

Antoni Klajn

**Właściwości dyfuzyjnego
wyładowania łukowego w próżni
w warunkach wymuszonego wyłączenia prądu**

Biblioteka Główna i OINT
Politechniki Wrocławskiej



100100137609

Wrocław 2006



Antoni KLAJN

Properties of a diffuse vacuum arc discharge
during the forced current commutation



Prace Naukowe Instytutu Energoelektryki
Politechniki Wrocławskiej **96**

Seria:
Monografie **31**

Antoni Klajn

**Właściwości dyfuzyjnego
wyładowania łukowego w próżni
w warunkach wymuszonego
wyłączania prądu**



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej · Wrocław 2006

1830

Recenzenci

Henryk MARKIEWICZ

Zdzisław ZAŁUCKI

Opracowanie redakcyjne i korekta

Aleksandra WAWRZYŃKOWSKA

Wszystkie prawa zastrzeżone. Żadna część niniejszej książki, zarówno w całości, jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny, fotograficzny i inny bez pisemnej zgody wydawcy i właścicieli praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2006

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
<http://www.oficwyd.pwr.wroc.pl>
e-mail: oficwyd@pwr.wroc.pl

ISSN 0324-976x

Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam nr 1064/2006



331100 L/1

22

2007/0756/D

*elektryczny łuk próżniowy,
wyładowanie dyfuzyjne,
wymuszone wyłączenie prądu*

Antoni KLAJN*

WŁAŚCIWOŚCI DYFUZYJNEGO WYŁADOWANIA ŁUKOWEGO W PRÓŻNI W WARUNKACH WYMUSZONEGO WYŁĄCZANIA PRĄDU

W pracy przedstawiono eksperymentalno-teoretyczną analizę właściwości plazmy łuku próżniowego w warunkach wymuszonego wyłączenia prądu na tle dotychczasowego dorobku naukowego w zakresie zjawisk łączeniowych w próżni. Przeprowadzono badania dwóch sposobów wymuszonej komutacji w próżni: impulsem prądu skierowanego przeciwnie do wyłączanego prądu łuku (przeciwnieprądem) oraz z zastosowaniem poprzecznego pola magnetycznego i pojemności bocznikującej styki. W części dotyczącej wyłączenia przeciwnieprądem skupiono się na analizie parametrów zjonizowanych cząsteczek plazmy po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero oraz na ocenie ich wpływu na osłabienie wytrzymałości połukowej. W ramach prac z zakresu wyłączenia z zastosowaniem poprzecznego pola magnetycznego przebadano wpływ tego pola na ruch plazmy oraz na napięcie łuku, dla pola proporcjonalnego do wartości prądu łuku oraz dla pola oscylacyjnego. Wyniki badań pozwoliły zarówno na określenie wielu parametrów plazmy, przydatnych w modelowaniu wymuszonego wyłączenia prądu w próżni, jak i na określenie wybranych kryteriów, warunkujących skuteczną komutację. Prace przeprowadzono w warunkach laboratoryjnych, wykorzystując rozbieralne próżniowe komory badawcze, wyposażone w układ miedzianych styków płaskich. Do pomiarów parametrów plazmy zastosowano sondę Langmuira, analizator pola opóźniającego oraz szybką fotografię łuku. Cennym efektem pracy jest ponadto określenie kryteriów przystosowania sond elektrycznych do pomiarów parametrów plazmy łuku elektrycznego w próżni.

* Instytut Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

Litery alfabetu łacińskiego

A	– umowny, zastępczy parametr transparenacji prądu jonowego w analizatorze pola opóźniającego
A_C	– powierzchnia czynna styków komory próżniowej
A_K	– powierzchnia kolektora sondy
A_S	– powierzchnia części czynnej sondy
A_O	– powierzchnia otworu wlotowego sondy
A_W	– powierzchnia strefy granicznej pomiędzy ładunkiem przestrzennym przy sondzie a badaną plazmą
a	– stała zależna od wartości indukcji magnetycznej (7.10)
b	– stała zależna od wartości indukcji magnetycznej (7.10)
b_{90}	– parametr zderzeniowy elektronów w plazmie (4.4)
\vec{B}, B	– wektor i moduł indukcji magnetycznej
B_c	– progowa wartość indukcji magnetycznej, przy której następuje powstanie warstwy niedostatku jonów przy anodzie (7.9)
C_C	– pojemność kondensatora bocznikującego styki w układzie wymuszonego wyłączania z zastosowaniem oscylacyjnego pola magnetycznego
C_{Cmin}	– minimalna wartość pojemności C_C zapewniająca skuteczne wyłączenie prądu łuku
c	– stały współczynnik charakteryzujący koncentrację plazmy w otoczeniu łuku (4.1), $c \approx 10^{13} \text{ m}^{-1} \text{ A}^{-1}$
c_c	– stosunek cząsteczek zjonizowanych do całkowitej masy plazmy emitowanej z płamek katodowych (7.25), $c_c = 8,7 \cdot 10^5 \text{ C/kg}$
c_e	– wskaźnik erozji materiału stykowego (7.25), $c_e = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ kg/C}$
c_i	– stała charakteryzująca właściwości kolekcji jonów przez kolektor analizatora pola opóźniającego (4.41)
d	– odległość międzystykowa
d_0	– pełny odstęp międzystykowy
d_w	– grubość warstwy ładunku przestrzennego przy przesłonie analizatora (rys. 4.8)

\bar{d}_s	– odstęp pomiędzy drucikami siatki analizatora pola opóźniającego (rys. 4.7)
E	– a) energia cząsteczki b) natężenie pola elektrycznego
\bar{E}	– wektor natężenia pola elektrycznego bez oddziaływania pola magnetycznego
$\bar{E}^* = \bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}$	– natężenie pola elektrycznego z uwzględnieniem oddziaływania pola magnetycznego (7.4)
\bar{E}_H	– składowa Halla w natężeniu pola elektrycznego (natężenie pola Halla) (7.3)
e	– ładunek elementarny, $e = 1,6 \times 10^{-19}$ As
\bar{F}	– wektor siły
\bar{F}_{el}	– wektor siły oddziałującej na cząsteczkę w polu elektrycznym
\bar{F}_m	– wektor siły oddziałującej na cząsteczkę w polu magnetycznym
\bar{F}_H	– wektor siły oddziałującej na cząsteczki w polu Halla (7.7)
\bar{F}_L	– wektor siły Lorentza (7.8)
GI	– współczynnik określający stopień generacji jonów w plazmie połukowej, w wyniku jonizacji neutralnych par metalu i emisji wtórnej (6.8); wg [285] GI może przyjmować wartości od 0 do $3 \cdot 10^5$
h	– grubość warstwy z niedostatkiem jonów przed anodą wskutek oddziaływania pola magnetycznego i efektu Halla (rys. 7.2)
i	– prąd wyładowania łukowego (wartość chwilowa) lub prąd w głównym obwodzie prądowym laboratoryjnego układu probierczego
\hat{i}	– amplituda sinusoidalnej półfali prądu
I	– prąd wyładowania łukowego (wartość skuteczna)
i_c	– prąd kondensatora bocznikującego styki łącznika próżniowego podczas wymuszonego wyłączenia z użyciem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego (rys. 7.38)
i_a	– prąd łuku próżniowego, mierzony w układzie z rysunku 7.39, różniący się od prądu i w głównym obwodzie prądowym (rys. 7.38)
i_m	– prąd obwodu wytwarzającego pole magnetyczne
I_K	– prąd kolektora analizatora pola opóźniającego
I_{K0}	– prąd nasycenia kolektora analizatora pola opóźniającego
I_{e0}	– elektronowy prąd nasycenia sondy (4.18)
I_{i0}	– jonowy prąd nasycenia sondy (4.15)
I_P	– prąd połukowy

I_S	– prąd sondy (4.21), (4.24)
J	– gęstość prądu
J_a	– gęstość prądu łuku
J_P	– gęstość prądu połukowego
J_d	– gęstość prądu przemieszczeniowego połukowego
J_c	– gęstość prądu przewodnościowego połukowego
J_{e0}	– gęstość elektronowego prądu nasycenia sondy
J_{i0}	– gęstość jonowego prądu nasycenia sondy
k	– stała Boltzmanna, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K
k_i, k_n	– stała proporcjonalności gęstości masy odpowiednio: prądu jonowego (7.25) i cząsteczek neutralnych (7.26)
k_m	– część (frakcja) masy plazmy emitowanej z katody, przenoszona przez płynne makrocząstki metalu (7.26), $k_m \approx 0,5$
k_ω	– współczynnik korygujący rzeczywistą wartość stromości narastania napięcia łuku w stosunku do wartości obliczonej (7.54)
Kn	– liczba Knudsena (4.7)
l_S	– odległość sondy od krawędzi styków komory badawczej
$\ln(A)$	– logarytm Coulomba (zależność (4.4))
M	– masa molowa
m	– masa cząsteczki
n	– koncentracja cząsteczek plazmy, np. n_n – koncentracja cząsteczek neutralnych (3.29) lub n_e – elektronów (4.19),
n'_e	– obliczona koncentracja elektronów w plazmie na podstawie pomiaru sondą z przysłoną (5.1)
n_D	– średnia liczba cząsteczek wewnątrz sfery ograniczonej przez długość Debye'a λ_D
n_{e0}	– koncentracja elektronów w plazmie; indeks „0” oznacza koncentrację w plazmie niezaburzonej, czyli niezakłóconej obecnością sondy pomiarowej, co odpowiada prądowi nasycenia elektronowego I_{e0} (4.28)
n_{i0}	– 1) koncentracja jonów w plazmie; indeks „0” oznacza koncentrację w plazmie niezaburzonej, czyli niezakłóconej obecnością sondy pomiarowej, co odpowiada prądowi nasycenia jonowego I_{i0} (4.15); 2) początkowa koncentracja jonów przed rozpoczęciem danego procesu, np. komutacji prądu łuku
n_{IPmax}	– koncentracja jonów odpowiadająca amplitudzie prądu połukowego
n_{n0}	– koncentracja neutralnych par metalu w chwili przejścia prądu przez zero
n_O, n_N	– koncentracja plazmy odpowiednio dla sondy osłoniętej i tej samej sondy, lecz bez przysłony

p	– ciśnienie gazu
q	– ładunek cząsteczki
Q_{IP}	– ładunek resztkowy, czyli ładunek w przestrzeni międzystykowej po przejściu prądu przez zero
Q_C	– ładunek zgromadzony na pojemności C_C
Q_{C0}	– początkowy ładunek na pojemności C_C , przed załączeniem pola magnetycznego
Q_{C+}	– ładunek przejmowany przez pojemność C_C w chwili wyłączenia prądu wskutek oddziaływania pola magnetycznego (7.25)
R	– 1) odległość od osi katody lub odległość od plamki katodowej, lub odległość (promień) od centrum rozpatrywanego układu (np. plamki katodowej, cząsteczki, osi łuku) 2) rezystancja
r_s	– promień drucika siatki analizatora pola opóźniającego (rys. 4.7)
R_S	– promień sondy
R_O	– promień otworu wlotowego w przysłonie sondy
R_{st}	– promień styku
s	– grubość warstwy jonów, formującej się przy katodzie po przejściu prądu przez zero (rys. 3.6)
s_{st}	– odchylenie standardowe badanej wielkości
t	– czas
$t_{\lambda i}$	– średni czas swobodnego ruchu jonów pomiędzy zderzeniami (7.11)
t_{De}	– czas opóźnienia zaniku prądu elektronowego po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero (rys. 5.27)
t_{Di}	– czas opóźnienia zaniku prądu jonowego po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero (rys. 5.37)
t_e	– czas przepływu prądu elektronowego w prądzie połukowym (rys. 3.5)
t_{Fi}	– czas przelotu jonów w przestrzeni międzystykowej (7.28)
t_{IP}	– czas przepływu prądu połukowego (rys. 3.5 i 6.25)
t_l	– czas „życia” łuku w obwodzie prądu stałego (7.10)
t_{Pi}	– szacunkowy czas przelotu jonów od przestrzeni łukowej do analizatora pola opóźniającego (6.4)
T	– temperatura w skali bezwzględnej
U	– napięcie
U_a	– spadek napięcia na łuku bez oddziaływania zewnętrznego pola magnetycznego
U_d	– napięcie przebiccia przerwy międzystykowej
U_{K0}	– napięcie początkowe kondensatora komutacyjnego

$u_{\max 1}, u_{\max 2}, u_{\max 3}$	– pierwsza i kolejne amplitudy przebiegu napięcia łuku będącego pod wpływem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego ((7.14), rys. 7.17 i 7.18)
u_+	– przyrost napięcia łuku wskutek oddziaływania pola magnetycznego (7.14)
$(u_+)_{\max}$	– pierwsza amplituda przyrostu napięcia łuku u_+
U_P	– napięcie powrotne po przejściu prądu przez zero
U_{Px}	– napięcie powrotne po przejściu prądu przez zero dla współrzędnej x
U_S	– napięcie sondy (4.12), (rys. 4.3)
U_{ZAS}	– napięcie źródła zasilania
U_{pl}	– różnica potencjałów pomiędzy potencjałem plazmy V_{pl} a potencjałem elektrody odniesienia V_{od} , (4.11), (rys. 4.3)
U_W	– różnica potencjałów w warstwie ładunku przestrzennego przy sondzie (4.9), (rys. 4.3)
v	– prędkość termiczna cząsteczki (oznaczenie ogólne)
v_D	– prędkość dryfowa cząsteczki
v_{e0}, v_{i0}, v_{n0}	– początkowa prędkość odpowiednio elektronów, jonów bądź cząsteczek neutralnych w rozpatrywanym procesie
v_0	– wypadkowa prędkość przemieszczania się „pływu” plazmowego
\bar{v}	– prędkość średnia cząsteczki (wynikająca z rozkładu Maxwella)
\bar{v}_k	– prędkość średnia kwadratowa (wynikająca z rozkładu Maxwella)
v_{ep}	– prędkość najbardziej prawdopodobna elektronów
\mathbf{v}	– wektor prędkości cząsteczki
$ \mathbf{v} $	– moduł wektora, np. wektora prędkości cząsteczki
v_x, v_y, v_z	– wartości składowych wektora prędkości cząsteczki odpowiednio w kierunkach x, y, z
V_{fl}	– potencjał swobodny
V_{pl}	– potencjał plazmy
V_K	– potencjał kolektora analizatora pola opóźniającego
V_G	– potencjał siatki analizatora pola opóźniającego
V_{od}	– potencjał elektrody odniesienia (rys. 4.1, 4.3)
V_S	– potencjał sondy (rys. 4.3)
x	– współrzędna odległości międzystykowej (np. rys. 3.6)
Z	– średnia liczba ładunkowa jonów wielokrotnie zjonizowanych
$\bar{i}_x, \bar{i}_y, \bar{i}_z$	– wektory jednostkowe kartezjańskiego układu współrzędnych

Litery alfabetu greckiego

α	– współczynnik wzrostu napięcia łuku pod wpływem oddziaływania zewnętrznego pola magnetycznego (7.11)
----------	---

β	– współczynnik w zależności (4.1) opisującej koncentrację plazmy wokół wyładowania łukowego; β zawiera się w zakresie od 0,5 dla kierunku prostopadłego do osi łuku do 1,2 dla kierunku pokrywającego się z osią łuku
β_H	– parametr Halla (7.2a)
ϵ_0	– przenikalność elektryczna próżni, $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ As/Vm
ϕ	– charakterystyczny wymiar otworu przysłony analizatora pola opóźniającego
φ	– potencjał wokół naładowanej cząsteczki (jonu)
λ	– średnia droga swobodna cząsteczki: λ_e – w zderzeniach elektron – elektron, λ_i – w zderzeniach jon – jon, λ_{ei} – w zderzeniach elektron – jon
λ_D	– długość Debye’a (zależność (4.3))
ρ_{i0}, ρ_{n0}	– początkowe gęstości masy odpowiednio dla jonów (7.25) i cząsteczek neutralnych (7.26)
σ	– konduktywność plazmy (wielkość skalarna)
σ_0	– składowa tensora konduktywności plazmy wzdłuż wektora indukcji magnetycznej, równa co do wartości konduktywności (wielkości skalarnej) bez pola magnetycznego, $\sigma = \sigma_0$ (7.20)
$\hat{\sigma}$	– tensor konduktywności plazmy (7.20)
τ	– stała czasowa przebiegu eksponencjalnego
τ_C	– czas swobodnego przebiegu cząsteczki w ruchu cyklotronowym (7.2a), (7.4)
τ_{IP}	– stała czasowa zaniku jonów na drodze dyfuzji w prądzie połukowym
τ_r	– czas relaksacji ładunku przestrzennego
τ_{rj}	– czas relaksacji jonów w warstwie ładunku przestrzennego przy sondzie
τ_f	– średni czas przelotu jonów w przestrzeni międzystykowej (7.9)
τ_m	– stała czasowa tłumienia obwodu wytwarzającego oscylacyjne pole magnetyczne ((7.14), rys. 7.16)
δ_G	– transparenca siatki
ω	– częstość oscylacji w ruchu cyklotronowym cząsteczki
ω_m	– pulsacja prądu w obwodzie wytwarzającym oscylacyjne pole magnetyczne (7.14)
$\overline{\omega}$	– częstość zderzeń cząsteczek: $\overline{\omega}_e$ – w zderzeniach elektron – elektron, $\overline{\omega}_i$ – w zderzeniach jon – jon, $\overline{\omega}_{ei}$ – w zderzeniach elektron – jon

Ważniejsze indeksy

e	– wielkość dotycząca elektronów
i	– wielkość dotycząca jonów
n	– wielkość dotycząca cząsteczek neutralnych
$(x = s)$	– wartość parametru na granicy oddzielającej warstwę ładunku dodatniego przy katodzie od quasi-neutralnej plazmy (rys. 3.6)
x, y, z	– składowe wektora prędkości cząsteczki odpowiednio w osiach x, y, z kartezjańskiego układu współrzędnych
Cu, Cr, W i in.	– oznaczenie wielkości dotyczącej odpowiednio danego pierwiastka: miedzi, chromu, wolframu i innych
\wedge	– znak umieszczony ponad symbolem oznacza amplitudę danej wielkości okresowej
0	– a) w przypadku prądu – prąd nasycenia sondy (elektronowy, jonowy), b) w przypadku parametrów plazmy – parametr plazmy niezakłóconej obecnością sondy

Uwaga: brak indeksu e albo i przy wielkościach odnoszących się do parametrów plazmy oznacza, że dotyczą one zarówno jonów, jak i elektronów.

1. Informacje wstępne

1.1. Tematyka pracy na tle aktualnych zagadnień związanych z łącznikami próżniowymi i z badaniem zjawisk łączeniowych w próżni

Łuk elektryczny w próżni, występujące w nim zjawiska oraz ich wykorzystanie w łącznikach elektroenergetycznych stanowią od szeregu lat przedmiot badań wielu ośrodków naukowych oraz firm zajmujących się produkcją aparatury łączeniowej. Zainteresowanie próżnią jako medium izolacyjnym i gaszącym łuk elektryczny datuje się już od lat dwudziestych ubiegłego stulecia, jednak dopiero pod koniec lat pięćdziesiątych udało się pokonać istotne bariery poznawcze i technologiczne, co umożliwiło konstrukcję pierwszych łączników próżniowych [95, 194, 198, 215, 216, 264]. W ciągu następnych dwóch dziesięcioleci nastąpił dynamiczny rozwój tej techniki łączenia, a następnie jej systematyczne doskonalenie, trwające do dnia dzisiejszego. Obecnie łączniki próżniowe należą do grupy nowoczesnych aparatów w zakresie napięć niskich, tj. do 1000 V, oraz napięć średnich, tj. od 7,2 kV do 36 kV w warunkach europejskich, a na świecie, np. w Japonii, nawet do 72,5 kV [198, 215, 216]. Próżniowe łączniki niskiego napięcia to przede wszystkim styczniki o prądach znamionowych w zakresie od ok. 100 A do ok. 800 A, przeznaczone głównie do łączenia silników elektrycznych o znacznych mocach, pracujących w najcięższych warunkach eksploatacyjnych (kategoria użytkowania AC3 i AC4). W ostatnich latach niektóre firmy podjęły również produkcję wyłączników na napięcia do 1000 V [100, 236]. Dominującą grupą łączników próżniowych średniego napięcia są wyłączniki, które od co najmniej trzydziestu lat stanowią grupę nowoczesnych aparatów, pokrywających w pełni cały zakres prądów znamionowych spotykany w wyłącznikach średniego napięcia, tj. od kilkuset do ok. 4000 A przy mocach wyłączalnych do ok. 4000 MVA. Odrębną grupę łączników próżniowych średniego napięcia stanowią styczniki produkowane na napięcia znamionowe od 6 do 12 kV, wykorzystywane głównie jako łączniki manewrowe w obwodach silników wysokiego napięcia. Do niezwykle dynamicznego rozwoju i rozpowszechnienia się łączników próżniowych w ostatnim ćwierćwieczu przyczynił się cały szereg ich istotnych zalet, spośród których najważniejsze to:

- krótki czas łukowy, ograniczony na ogół do pierwszego przejścia prądu przez wartość zerową,
- stosunkowo nieduża erozja materiału stykowego, bezpośrednio związana z krótkim czasem łukowym i niewielką energią łuku; umiarkowane wartości energii łuku wynikają m.in. z niskiej wartości napięcia łuku próżniowego, zwłaszcza dyfuzyjnego łuku próżniowego, w porównaniu z napięciami występującymi w łuku gazowym,
- bardzo duża szybkość odzyskiwania wytrzymałości przerwy połukowej,
- całkowita separacja łuku elektrycznego i produktów jego palenia się od otoczenia,
- prosta, od strony mechanicznej, konstrukcja komór gaszeniowych, dzięki czemu uzyskuje się bardzo wysoką trwałość i niezawodność tych aparatów.

Wymienione zalety sprawiają, że łączniki próżniowe cechują się bardzo dobrymi parametrami trwałościowymi w porównaniu z innymi konstrukcjami łączników. Trwałość łączeniowa wyłączników próżniowych średniego napięcia jest rzędu 20 000 łączy przy znamionowym prądzie cieplnym i od ok. 50 nawet do 100 łączy przy znamionowym prądzie wyłączalnym [198, 216]. Tak wysokiej trwałości wyłączników nie udało się uzyskać w żadnej innej technice łączenia w zakresie napięć średnich. Z tego względu wielu producentów oferuje te aparaty według dewizy „zainstalować i zapomnieć”, gwarantując ich co najmniej 20-letnią eksploatację bez zabiegów konserwatorskich. Niezależnie od tego prowadzone są badania, których celem jest dalsze doskonalenie konstrukcji komór próżniowych i napędów łączników.

Produkowane przez przemysł łączniki próżniowe są przeznaczone przede wszystkim do pracy w obwodach prądu przemiennego. Podstawowym warunkiem gaszenia łuku elektrycznego przez te aparaty jest bowiem przejście prądu przez wartość zerową, co przy prądzie przemiennym następuje w sposób naturalny. Jednak od samego początku badań, związanych z wyłączaniem prądu w próżni, pewna, stosunkowo nieduża, grupa prac poświęcona była badaniu możliwości zastosowania tych aparatów do pracy w obwodach prądu stałego. Inspiracją do tego były z jednej strony wymienione wyżej korzystne właściwości próżni jako medium komutacyjnego, a z drugiej strony istotne trudności w opracowaniu zadowalająco dobrej techniki gaszenia łuku prądu stałego w innych środowiskach, głównie w powietrzu i w oleju mineralnym.

Przerywanie prądu stałego w próżni wymaga zastosowania tzw. „wymuszonego” wyłączania prądu, przez co rozumie się wyłączenie następujące wskutek celowego sprowadzenia wartości prądu łuku próżniowego do zera na czas na tyle krótki, aby nastąpiło zgaszenie łuku i odzyskanie pełnej wytrzymałości przerwy międzystykowej. Łączniki próżniowe cechują się bardzo dużą szybkością odbudowy właściwości izolacyjnych w okresie połukowym. Czasy potrzebne do dejonizacji przerwy międzystykowej wahają się od kilku do kilkudziesięciu mikrosekund, zależnie od parametrów komory, wartości przerywanego prądu i parametrów obwodu [194] i są znacznie krótsze od analogicznych czasów uzyskiwanych w innych ośrodkach gaszących łuk. Z tego względu łączniki próżniowe wykazują bardzo dużą przydatność i wiele ko-

rzystnych właściwości, które mogą być wykorzystane w technice komutacji wymuszonej. Sprowadzenie prądu do zera w procesie komutacji wymuszonej jest równoznaczne z chwilowym przejściem wyłączanego prądu przez obwód zastępczy, bocznikujący zwykle styki łącznika. Bilans energetyczny tego procesu oraz zjawiska zachodzące w plazmie łuku i mające wpływ na wzrost wytrzymałości międzystykowej są podstawowymi warunkami skutecznego wyłączenia obwodu w sposób wymuszony w próżni.

W dotychczasowych badaniach wymienia się dwa sposoby technicznej realizacji wymuszonego wyłączenia prądu w próżni:

- wyłączanie tzw. przeciwprądem, czyli impulsem prądowym skierowanym przeciwnie do prądu płynącego przez komorę gaszeniową,
- wyłączanie z wykorzystaniem silnego, poprzecznego pola magnetycznego oddziałującego na łuk próżniowy.

Obydwa te sposoby komutacji, wraz z przeglądem dotychczasowych znanych z literatury badań w tej dziedzinie, omówiono szerzej w dalszej części pracy. Komutacja wymuszona może mieć wielorakie zastosowania, z których najważniejsze to:

- wyłączanie prądu stałego w próżni,
- ograniczanie prądów zwarciovych.

Obecnie zakres zastosowań wymuszonego wyłączenia prądu w próżni jest stosunkowo wąski i można go określić mianem niekonwencjonalnego, leżącego w zasadzie na uboczu komercyjnych zainteresowań firm wytwarzających aparaturę łączeniową. Wraz z pojawieniem się w końcu lat 60. i na początku 70. XX wieku idei przesyłu energii na znaczne odległości liniami prądu stałego podjęto, głównie w Stanach Zjednoczonych, szereg badań zmierzających do opracowania próżniowych wyłączników prądu stałego wysokiego napięcia (*HVDC circuit breakers*). Pionierskie prace Greenwooda i współpracowników [97] oraz innych autorów [7, 245] z tego okresu z zastosowaniem przeciwprądu przyniosły pozytywne rezultaty prób laboratoryjnych. Wiele z tych prac zostało zaniechanych, do czego przyczynił się z pewnością szybki postęp w opracowaniu nowoczesnych przekształtników energoelektronicznych wysokiego napięcia, dzięki którym rozwiązano nie tylko problemy łączenia, lecz i przekształcania prądu stałego w liniach przesyłowych. Pomimo to Greenwood i jego współpracownicy prowadzili dalsze badania [41, 42, 229], których efektem była m.in. próba określenia kryterium skutecznego gaszenia łuku próżniowego przeciwprądem w HVDC, opartego na ocenie wielkości ładunku resztkowego w przestrzeni międzystykowej po przejściu prądu przez zero. W końcu lat 70. i na początku lat 80. XX wieku Kimblin, Emtage, Holmes i inni [71, 94, 142] podjęli cykl badań, związanych z wymuszonym wyłączeniem prądu w próżni z wykorzystaniem poprzecznego pola magnetycznego z zamiarem zastosowania tej techniki do próżniowych wyłączników ograniczających wysokiego napięcia. Autorzy zaproponowali model teoretyczny zjawisk i przeprowadzili badania eksperymentalne. Prace te zostały jednak również zaniechane.

W Polsce prace z wykorzystaniem wymuszonego wyłączenia prądu w próżni były prowadzone w Instytucie Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej pod kierunkiem profesora Marka Bartosika [13–20], głównie w zakresie zastosowań do trakcji elektrycznej. Ich efektem jest opracowany i wdrożony próżniowy wyłącznik trakcyjny prądu stałego na napięciu 3 kV, z przeznaczeniem jako wyłącznik główny w lokomotywach elektrycznych [18]. W wyłączniku tym wykorzystano zasadę wyłączania przeciwprądem. Prace te potwierdzają duże możliwości zastosowań łączników próżniowych do wymuszonego przerywania prądu.

Innym ośrodkiem krajowym, w którym prowadzono prace dotyczące wymuszonego wyłączenia prądu w próżni przeciwprądem, jest Instytut Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, gdzie badania dotyczyły głównie zastosowań tej techniki komutacji do styczników próżniowych niskiego napięcia [21, 27, 172, 175, 176, 289, 293]. Ich celem było przystosowanie tych aparatów do pracy w obwodach prądu stałego i w obwodach o częstotliwościach w zakresie od ułamka Hz do kilku Hz, zwanego prądem wolnozmiennym lub niskoczęstotliwościowym. Początkowe badania i próby wykonane w warunkach laboratoryjnych przyniosły pozytywne rezultaty, które pozwoliły na opracowanie kryteriów optymalizacji układu [172, 175, 176, 289, 293] i opatentowanie rozwiązań [173, 174]. W trakcie dalszych pomiarów, mających na celu sprawdzenie modelu laboratoryjnego łącznika w warunkach pracy długotrwałej okazało się jednak, że w pewnej, bardzo niewielkiej liczbie łączeń mniejszej od 1% łącznik wyłączał dopiero przy drugim przejściu prądu przez zero lub sporadycznie zdarzały się nawet przypadki niewyłączeń. Stało się to dla autora inspiracją do analizy zjawisk fizycznych, zachodzących w plazmie łuku próżniowego podczas wymuszonego przerywania prądu w celu ich lepszego poznania i opisu. Skuteczność wymuszonego wyłączenia prądu w próżni związana jest bowiem nie tylko z właściwym doбором parametrów przeciwprądu bądź pola magnetycznego w zależności od parametrów obwodu, lecz również z przebiegiem zjawisk w plazmie łuku próżniowego. Świadczyć o tym może wyraźnie losowy rezultat wielu prób wyłączenia, opisanych w pracach [7, 42].

W prezentowanej pracy podjęto więc próbę dokonania możliwie kompleksowego opisu zjawisk w plazmie łuku próżniowego podczas wymuszonego wyłączenia prądu, korzystając z opracowań znanych z literatury oraz o własnych, głównie eksperymentalnych prac autora. Zaprezentowane wyniki mogą być przydatne w ocenie skuteczności działania układów komutacji wymuszonej bądź w ich optymalizacji. Ponieważ opisane tu prace eksperymentalne zostały wykonane w układach probierczych o parametrach obwodu i komory badawczej odpowiadających zasadniczo łącznikom próżniowym niskiego napięcia i o wartościach prądu typowych dla próżniowego łuku dyfuzyjnego, ich wyniki mogą być odniesione przede wszystkim do specyfiki tych łączników i do zjawisk występujących w próżniowym łuku dyfuzyjnym. Nie oznacza to jednak ograniczenia uzyskanych rezultatów jedynie do łączników próżniowych niskiego napięcia.

1.2. Cel i zakres pracy

Celem prezentowanej pracy jest próba całościowego przedstawienia aktualnego stanu wiedzy o zjawiskach fizycznych, zachodzących w procesie wymuszonej komutacji łuku próżniowego przeciwpładem, bądź z użyciem poprzecznego pola magnetycznego, oraz prezentacja na tym tle własnego dorobku autora. Analiza taka może być wykorzystana w ocenie skuteczności działania i w optymalizacji układów komutacji wymuszonej, współpracujących z łącznikami próżniowymi.

Szczególną uwagę w prezentowanych pracach poświęcono analizie parametrów plazmy łuku próżniowego:

- bezpośrednio po wymuszonym przejściu prądu przez zero przy wyłączeniu przeciwpładem,

- w trakcie oddziaływania na łuk poprzecznym polem magnetycznym.

Zaobserwowane prawidłowości pozwoliły na opracowanie wniosków, dotyczących skuteczności wymuszonego gaszenia łuku próżniowego. Do realizacji tych zadań wykorzystano sondy elektryczne oparte na teorii Langmuira. Dodatkowym efektem wykonanych przez autora prac eksperymentalnych są liczne spostrzeżenia, odnoszące się do zastosowania tych sond do badania plazmy łuku próżniowego.

Rozdziały 2, 3 i 4 zawierają opis aktualnego stanu wiedzy z zakresu tematyki pracy. W rozdziale 2 zamieszczono podstawowe informacje, dotyczące łuku elektrycznego w próżni. Rozdział 3 jest poświęcony opisowi zjawisk, zachodzących podczas gaszenia łuku próżniowego, czyli bezpośrednio przed, w trakcie i po przejściu prądu łuku przez wartość zerową. W rozdziale 4 omówiono metody stosowane w badaniach plazmy łuku elektrycznego, ze szczególnym uwzględnieniem pomiarów z użyciem sond elektrycznych, które były używane w badaniach autora.

Rozdziały 5, 6 i 7 zawierają opis zasadniczego dorobku naukowego autora w zakresie badań eksperymentalnych wymuszonej komutacji łuku próżniowego. W rozdziale 5 przedstawiono eksperymentalne badania plazmy próżniowego łuku łączeniowego przy użyciu sond elektrycznych. W rozdziale 6 omówiono przerywanie prądu przez jego wymuszone sprowadzenie do zera impulsem przeciwpładem oraz dokonano oceny zachodzących zjawisk z punktu widzenia skuteczności takiego sposobu komutacji. Rozdział 7 zawiera natomiast przegląd dotychczasowych prac oraz analizę zjawisk fizycznych w łuku próżniowym podczas oddziaływania na ten łuk poprzecznym polem magnetycznym w aspekcie zastosowań tego sposobu komutacji do wymuszonego przerywania prądu w próżni. Opisane badania eksperymentalne zostały uzupełnione obliczeniami, przeprowadzonymi z wykorzystaniem znanych z literatury matematycznych modeli zjawisk.

Podsumowanie i wnioski końcowe przedstawiono w rozdziale 8.

2. Podstawowe właściwości i parametry stabilnego wyładowania łukowego w próżni

2.1. Informacje wstępne o wyładowaniu łukowym

Za jedną z najbardziej syntetycznych definicji łuku elektrycznego uważa się określenie podane przez Comptona [194], mówiące, że jest to wyładowanie w gazie lub w parach, w którym wartość napięcia w strefie przykatodowej jest rzędu najniższego potencjału jonizacyjnego gazu lub par, w których pali się łuk. W odróżnieniu od innych rodzajów wyładowań elektrycznych charakteryzuje się ono małą wartością spadku napięcia oraz dużą gęstością prądu przy katodzie [44]. Struktura łuku elektrycznego w gazie i w próżni została przedstawiona skrótowo w punktach 2.2 i 2.3.

Środowisko, w którym zachodzi wyładowanie jest plazmą, której zasadniczymi składnikami są:

- elektrony,
- jony, zwykle dodatnie, lecz również w pewnych środowiskach jony ujemne,
- cząsteczki obojętne, czyli niezjonizowane atomy, molekuly i makrocząstki danej substancji.

Właściwości plazmy łuku elektrycznego są określone zespołem cech wzajemnego oddziaływania pomiędzy jej wszystkimi składnikami w przestrzeni, w której zachodzi wyładowanie, nazywanej kolumną łukową. Można je rozpatrywać w dwóch skalach [181, 223, 248, 273, 286]:

- a) mikroskopowej,
- b) makroskopowej.

Analiza w *skali mikroskopowej* dotyczy właściwości cząsteczek oraz ich wzajemnych oddziaływań przy uwzględnieniu obecności pól – elektrycznego i magnetycznego. Celem takiej analizy jest opis torów ruchu cząsteczek, ich zderzeń i zachodzących wówczas procesów energetycznych, dzięki czemu jest możliwe określenie rozkładów statystycznych stopnia dysocjacji, jonizacji, rekombinacji i emisji składników plazmy.

Analiza w *skali makroskopowej* dotyczy obserwacji zjawisk w sposób uśredniony, gdy plazma jest traktowana jako medium ciągłe, czyli płyn (gaz lub ciecz), zgodnie

z teorią hydrodynamiki Maxwella–Boltzmann [29, 44, 45, 101, 102, 138, 181, 223, 273, 286]. Teoria ta wiąże ze sobą równania zachowania:

- masy,
- pędu,
- energii cząsteczek.

Ponieważ jednak plazma jako środowisko przewodzące podlega oddziaływaniu własnych i zewnętrznych pól: elektrycznego i magnetycznego, modele makroskopowe plazmy zwane są modelami magnetohydrodynamicznymi, gdyż łączą w sobie elementy hydrodynamiki i elektrodynamiki, stąd pojęcie *magnetohydrodynamiki* (MHD), w której plazma jest traktowana jako elektrycznie przewodzący ośrodek ciągły. Równania MHD obejmują równania Maxwella, pola elektromagnetycznego, hydrodynamiczne równanie ruchu, termodynamiczne równanie stanu oraz równania stanu zachowania energii.

Równania magnetohydrodynamiki opisują parametry cząsteczek w sposób uśredniony dla danego płynu. Jony i elektrony w plazmie cechują się jednak na tyle zróżnicowanymi wartościami mas, a w niektórych rodzajach plazmy, jak np. w plazmie łuku próżniowego, również zróżnicowanymi wartościami energii, że w pewnych analizach trudno je traktować jako jednolity płyn. Dlatego rozróżnia się modele [101, 102, 273, 286]:

- jednopłynowe, w których zakłada się monocząsteczkową budowę plazmy,
- wielopłynowe, zwykle dwupłynowe, w których plazmę traktuje się jako medium ciągłe, złożone z dwóch lub większej liczby składników.

Modele jednopłynowe są modelami najprostszymi i opisują ruch tylko jednego składnika plazmy, zwykle ruch jonów albo elektronów. Model dwupłynowy, stosowany często w opisie łuku próżniowego [102, 286], uwzględnia transport dwóch rodzajów cząsteczek plazmy, zwykle jonów i elektronów.

Całościowy opis plazmy łuku elektrycznego wymaga uwzględnienia trzech rodzajów jego właściwości [102, 182, 286]:

- termodynamicznych,
- elektrycznych,
- jonizacyjnych i emisyjnych.

Właściwości termodynamiczne plazmy dotyczą analizy plazmy w skali makroskopowej, z wykorzystaniem teorii magnetohydrodynamiki. Na ich podstawie można ustalić uśrednione wartości następujących parametrów:

- a) temperatury,
- b) ciśnienia, które w opisie przestrzennym jest tensorem,
- c) koncentracji,
- d) prędkości przepływu, która w opisie przestrzennym jest wektorem.

Szczegółowe przedstawianie zależności, wynikających z magnetohydrodynamicznej teorii plazmy, nie stanowi zasadniczej treści prezentowanej pracy, dlatego zostaną tu wykorzystane jedynie pewne elementy tego opisu.

Właściwości elektryczne określone są przede wszystkim takimi parametrami, jak: wektor natężenia pola elektrycznego, tensor konduktywności oraz wektor gęstości prądu. Ponadto, jeśli zachodzi potrzeba, opisane są wielkości pola magnetycznego, własnego bądź zewnętrznego. Natężenie pola elektrycznego, konduktywność i prąd są powiązane wzajemnie uogólnionym prawem Ohma i wynikającą z niego zewnętrzną charakterystyką prądowo-napięciową łuku. Charakterystyka ta umożliwia określenie funkcji zmian rezystancji kolumny łukowej, a tym samym modelowanie łuku w obwodzie elektrycznym.

Procesy jonizacyjne i emisyjne to wielkości opisane odpowiednimi rozkładami statystycznymi prawdopodobieństwa występowania zjawisk jonizacji i emisji cząsteczek oraz związanymi z nimi zjawiskami dysocjacji, dyfuzji i rekombinacji. Jedną z podstawowych zależności jest równanie Saha [44, 217, 218, 261, 263], opisujące stopień jonizacji termicznej gazu w zależności od jego temperatury i innych parametrów. Zjawiska te rozważa się w skali mikroskopowej, natomiast rozkłady statystyczne prawdopodobieństwa ich wystąpienia podaje się jako wielkość uśrednioną dla całej plazmy.

Opis zjawisk zachodzących w łuku elektrycznym wymaga wzajemnego powiązania właściwości: termodynamicznych, elektrycznych oraz jonizacyjnych i emisyjnych. Należy podkreślić, że opis parametrów łuku w zakresie tylko jednej z wymienionych właściwości, np. właściwości elektrycznych, jest opisem niepełnym i niejednoznacznym. Oznacza to, że można otrzymać np. podobną charakterystykę prądowo-napięciową łuku dla innych pozostałych parametrów wyładowania.

W hydrodynamicznej teorii płynów, opracowanej przez Boltzmanna i Maxwella [44, 181, 223, 273, 286], istnieje określony związek pomiędzy temperaturą cząsteczek, ich prędkością i energią, jak i innymi wymienionymi wcześniej parametrami płynu plazmowego. W teorii tej rozróżnia się dwa rodzaje prędkości cząsteczek:

- prędkość kinetyczną, nazywaną także skierowaną bądź dryfową,
- prędkość termiczną.

Prędkość kinetyczna jest związana z energią kinetyczną, uzyskaną przez cząsteczkę wskutek oddziaływania pola elektrycznego w plazmie i z tzw. ruchem skierowanym bądź ruchem dryfowym cząsteczek, wynikającym z nałożenia się oddziaływania pól elektrycznego i magnetycznego. *Prędkość termiczna* jest natomiast efektem oddziaływania energii termicznej, czyli obrazuje ruchliwość cząsteczek pomiędzy kolejnymi ich zderzeniami, wywołaną temperaturą składników płynu plazmowego. Prędkość termiczna dotyczy więc zarówno cząsteczek zjonizowanych (elektronów i jonów), jak i cząsteczek obojętnych elektrycznie.

W dalszej części pracy przez pojęcie prędkości będzie się rozumieć prędkość termiczną, o ile nie będzie zaznaczone, że w danym przypadku chodzi o prędkość kinetyczną cząsteczki. Istnieje określony związek pomiędzy temperaturą T cząsteczek w plazmie a ich prędkością, wynikającą z przekazanej cząsteczkom energii termicznej [181, 182, 223, 273, 286]. Energia ta, dla prędkości średniej kwadratowej \bar{v}_k , wynikającej z rozkładu Maxwella (prędkość termiczna), może być wyrażona następującą zależnością:

$$\frac{1}{2} m \bar{v}_k^2 = \frac{3}{2} kT. \quad (2.1)$$

Zależność (2.1) wiąże ze sobą określony statystycznie parametr mikroskopowy, czyli średnią energię kinetyczną cząsteczek, z parametrem makroskopowym, jakim jest temperatura płynu T . Wektor prędkości v ma trzy składowe przestrzenne, np. w układzie kartezjańskim są to: v_x , v_y , v_z . Na każdy z tych kierunków przypada jeden, tzw. *translacyjny* stopień swobody ruchu cząsteczki [181]. Wyrażenie (2.1) określa energię całościową dla wszystkich trzech translacyjnych stopni swobody, natomiast na każdy z nich przypada trzecia część całkowitej energii, czyli $\frac{1}{2} kT$. Przykładowo dla kierunku wzdłuż osi x istnieje zależność [181, 286]:

$$\frac{1}{2} m |\bar{v}_x|^2 = \frac{1}{2} kT \quad (2.2)$$

i analogiczne zależności można zapisać odpowiednio dla pozostałych kierunków y , z układu kartezjańskiego. Wynika stąd wyrażenie

$$kT = \frac{m |\bar{v}|^2}{3}, \quad (2.3)$$

które w hydrodynamicznej teorii płynów Maxwella–Boltzmana nazywane jest *temperaturą zdefiniowaną kinetycznie*. Przekształcając równanie (2.3), można wyrazić temperaturę cząsteczek w plazmie zarówno w K jak i w eV, przy czym

$$1eV = 1,602 \cdot 10^{-19} J \Leftrightarrow 11600 K.$$

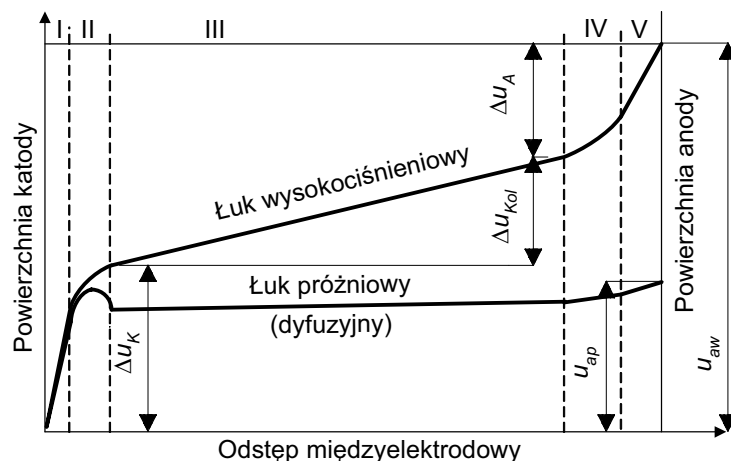
Temperatura płynu plazmowego jest określana dla wszystkich jego trzech składników: elektronów (kT_e), jonów (kT_i) i cząsteczek neutralnych (kT_n).

Zależności (2.1)–(2.3) są słuszne dla gazu idealnego, przy założeniu zderzeń doskonale sprężystych, czyli takich, podczas których nie zachodzi zamiana energii kinetycznej cząsteczek, uzyskanej wskutek dostarczonej im energii termicznej, na inne postacie energii. Przy takim założeniu rozpatrywana tu prędkość cząsteczek, czyli jak założono wcześniej *prędkość termiczna*, jest związana bezpośrednio z temperaturą gazu i np. dla elektronów wyraża się zależnością [2, 182, 183, 213, 223, 286]:

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}. \quad (2.4)$$

W elektrycznych aparatach łączeniowych, w zależności od środowiska, w którym pali się łuk elektryczny, wyróżnia się dwa jego zasadnicze rodzaje (rys. 2.1):

- łuk wysokociśnieniowy,
- łuk próżniowy.



Rys. 2.1. Szkic ilustrujący rozkład napięcia w łuku wysokociśnieniowym i próżniowym; I – strefa katodowego ładunku przestrzennego, II – strefa plazmy katodowej, III – kolumna łuku, IV – strefa plazmy przyanodowej, V – strefa ładunku przestrzennego przy anodzie, Δu_K , Δu_{Kol} , Δu_A – spadki napięcia odpowiednio: przykatodowy, na kolumnie łuku, przyanodowy, u_{ap} – całkowite napięcie łuku próżniowego, u_{aw} – całkowite napięcie łuku wysokiego ciśnienia

Fig. 2.1. Sketch diagram illustrating comparison of voltage distribution along a high-pressure and a vacuum arc; I – space charge zone at the cathode, II – plasma zone at the cathode, III – arc column, IV – plasma zone at the anode, V – space charge zone at the anode, Δu_K , Δu_{Kol} , Δu_A – voltage drops: cathodic, on the arc column, and anodic respectively, u_{ap} – the whole vacuum arc voltage, u_{aw} – the whole high – pressure arc voltage

W literaturze [182] można się ponadto spotkać z pojęciem tzw. łuku niskociśnieniowego, palącego się w gazach o ciśnieniu od ok. 10^{-2} Pa do ok. 1000 Pa. Łuk ten nie jest jednak spotykany w łącznikach elektrycznych i dlatego nie będzie tu dokładnie omawiany.

2.2. Łuk wysokociśnieniowy – informacje podstawowe

Łuk wysokociśnieniowy to wyładowanie zachodzące w gazach o ciśnieniu w zakresie 10^4 – 10^8 Pa. W odniesieniu do łączników elektroenergetycznych chodzi tu przede wszystkim o łuk w powietrzu o ciśnieniu atmosferycznym oraz w sześćfluorku siarki. Jedną z podstawowych cech takiego wyładowania jest dominujący udział zjonizowanych cząsteczek gazu w ogólnej liczbie nośników prądu. Właściwości fizyczne łuku wysokociśnieniowego zostały przebadane i opisane już w latach międzywojennych. Pionierskimi pracami w tym zakresie były m.in. badania Saha [261], który sformułował podstawowe równanie, opisujące stopień jonizacji termicznej gazu

jako funkcję jego temperatury, ciśnienia i energii jonizacji cząsteczek. Wśród wielu prac z tamtego okresu dotyczących łuku elektrycznego na uwagę zasługują prace Mayra [44, 136, 217, 218, 248] oraz prace Cassiego [44, 136, 248], którzy niezależnie od siebie opracowali podstawy modeli łuku elektrycznego. Prace te umożliwiły późniejszy pełny opis zjawisk, zachodzących w łuku łączeniowym gaszonym w powietrzu i innych gazach.

Przestrzeń wyładowania łukowego dzieli się na trzy zasadnicze strefy, zilustrowane na rys. 2.1:

- przykatodową (I + II),
- przyanodową (IV + V),
- kolumnę łukową (III).

Dodatkowo strefę przykatodową (rys. 2.1) można podzielić na przestrzeń ładunku dodatniego zgromadzonego w bezpośrednim sąsiedztwie katody, zwaną strefą przykatodowego ładunku przestrzennego (I, grubość rzędu 10^{-7} – 10^{-6} m) i strefę przejściową, zwaną też strefą plazmy przykatodowej (II). Spadek napięcia występujący w całej strefie przykatodowej, zwany przykatodowym spadkiem napięcia (Δu_K , rys. 2.1) jest w przybliżeniu równy potencjałowi jonizacji materiału katody [136, 198, 215, 217, 218] i zawiera się na ogół w zakresie 5–14 V [136, 198, 215]. Analogicznie przy anodzie wyróżnia się warstwę ujemnego ładunku przestrzennego o grubości rzędu 10^{-6} – 10^{-5} m, zwaną strefą przyanodowego ładunku przestrzennego (V) oraz strefę plazmy przyanodowej (IV). Spadek napięcia w całej strefie przyanodowej nazywany jest przyanodowym spadkiem napięcia (Δu_A , rys. 2.1), który w łuku wysokociśnieniowym ma wartość w zakresie 2–6 V.

Przyelektrodowe spadki napięcia (Δu_K , Δu_A , rys. 2.1) cechują się w przybliżeniu stałą wartością, zależną od warunków środowiskowych i materiału elektrod. Przy tak małych grubościach tych warstw pole elektryczne w strefach przyelektrodowych osiąga znaczne wartości: 10^7 – 10^{10} V/m w strefie przykatodowej i 10^5 – 10^7 V/m w strefie przyanodowej. Sama kolumna łukowa (III, rys. 2.1) charakteryzuje się znacznie niższym i w przybliżeniu równomiernym gradientem pola elektrycznego, który jest funkcją wartości prądu łuku oraz intensywności chłodzenia kolumny łukowej. Dla niewielkich wartości prądu, rzędu 10 A, przy łuku palącym się swobodnie w powietrzu o ciśnieniu atmosferycznym gradient ten wynosi ok. 2×10^3 V/m. Na ogół jednak dla łuku łączeniowego powietrznego w aparatach elektrycznych przyjmuje się wartość gradientu napięcia ok. 5×10^3 V/m, a dla łuku intensywnie chłodzonego wartość ta może dochodzić do 20×10^3 V/m [136, 198, 215]. Całkowity spadek napięcia w łuku wysokociśnieniowym (u_{av} , rys. 2.1) jest równy sumie przyelektrodowych spadków napięcia (Δu_K , Δu_A) i spadku napięcia na kolumnie łukowej (Δu_{Kol}), który jest funkcją długości łuku. Właściwości łuku wysokociśnieniowego zależą więc istotnie od jego długości. W przypadku łuku krótkiego dominującym składnikiem napięcia są przyelektrodowe spadki napięcia, w przypadku natomiast łuku długiego zasadniczym składnikiem jest spadek napięcia na kolumnie łukowej.

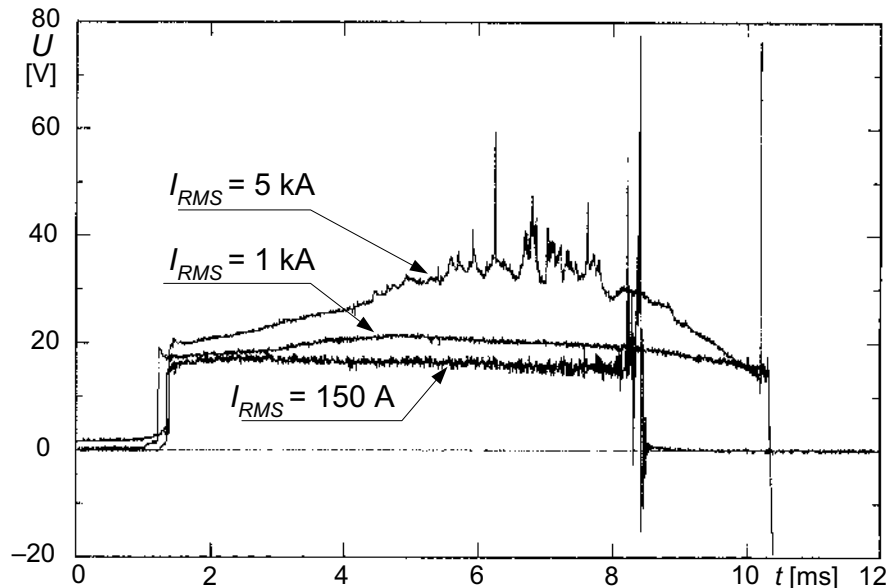
2.3. Łuk elektryczny w próżni

2.3.1. Informacje wstępne.

Zasadnicze różnice między łukiem próżniowym i wysokociśnieniowym

Przez pojęcie próżni rozumie się środowisko rozrzedzonego powietrza, charakteryzowane zarówno wartością ciśnienia, jak i relacją między drogą swobodną cząsteczek a wymiarami rozpatrywanego układu. W odniesieniu do łączników próżniowych, gdzie przeciętne, charakterystyczne wymiary komór gaszeniowych zawierają się w zakresie 0,05–0,3 m, są to ciśnienia rzędu 10^{-2} – 10^{-5} Pa. Przy takich parametrach słuszne jest założenie, że droga swobodna cząsteczki znacznie przekracza wymiary komory próżniowej, w której zachodzi wyładowanie.

Nośnikami prądu w próżni są elektrony i dodatnie jony metalu pochodzące z par metalu, których źródłem są miejsca emisji na powierzchni katody, zwane *plamkami katodowymi*. Łuk próżniowy jest więc wyładowaniem zachodzącym w *parach metalu*. W odróżnieniu od łuku wysokociśnieniowego, pomijalny jest udział zjonizowanych cząsteczek gazu, które mogą tu występować jedynie w szczątkowych ilościach. Ruch nośników prądu w plazmie łuku próżniowego z jedną bądź z niewielką liczbą (kilku) plamek katodowych można uznać za bezzderzeniowy w spotykanych w praktyce układach stykowych aparatów elektrycznych. W tych warunkach anoda stanowi pasywny kolektor dla zdążających w jej stronę elektronów i jonów. Tę postać łuku nazywa się *łukiem próżniowym dyfuzyjnym*. W łuku dyfuzyjnym główna część spadku napięcia występuje w rejonie plamek katodowych (rys. 2.1), gdzie zachodzą zasadnicze procesy energetyczne. W strefie przykatodowej obserwowany jest ponadto charakterystyczny podskok potencjału dodatniego (rys. 2.1) [50, 209], którego przyczyną jest według autorów pracy [50] to, że elektrony opuszczają strefę przykatodową znacznie szybciej niż ciężkie jony, tworząc przestrzeń „niedoboru” elektronów, czyli nadmiar ładunku dodatniego. Jedynie jony o znacznych energiach kinetycznych są w stanie przebyć tę warstwę. W dalszej części przestrzeni międzystykowej, wskutek niemal całkowitego braku zderzeń, nie ma strat energii, a tym samym obserwuje się mały spadek napięcia. Docierające do anody jony dodatnie niemal zupełnie neutralizują warstwę ujemnego, przyanodowego ładunku przestrzennego, wskutek czego przyanodowy spadek napięcia ma nieznaczną wartość w porównaniu ze spadkiem przy katodzie. Zasadniczym składnikiem spadku napięcia w dyfuzyjnym łuku próżniowym (u_{ap} , rys. 2.1) jest więc przykatodowy spadek napięcia. W odróżnieniu od łuku wysokociśnieniowego, zwiększanie długości dyfuzyjnego łuku próżniowego w nieznacznym stopniu może wpłynąć na jego spadek napięcia.



Rys. 2.2. Przykładowe, zestawione na jednym oscylogramie, przebiegi napięć łuku próżniowego u_a podczas wyłączenia półfali prądu o trzech różnych wartościach skutecznych I_{RMS} (komora wyłącznika średniego napięcia o stykach spiralnych, materiał Cu/Cr)

Fig. 2.2. Example of three different vacuum arc voltage flows u_a , plotted on the same oscillogram, during switching-off of current half-waves, with respectively different I_{RMS} values (medium voltage vacuum chamber with spiral Cu/Cr contacts)

Wzrost prądu łuku próżniowego do znacznych wartości powoduje wzrost koncentracji ładunków i częstości ich zderzeń w kolumnie łukowej, a tym samym wzrost spadku napięcia na niej, wskutek czego łuk zaczyna w pewnym stopniu nabierać cech łuku wysokociśnieniowego. Jony, tracąc wskutek zderzeń znaczną część swej początkowej energii kinetycznej, są łatwiej wyhamowywane przez skierowane przeciwie do ich ruchu pole elektryczne pomiędzy anodą i katodą i nie docierają już tak licznie do anody jak w łuku dyfuzyjnym. Docierające do anody elektrony tworzą warstwę ujemnego ładunku przestrzennego. Pojawia się przyanodowy spadek napięcia oraz wzrasta energia dostarczana do anody. Ponadto wskutek dużej wartości prądu łuku i wzajemnego oddziaływania sił elektrodynamicznych pomiędzy nośnikami prądu, poruszającymi się w tym samym kierunku, następuje „ściągnięcie” się i charakterystyczne „przewężenie” kolumny łukowej, co dodatkowo sprzyja nagrzewaniu powierzchni anody. W wyniku tych zjawisk anoda traci cechy „kolektora” ładunków emitowanych z katody, lecz przejmuje rolę elektrody aktywnej, stając się również źródłem par metalu, emitowanych z plamki anodowej. Tę formę łuku nazywa się *łukiem próżniowym przewężonym lub skoncentrowanym*. Trudno w sposób jedno-

znaczny określić graniczną wartość prądu pomiędzy dyfuzyjną a przewężoną formą wyładowania łukowego w próżni, gdyż zależy to od wielu czynników, w tym także od odległości międzystykowej oraz od konstrukcji układu stykowego i materiału styków. Ogólnie za granicę tę przyjmuje się wartości prądu z przedziału od ok. 2 kA do ok. 10 kA [112, 198, 216, 264, 303]. Napięcie łuku przewężonego jest znacznie wyższe od napięcia w łuku dyfuzyjnym, wskutek pojawienia się przyanodowego spadku napięcia i spadku napięcia na kolumnie łukowej. Charakterystyczną cechą łuku przewężonego są również znacznie wyższe oscylacje napięcia niż w łuku dyfuzyjnym. Wymienione cechy widoczne są na przykładowych oscylogramach przebiegów napięcia łuku dla półfali prądu o różnych amplitudach, zestawionych na rysunku 2.2. Wyraźnie wyższe wartości napięcia przy półfali o wartości skutecznej 5 kA wskazują na pojawienie się przewężonej formy wyładowania. Przy niższych wartościach prądu (1 kA i 150 A) przebiegi napięcia wskazują na dyfuzyjną formę łuku, o czym świadczy charakterystyczny, niemal ustalony poziom napięcia łuku w funkcji czasu.

W podsumowaniu należy podkreślić, że cechą charakterystyczną łuku próżniowego jest zależność zjawisk przyelektrodowych i zjawisk w kolumnie łukowej od wartości prądu łuku. W bardzo ogólnej klasyfikacji wyróżnia się tu dwie, omówione wyżej, postaci łuku próżniowego:

- łuk próżniowy dyfuzyjny,
- łuk próżniowy przewężony (skoncentrowany).

Niektórzy autorzy wymieniają ponadto pośrednią formę łuku między dyfuzyjnym i przewężonym: *łuk intensywny* [198, 259].

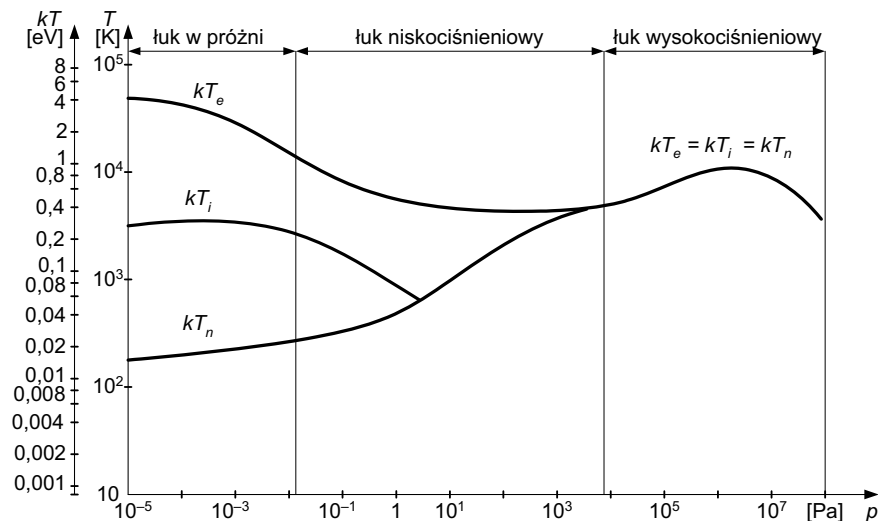
W świetle przedstawionych informacji zasadnicze różnice między łukiem wysokociśnieniowym i łukiem próżniowym sprowadzają się do następujących cech.

Źródło i rodzaj nośników prądu. Nośnikami prądu w łuku próżniowym są zjonizowane pary metalu emitowane z katody bądź, w przypadku przewężonej formy wyładowania, również z anody. Rozrzedzenie cząsteczek powietrza w próżni jest na tyle duże, że wskutek znikomego prawdopodobieństwa ich zderzeń zakłada się brak jonizacji objętościowej gazu. W łuku wysokociśnieniowym zjonizowane cząsteczki gazu stanowią większość nośników prądu.

Koncentracja i droga swobodna cząsteczek. Koncentracja cząsteczek w łuku wysokociśnieniowym jest znacznie większa niż w łuku próżniowym, wskutek czego różnica w długości drogi swobodnej cząsteczek w obydwu rodzajach wyładowań jest znaczna.

Napięcie łuku. Zasadniczym składnikiem spadku napięcia w łuku próżniowym dyfuzyjnym jest przykatodowy spadek napięcia. Napięcie łuku próżniowego w tych warunkach, w odróżnieniu od łuku wysokociśnieniowego, w nieznacznym stopniu zależy od długości łuku i cechuje się w przybliżeniu stałą wartością, ok. 20–25 V. Relacje te ulegają pewnym zmianom przy większych wartościach prądu łuku próżniowego. W łuku wysokociśnieniowym zarówno przyelektrodowe spadki napięcia, jak i spadek napięcia na kolumnie łukowej odgrywają istotną rolę, w różnym stopniu, zależnie od długości łuku.

Zależność postaci wyładowania od wartości prądu łuku. W łuku próżniowym zjawiska zachodzące na elektrodach i samo wyładowanie mogą przybierać różne formy (łuk dyfuzyjny, przewężony) w zależności od wartości prądu łuku. Takiej prawidłowości nie obserwuje się w łuku wysokociśnieniowym.



Rys. 2.3. Temperatura składników plazmy dla różnych ciśnień gazu, w którym pali się łuk [182]

Fig. 2.3. Temperature of different plasma components for various gas pressures, in which the arc burns [182]

Równowaga termodynamiczna. Konsekwencją niewielkiej koncentracji cząsteczek i dużych wartości drogi swobodnej w łuku próżniowym, a co za tym idzie znacznie mniejszej częstości zderzeń niż w łuku wysokociśnieniowym, są różnice wynikające z zależności (2.1)–(2.4) dla poszczególnych składników plazmy (rys. 2.3). Ze względu na znaczną różnicę między masami elektronów i jonów, prędkości termiczne elektronów przy dostatecznie dużej drodze swobodnej osiągają znacznie większe wartości niż prędkości termiczne jonów. Prędkość termiczna elektronów (rzęd 10^6 m/s) jest w próżni znacznie większa niż ich prędkość dryfowa (rzęd 10^3 m/s) i w całkowitym bilansie energetycznym głównym składnikiem energii elektronów jest energia związana z ich temperaturą (2.3). Odwrotnie jest w przypadku jonów, dla których energia kinetyczna związana z prędkością dryfową przekracza energię termiczną (2.3). Dlatego temperatura (2.3) jonów jest w próżni niższa od temperatury elektronów (rys. 2.3). Najniższa jest natomiast temperatura cząsteczek neutralnych. Ze względu na różnicę temperatur tych trzech składników mówi się o braku *równowagi termodynamicznej* w plazmie łuku próżniowego [181, 182, 223, 273, 286], a pojęcie temperatury całkowitej plazmy jest w tym przypadku pozbawione sensu fizycznego. Istnieje natomiast tzw. *częściowa równowaga termodynamiczna*, czyli *równowaga termodynamiczna dla*

poszczególnych składników plazmy, tj. gazu elektronowego, jonowego i cząsteczek neutralnych (rys. 2.3). W przeciwieństwie do tego plazma łuku wysokociśnieniowego jest *zrównoważona termicznie*, ponieważ, ze względu na znacznie krótszą drogę swobodną cząsteczek, temperatury wszystkich trzech składników plazmy są do siebie zbliżone (rys. 2.3).

2.3.2. Powstanie wyładowania łukowego w próżni

Wyładowanie łukowe w próżni może być zainicjowane jednym z trzech zjawisk:

- przebiciem przerwy międzystykowej,
- rozdzieleniem się styków przewodzących prąd,
- przepaleniem się celowo rozpiętego pomiędzy elektrodami elementu topikowego wskutek przewodzenia znacznej wartości prądu.

Przebiecie przerwy międzystykowej w próżni następuje wskutek wystąpienia jednego z trzech mechanizmów prowadzących do jego zainicjowania:

- mechanizmu emisji elektronowej,
- mechanizmu bryłkowego (Cranberga),
- mechanizmu zderzeń cząsteczek naładowanych z elektrodami.

Mechanizmy te opisano m.in. w pracach [120, 194, 221, 264]. W ostatnich latach niektórzy autorzy, np. Mesyats [219, 220, 221], Schwirzke [263], sugerują ponadto istnienie eksplozyjnego mechanizmu przebicia przerwy izolacyjnej, w wyniku którego następuje punktowa, eksplozyjna emisja wiązek elektronów, powodująca miejscową jonizację par metalu i uformowanie się w tym miejscu plamki katodowej.

Rozdzielanie się styków (elektrod) podczas przepływu przez nie prądu inicjuje tzw. łuk łączeniowy [136, 198, 215]. W początkowej fazie rozchodzenia się styków następuje gwałtowne zmniejszanie się rzeczywistej powierzchni ich styczności wskutek zmniejszania się siły docisku. Prowadzi to do wzrostu gęstości prądu w punktach rzeczywistej styczności, ich przegrzania się, a następnie stopienia i odparowania materiału stykowego. Powstałe w ten sposób lokalne skupiska par metalu ulegają jonizacji i wraz z emitowanymi z katody elektronami stanowią nośniki prądu w przestrzeni międzystykowej. W miejscach stopienia materiału katody powstają plamki katodowe.

Przepalenie się elementu topikowego wskutek przewodzenia znacznej wartości prądu jest w próżni źródłem par metalu niezbędnych do zainicjowania, a następnie podtrzymania wyładowania między elektrodami, pomiędzy którymi rozpięty był element topikowy. Ten rodzaj zapoczątkowania wyładowania jest nazywany w literaturze [182] wyładowaniem eksplozyjnym.

Wymienione trzy sposoby inicjowania łuku prowadzą do powstania na powierzchni katody miejsc parujących i emitujących elektrony, czyli plamek katodowych, które są niezbędne do zaistnienia wyładowania łukowego.

2.3.3. Charakterystyka plamki katodowej i zjawisk przykatodowych

Jedną z bardziej syntetycznych definicji plamki katodowej podał Jüttner [119], określając ją jako zespolenie rozgrzanej strefy na powierzchni katody wraz z gęstym obłokiem plazmy, emitowanym z tej strefy. W łuku próżniowym dyfuzyjnym plamki katodowe stanowią jedyne źródło zjonizowanych par metalu, a ich istnienie stanowi podstawowy warunek podtrzymania wyładowania. W zależności od wartości prądu łuku można wyróżnić wyładowanie jednoplamkowe i wieloplamkowe, tj. takie, w którym na katodzie równocześnie istnieje większa liczba plamek katodowych. Liczba tych plamek zależy zasadniczo od dwóch parametrów: wartości prądu i materiału katody. Harris podaje [194] zestawienie wartości średnich prądów, przypadających na pojedynczą plamkę katodową, uzyskanych na drodze eksperymentalnej przez różnych autorów. Wartości te wahają się od 0,4–2 A dla rtęci do 250–300 A dla wolframu. Dla elektrod miedzianych średni prąd przypadający na jedną plamkę katodową wynosi od 75 do 100 A [194], choć w niektórych pracach [269] uzyskano dość zaskakujące wyniki, ok. 20 A na plamkę. Mimo że plamka katodowa w łuku próżniowym stanowi przedmiot badań wielu ośrodków od przeszło 50 lat [4, 51, 119, 124–126, 129, 136, 139, 140, 194, 219, 232, 249–251, 255, 268, 269, 282], to jednak do chwili obecnej brak jest w zasadzie pełnego i jednoznacznego opisu zachodzących w niej zjawisk [125]. Do podstawowych z nich, do dziś trudnych do wyjaśnienia, należą [103, 119, 194, 250, 251, 255]:

- mechanizm powstania gęstego strumienia obojętnych atomów metalu i ich szybka jonizacja w strefie plamki katodowej; trudna do wyjaśnienia jest zwłaszcza równoczesna emisja elektronów, jonów dodatnich i obojętnych atomów metalu z pozornie tych samych punktów roztopionego materiału elektrody; Hayess, Jüttner i in. [107] wyróżniają trzy różne źródła neutralnych par metalu podawane w literaturze: odparowanie w bezpośrednim sąsiedztwie aktywnego krateru katody [52], odparowanie z gorącego krateru bezpośrednio po zgaśnięciu plamki [69] oraz parowanie wyrzucanych mikroskopijnej wielkości kropli metalu [118],

- mechanizm uzyskiwania przez jony niezwykle dużej energii kinetycznej w niewielkiej przestrzeni plamki katodowej [119, 194],

- duże gęstości prądu w plamce katodowej, trudne do precyzyjnego określenia, a szacowane w literaturze na 10^9 – 10^{12} A/m² [51, 119, 124, 125, 194, 249–251, 269].

Powszechnie przyjętą teorią wyjaśniającą zjawisko powstania i istnienia plamki jest teoria *mechanizmu emisji termiczno-polowej (thermal-field emission)* [22, 119, 194]. Zakłada się w niej istnienie bardzo silnego pola elektrycznego w bezpośrednim sąsiedztwie katody, obniżającego wydatnie barierę potencjału dla emitowanych elektronów. Ponadto, wskutek wysokiej temperatury istniejącej w miejscu emisji, wysokoenergetyczne elektrony pokonują barierę potencjału dzięki uzyskanej energii termicz-

nej (emisja termiczna). Elektrony o niskich energiach pokonują barierę potencjału w wyniku oddziaływania silnego pola elektrycznego (emisja polowa). Efektem istnienia tych dwóch mechanizmów jest intensywny strumień elektronów, emitowanych z plamki katodowej. Energia elektronów opuszczających plamkę katodową jest szacowana na ok. 1–4 eV [104, 194, 212, 221, 230, 307] i jest to zasadniczo energia związana z ich prędkością termiczną (punkt 2.1), [3, 181, 247, 286]. Wysoka temperatura w plamce katodowej powoduje intensywne parowanie materiału katody, przy czym atomy te są jonizowane wskutek zderzeń ze strumieniami emitowanych elektronów. W ten sposób powstają strumienie jonów – drugi ważny składnik plazmy, emitowanej z plamki katodowej. Jonizowana jest przy tym zdecydowana większość neutralnych cząsteczek metalu, którą Harris [194] oszacował dla różnych materiałów od 70% do niemal 100%. Podobne rezultaty uzyskano również w innych pracach [50, 210, 211, 239, 282]. Prąd jonowy opuszczający strefę katodową stanowi jedynie ok. 8–12% [102, 139, 188, 194, 221] całkowitego prądu plamki i rozłożony jest w przybliżeniu zgodnie z funkcją cosinus kąta pomiędzy półprostą o wierzchołku w plamce i prostopadłą do powierzchni katody, a obranym kierunkiem [1, 37, 38, 51, 99, 139, 140, 182, 184, 188, 190, 197, 256, 282]. Zasadnicza część jonów podąża więc wraz z elektronami w kierunku anody. Ruch jonów odbywa się przy tym przeciwnie do pola elektrycznego, wytworzonego pomiędzy anodą i katodą. Pokonanie tego pola jest możliwe dzięki dużej energii kinetycznej jonów opuszczających plamkę. Pionierskie, a zarazem przełomowe badania, poświęcone analizie parametrów jonów emitowanych z plamki katodowej, przeprowadzili Davis i Miller [50], którzy określili rozkłady energii jonów dla około dziesięciu różnych metali oraz węgla, dla plazmy w łuku prądu stałego w zakresie od ok. 20 A do ok. 200 A. W przypadku miedzi energie te zawierają się w przedziale 40–50 eV w zależności od stopnia zjonizowania atomów (od jedno do czterokrotnego) i mają tendencję malejącą wraz ze wzrostem wartości prądu łuku. Wynikał stąd wniosek [50, 194, 221], że energia jonów uzyskiwana w strefie katodowej to przede wszystkim energia kinetyczna, związana z ich prędkością skierowaną (dryfową) (punkt 2.1) i że energia ta nie odpowiada temperaturze jonów. Davis i Miller stwierdzili również, że energia termiczna atomów obojętnych, emitowanych z plamki katodowej jest zbliżona do zera. Różnica między energią jonów i obojętnych par metalu świadczy według Eckhard [69] o tym, że obydwa te rodzaje cząsteczek nie są emitowane z tych samych miejsc w tym samym czasie. Według [69] jony są emitowane z aktywnych plamek katodowych, natomiast źródłem neutralnych par są rozgrzane miejsca po plamkach katodowych, bezpośrednio po przemieszczeniu się ich w inne miejsce bądź po ich zgaszeniu. Zagadnienie to stanowi aktualny problem badawczy wielu autorów.

Niezależnie od teorii mechanizmu emisji termiczno-polowej istnieje w literaturze model tzw. *generacji eksplozyjnej (explosive generation)*, opisujący zjawiska zachodzące w plamce katodowej [22]. Idea tego modelu wynika z istnienia intensywnych, lokalnych miejsc nagrzewania na katodzie w bardzo krótkich odcinkach czasu, co

proceeds to local, microscopic scale explosions on the cathode surface. This model was subsequently expanded and adapted to the conditions of arc discharge in vacuum by Beilisa, Lyubimova and Rakhovsky [22, 106, 107] and by Mesyats and Proskurovsky [219–221].

In spite of many papers devoted to this phenomenon occurring in the cathode spot, it seems that a unique description of these phenomena remains an open research problem [6, 51, 119, 124, 125, 136, 139, 140, 194, 269, 282]. To describe the properties of the cathode spot and the cathode spot region, the following parameters are required:

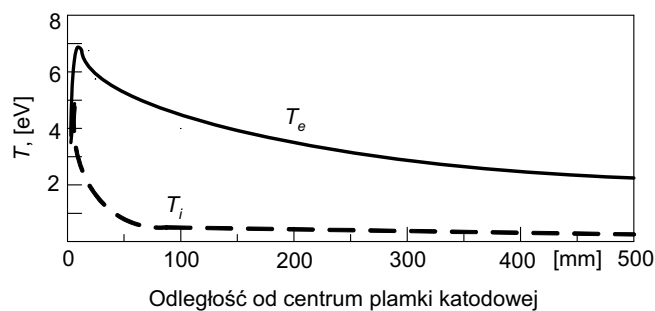
- spatial and temporal course of the phenomenon, occurring in the cathode spot,
- parameters of the plasma emitted by the cathode spot,
- parameters of the external layer of the cathode spot, mainly the voltage in this layer.

The *spatial and temporal structure of the cathode spot* has been studied in recent years to a significant extent, mainly in the works of Jüttner [6, 119, 124, 125, 127, 130, 131], S. Anders and A. Anders [4, 6], Rakhovsky [249, 250, 251] and other authors [269, 270]. These studies, using mainly ultrafast photography at exposure times of the order of ns and fast microscopic and spectroscopic measurements, confirmed the high mobility of the spot and its variability in time and revealed its more complex internal structure in relation to the earlier findings. From the studies of Jüttner [6, 119, 124, 125, 127, 131] it follows that the cathode spot is not a single entity, but consists of many smaller spots (*subspots*) with diameters of about 3 μm to 20–30 μm or even smaller, separated by 10–50 μm , moving in a chaotic way with velocities in the range of about 100 to over 1000 m/s. The current carried by each of these fragments is, for example, for copper electrodes of the order of 10 A. The center of the spot also moves in a chaotic way with an average velocity of about 300 m/s. Chaotic movement of the spot occurs only in the absence of the influence of the magnetic field on the arc plasma. The velocity of the spot movement depends to a significant extent on the surface properties of the cathode and on the amount of residual gases, both in the cathode material, as well as adsorbed on its surface [4, 72]. The velocity of the spot movement does not describe its displacement in the most characteristic way. It is much better to describe it by the so-called average quadratic path ($\langle R^2 \rangle$), which the spot travels, referred to the time of its observation t . For example, for copper electrodes [125] it amounts to $(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$. The average lifetime of the cathode spot in the range of 1–10 μs is in agreement with the works of Rakhovsky [232, 251] and other authors [269]. The lifetime of the spot is related to the process of its extinction and the re-ignition at a new location, which most often occurs in the immediate vicinity of the earlier location of the spot. In this way, the spot moves in a certain sense. Siemroth and others [269, 270] determined the basic time of the lifetime of the subspots of the whole spot (*macrospot*), whose average

wartość w przypadku miedzi wynosi ok. 3 μs . Stały proces gaśnięcia jednych i zapłonu innych plamek składowych oraz ich wzajemne przemieszczanie się dają w rezultacie efekt przemieszczania się i ponownego zapłonu całej plamki. Inną interesującą obserwacją dokonaną przez Jüttnera [125] jest regularna, okresowa pulsacja światła plamki katodowej o okresie zmieniającym się dyskretnie według określonego szeregu potęgowego, począwszy od czasów rzędu 10 ns po czasy rzędu kilku μs . Zjawisko to Jüttner wiąże z cieplnymi fluktuacjami plamki, co jest w dużej zgodności z eksplozywną teorią plamki katodowej i teorią ektonu, opracowanymi przez Mesyatsa [11, 219, 220, 221], oraz z pracami S. Anders i A. Andersa [6]. Wiele innych cennych prac dotyczących zachowania się plamek katodowych przeprowadzili Załucki [112–116, 303] i Kutzner [185], badając zmienność położenia, gaśnięcia i powstawanie nowych plamek w różnych formach łuku wieloplamkowego, łącznie z przejściem od dyfuzyjnej do przewężonej formy łuku.

Do podstawowych parametrów zjonizowanych cząsteczek w plazmie emitowanej z plamki katodowej należą: koncentracja przestrzenna (gęstość) cząsteczek, gęstość prądu, prędkości i energie elektronów i jonów. Parametry te, częściowo omówione wcześniej, były badane przez wielu autorów dla różnych materiałów stykowych [6, 50, 51, 59, 60, 104, 119, 124–126, 136, 139, 140, 210, 232, 249–251, 268, 269, 282], a zakres ich wartości można na podstawie tych prac zestawić w poniższy sposób.

- Koncentracja cząsteczek zjonizowanych wynosi 10^{23} – 10^{25} m^{-3} .
- Gęstość prądu osiąga 10^9 – 10^{12} A/m^2 .
- Prędkość elektronów jest rzędu kilku $\times 10^6$ m/s .



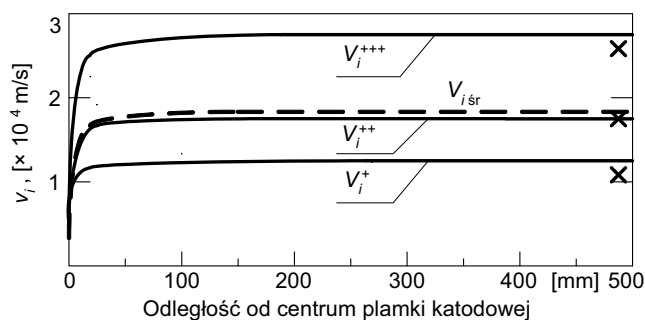
Rys. 2.4. Zależności temperatury elektronów T_e i jonów T_i w funkcji odległości od centrum plamki katodowej obliczone dla elektrod miedzianych, przy prądzie łuku 25 A wg [210]

Fig. 2.4. Electron T_e and ion T_i temperatures as the function of the distance from the cathode spot center, calculated for copper electrodes at the arc current 25 A [210]

- Energia termiczna elektronów odpowiada ich temperaturze zgodnie z kinetyczną teorią plazmy. Rozkład temperatury elektronów w funkcji odległości od plamki kato-

dowej podany został przykładowo przez Litvinova i in. [210] (rys. 2.4). Temperatura w centrum plamki osiąga wartości ok. 6–7 eV, po czym wraz ze wzrostem odległości maleje, osiągając już w nieznacznym odstępnie poza plamką ($r \approx 500 \mu\text{m}$) wartości niewiele ponad 2 eV, a więc zbliżone do energii elektronów w kolumnie łukowej, która – określona eksperymentalnie m.in. przez Kutznera i Glinkowskiego [192] – jest w zakresie 2,1–3,5 eV. Energia elektronów określona w badaniach [192, 210] dotyczy prądów łuku o wartościach od 50 A do 350 A. Podobne rezultaty uzyskano również dla łuku wielkoprądowego, palącego się podczas wyłączania półfali prądu o amplitudzie 10 kA, gdzie w pobliżu płamek katodowych zmierzono temperaturę elektronów ok. 2,2 eV, a w odległości 10–20 mm od płamek – 1,6 eV [280].

• Rozkład prędkości jonów wyznaczony przez Litvinova i in. [210] przedstawiono na rysunku 2.5. Jony uzyskują niemal całkowitą swą prędkość, a tym samym i energię kinetyczną, w strefie katodowej, czyli w odległości $r < 50 \mu\text{m}$ od jej powierzchni (rys. 2.5). Poza strefą katodową, tj. dla $r > 50 \mu\text{m}$ prędkość ta jest praktycznie stała i wynosi kilka $\times 10^4$ m/s, różna dla jonów o różnej krotności ładunku. Jest to zasadniczo prędkość skierowana (dryfowa), związana z energią kinetyczną nadaną jonom w silnym polu elektrycznym plamki. Uzyskane przez Litvinova i in. [210] rozkłady prędkości jonów poza plamką są w dużej zgodności z wynikami eksperymentalnymi, otrzymanymi przez Davisa i Millera [50].



Rys. 2.5. Zależności średniej prędkości dryfowej jonów $v_{i\text{śr}}$ oraz prędkości jonów pojedynczo v_i^+ , podwójnie v_i^{++} i potrójnie v_i^{+++} naładowanych, obliczone dla elektrod miedzianych, przy prądzie łuku 25 A [210]; symbolem x oznaczono punkty odpowiadające rezultatom eksperymentalnym otrzymanym w [50]

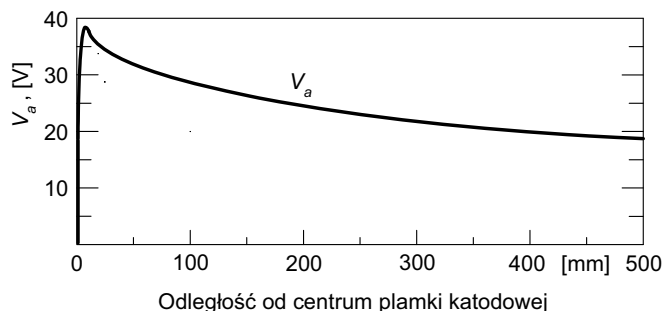
Fig. 2.5. Drift velocities of ions: mean $v_{i\text{śr}}$, of the single charged v_i^+ , double charged v_i^{++} and of the triple charged v_i^{+++} calculated for copper electrodes at the arc current 25 A [210]; symbols x indicate measuring results obtained in [50]

• Energia termiczna jonów (rys. 2.4) jest stosunkowo duża w centrum plamki, ok. 4–5 eV, po czym gwałtownie opada, uzyskując na zewnątrz plamki ($r > 50 \mu\text{m}$) wartości rzędu ułamka eV, a więc pomijalnie małe w porównaniu z całkowitą energią jonów rzędu 40–50 eV, zmierzoną przez Davisa i Millera w kolumnie łuku [50].

Potwierdza to wcześniejsze stwierdzenie, że całkowita energia jonów jest związana przede wszystkim z ich prędkością skierowaną, a jedynie w znikomym stopniu z ich prędkością termiczną.

Stosunkowo największa rozbieżność wśród wymienionych parametrów istnieje w przypadku gęstości prądu. Rakhovsky [251] zauważa, że tak duża rozbieżność, wynosząca trzy rzędy, wykracza daleko poza tolerancje pomiarowe. Rozbieżność ta jest spowodowana zależnością tego parametru od rodzaju materiału elektrod oraz w pewnej mierze zastosowaniem różnych metod pomiarowych. Siemroth i in. [269, 270] precyzują gęstość prądu w plamce do zakresu 10^{10} – 10^{11} A/m², choć – jak się wydaje – brak jest dotychczas ostatecznej zgodności co do wartości tego parametru.

Parametry zewnętrzne plamki katodowej wraz z jej najbliższym otoczeniem tworzącym tzw. warstwę przykatodową, to przede wszystkim rozkład napięcia w tej warstwie, erozja powierzchni katody oraz ruch plamki katodowej po powierzchni styku.



Rys. 2.6. Zależność potencjału łuku próżniowego V_a w funkcji odległości od centrum plamki katodowej, obliczona dla elektrod miedzianych, dla prądu łuku 25 A, przy założeniu stałej temperatury elektronów $T_e = 5$ eV [210]

Fig. 2.6. Vacuum arc potential V_a versus the distance from the cathode spot, calculated for copper electrodes, at the arc current 25 A under assumption of the constant electron temperature $T_e = 5$ eV [210]

Rozkład potencjału w funkcji odległości od plamki katodowej i w jej bezpośrednim sąsiedztwie, uzyskany przez Litvinova i in. [210] w obliczeniach modelowych, przedstawiono na rysunku 2.6. Widoczny jest bardzo duży gradient potencjału, rzędu $3,5 \times 10^6$ V/m, wzrost napięcia do ok. 38 V wewnątrz plamki, a następnie quasi-eksponencjalne obniżenie się napięcia do ok. 18 V dla dalszych odległości od plamki. Rozkład potencjału na rysunku 2.6 jest jednak rozkładem dla plamki istniejącej w sposób statyczny, tj. bez uwzględnienia jej ruchu oraz procesów gaśnięcia i ponownego zapłonu. W rzeczywistości, jak już wspomniano wcześniej, plamka katodowa ma swój określony czas życia, zawarty według Jüttnera [119, 124] w przedziale 1–10 μ s. Proces gaśnięcia i ponownego zapłonu plamki katodowej związany jest ściśle z fluktuacjami napięcia [194, 233] (*noise voltage component*), o częstotliwościach zmieniają-

cych się w bardzo szerokim zakresie – od kilku kHz nawet do 15 MHz [194, 232]. Zmiany napięcia w strefie plamki katodowej spowodowane są [233] dodatkowym spadkiem napięcia, proporcjonalnego do głębokości krateru utworzonego przez plamkę na powierzchni katody. Zgaśnięciu plamki, a następnie jej ponownemu zapłonowi towarzyszy odpowiednio zmniejszenie się, a następnie wzrost napięcia. Dotyczy to w zasadzie wszystkich plamek składowych (*subspots*) tworzących plamkę katodową, a przebieg zmian napięcia całej plamki (*macrospot*) jest wypadkową zmian napięć poszczególnych plamek składowych. Przyrost napięcia w trakcie tych fluktuacji jest dodatni, tj. napięcie w pojedynczym pikcie jedynie rośnie ponad napięcie wynikające ze statycznego zachowania się plamki, przedstawione na rysunku 2.6. Jednak wskutek oddziaływania tej fluktuacyjnej składowej napięcia z obwodem zewnętrznym może dochodzić do pojawienia się również ujemnych pików napięcia [194]. Wraz ze składową napięcia wysokiej częstotliwości także w prądzie łuku pojawia się składowa zmienna. Przy małych wartościach prądu łuku, przy dojściu któregoś z pików składowej zmiennej w prądzie do zera następuje przerwanie prądu łuku. Zjawisko to w łącznikach próżniowych nosi nazwę ucięcia prądu.

Jednym z efektów istnienia plamki katodowej są mikroskopijnej wielkości kratery na powierzchni katody i związana z tym erozja materiału z jej powierzchni. Miernikiem erozji jest tzw. szybkość erozji (*erosion rate*), rozumiana jako ubytek netto masy styku na jednostkę ładunku elektrycznego przeniesionego w łuku, wyrażona w $\mu\text{g}/\text{C}$. Szybkość erozji była przedmiotem badań wielu autorów, głównie we wcześniejszym okresie prac nad łukiem próżniowym, z których na uwagę zasługują prace Daaldera [53], Kimblina [139], Tумы i in. [282], Rondeela [257] oraz Kutznera, Załuckiego i in. [186, 191]. W pracach tych wyznaczono szybkość erozji dla większości stosowanych materiałów stykowych, przy prądach łuku w przedziale 50–350 A. Zmienność erozji zawiera się w przedziale 20–200 $\mu\text{g}/\text{C}$ [119, 139]. Dla miedzi wartość ta wynosi 73–115 $\mu\text{g}/\text{C}$ [139, 191, 257], a według [53] nawet 50–190 $\mu\text{g}/\text{C}$. Należy podkreślić, że erozja katody zwiększa się znacznie dla łuku wielkoprądowego, przechodzącego często w przewężoną formę wyładowania. W przypadku istnienia dużej liczby plamek na katodzie znaczna część jej powierzchni jest stopiona i dochodzi do „wyrzucania” mikroskopijnej wielkości kropli stopionego materiału, zwanych makrocząstkami (*macro-particles*). Właściwości makrocząstek były badane m.in. przez Boxmana i in. [58, 265], Farralla [75], Daaldera [52] i Załuckiego [300]. Boxman i in. [58] określili szybkość erozji materiału katody, spowodowanej emisją makrocząstek w łuku wielkoprądowym na 105 $\mu\text{g}/\text{C}$. Farrall i in. [75] podali, że zmierzona szybkość erozji materiału katody dla półfali prądu o amplitudzie 30 kA wynosiła ok. 8 mg/C. Z danych tych widać, że w zależności od warunków, w jakich erozję badano, jej szybkość w łuku próżniowym wielkoprądowym jest bardzo zróżnicowana.

Innym zagadnieniem dotyczącym plamki katodowej jest jej zachowanie się w łuku łączeniowym. Problematyka ta dotyczy głównie ruchu jej centrum, czyli centralnej części skupiska plamek składowych [119, 124, 125, 127] w dłuższym czasie obserwa-

cji, rzędu od kilku do kilkunastu ms, przy czasie ekspozycji poszczególnych obrazów od kilkudziesięciu do kilkuset μs . Łuk łączeniowy jest zwykle łukiem wielopłamkowym i w niektórych przypadkach może zmieniać formę z dyfuzyjnego na przewężony. Załucki i Janiszewski [112–116, 301, 303] dokonali obserwacji zachowania się plamek katodowych w aspekcie przejścia od dyfuzyjnej do przewężonej formy wyładowania oraz oddziaływania na łuk własnego pola magnetycznego, wytworzonego w odpowiednio ukształtowanym układzie styków podczas wyłączania półfali prądu. Zauważyli oni, że miejsce pojawienia się nowych plamek katodowych jest niejednokrotnie przypadkowe, trudne do przewidzenia. Jak już wcześniej wspomniano, plamka katodowa znajduje się w stanie ciągłego ruchu, który przy braku pola magnetycznego oddziałującego na łuk jest ruchem chaotycznym. Ruch ten traci cechy chaotycznego przemieszczania się z chwilą, gdy na plazmę łuku zacznie oddziaływać pole magnetyczne. Zgodnie z prawami fizyki, łuk i plamki katodowe powinny poruszać się zgodnie z siłą Ampera, a więc ich zwrot powinien wynikać z iloczynu wektorowego $\vec{J} \times \vec{B}$ [72, 73, 194]. Ruch ten w pewnych warunkach odbywa się jednak w przeciwną stronę [72, 73, 133, 194, 233, 268]. Ta cecha łuku próżniowego nosi nazwę ruchu wstecznego (*retrograde motion*) i dotyczy zarówno ruchu plamek katodowych, jak i kolumny łukowej. Zjawisko to zostało omówione w rozdziale 7.

Procesy zachodzące w plamce katodowej stanowią bardzo ważny element wiedzy o wyładowaniu łukowym w próżni. Chociaż przedstawione informacje świadczą o tym, że niektóre z tych zjawisk nie są jeszcze do dzisiaj w sposób jednoznaczny wyjaśnione, to na ich podstawie powstało wiele modeli plamek katodowych [22, 210, 228, 240, 250, 255], które pozwalają na cyfrową analizę zachodzących zjawisk.

2.3.4. Zjawiska przyanodowe

Zjawiska zachodzące w strefie przyanodowej zależą w głównej mierze od temperatury anody. Cobine [194] wyróżnia dwa zasadnicze źródła ciepła, mające realny wpływ na temperaturę tej elektrody. Są to:

- *zjawiska elektryczne*, związane z pokonaniem przyanodowej bariery potencjału przez cząsteczki docierające tu z plamek katodowych; przyanodowa bariera potencjału utworzona jest przez ujemny ładunek przestrzenny, czyli elektrony gromadzące się wokół anody,

- *ciepło przekazywane przez promieniowanie* z plamek katodowych i z plazmy międzyelektrodowej, czyli parametr zależny bezpośrednio od wartości prądu i koncentracji plazmy pomiędzy elektrodami.

Zjawiska te w sposób pośredni są więc funkcją wielu parametrów, z których najważniejsze to:

- wartość prądu łuku i jego przebieg,
- przestrzenny rozkład strumienia plazmy emitowanej z katody w kierunku anody,

- właściwości materiału anody.

W początkowym okresie badań nad łukiem próżniowym rozróżniano zasadniczo dwie formy wyładowania [28, 29, 30, 32, 75, 106, 194, 284]:

- dyfuzyjną dla łuku niskoprądowego, zwaną też formą spokojną (*quiescent mode*) [28, 106], w której średnie wartości napięcia łuku zawierają się w przedziale 20–25 V,
- przewężoną dla łuku wielkoprądowego, zwaną też łukiem wysokonapięciowym (*high-voltage mode*) [28, 106], w której średnie wartości napięcia łuku zawierają się w przedziale 50–80 V.

Stosownie do tego Cobine [194] rozróżnia zasadniczo dwa rodzaje stanu warstwy przyanodowej: dla łuku dyfuzyjnego, gdy anoda pełni rolę pasywnego kolektora cząsteczek plazmy emitowanej z katody, oraz dla przewężonej formy łuku, gdy plamka anodowa sama staje się intensywnym źródłem par metalu. W trakcie późniejszych badań wielu autorów zaczęło wyróżniać również inne, pośrednie formy wyładowań. Przykładowo Załucki i Janiszewski [113, 303], badając stadium przejścia pomiędzy dyfuzyjną i przewężoną postacią łuku, wyróżnili formę pośrednią, którą określili jako dyfuzyjną z lokalną koncentracją wyładowania. Podobne obserwacje przeprowadzili Godsmith, Shalev i Boxman [90]. Ogólny podział form wyładowania przy anodzie został podany przez Millera [224, 225], który rozróżnił pięć charakterystycznych, form wyładowania.

1. *Niskoprądowa forma wyładowania z anodą całkowicie pasywną* [224] dotyczy dyfuzyjnej formy łuku przy wartościach prądu na tyle niskich, że istnieje jedna plamka katodowa lub zgrupowanie kilku plamek, dających przestrzenną strukturę plazmy podobną do rozkładu plazmy w łuku jednopłamkowym. Rozkład ten jest według Kutznera [182] charakteryzowany przez kąt sferyczny ω_A , utworzony przez stożek o wierzchołku w plamce katodowej i o podstawie utworzonej przez anodę. Dla omawianej formy wyładowania kąt $\omega_A > 1,84$ sr [182]. Przestrzenna warstwa potencjału utworzona przez elektrony docierające do anody jest w znacznym stopniu obniżona przez jony dodatnie, docierające również do anody, które redukują anodowy spadek napięcia do bardzo małych wartości. Wartość przyanodowego spadku napięcia określona została dla tych warunków przez Cobine'a jako adekwatna do energii elektronów bombardujących powierzchnię anody i oszacowana na 1–3 V [194]. Temperatura anody jest dużo niższa od jej temperatury topnienia, gdyż niewielkie ilości ciepła są łatwo odprowadzane przez materiał elektrody. Erozja anody jest ujemna, tzn. jej masa zwiększa się z czasem trwania wyładowania. Napięcie łuku jest ustabilizowane, a niewielkie fluktuacje, sięgające kilku V nieprzekraczające 20% średniej wartości napięcia, są związane z procesami zachodzącymi na katodzie [83, 182], opisanymi w punkcie 2.3. Anoda pełni więc rolę całkowicie biernego kolektora plazmy emitowanej z katody.

2. *Niskoprądowa forma wyładowania z początkowym stadium emisji anodowej* [224] dotyczy również wyładowania dyfuzyjnego, lecz przy wartościach prądu na tyle dużych, że wskutek znacznej liczby plamek katodowych i geometrii układu stykowe-

go strumienie plazmy emitowanej przez plamki katodowe nachodzą na siebie w przestrzeni międzystykowej, a kąt $\omega_A < 1,84$ sr [182]. Wzrost koncentracji jonów i skrócenie ich średniej drogi swobodnej prowadzi do częściowej utraty posiadanej przez nie energii kinetycznej wskutek zderzeń w obszarze międzystykowym oraz do zmniejszenia się ilości jonów w strefie przyanodowej. Następuje niewielki wzrost ujemnej bariery potencjału przy anodzie, a tym samym wzrost energii przekazywanej do anody. W wyniku tych procesów dochodzi do nagrzania anody do znacznie wyższych temperatur niż przy anodzie całkowicie pasywnej, choć temperatura ta nie przekracza jeszcze temperatury topnienia materiału anody. Załucki i Kutzner [304] stwierdzili w tych warunkach istnienie wstecznych strumieni cząstek od anody (*return flux*) [224, 226]. Wielkość tego przepływu powrotnego oszacował Miller [226] na ok. 6% całkowitego strumienia plazmy docierającego do anody. Dlatego wypadkowa erozja anody dla tej formy wyładowania jest również ujemna.

3. *Pośrednia forma wyładowania, w której anoda zaczyna odgrywać rolę aktywną* [224]. Ta forma wyładowania występuje przy łuku dyfuzyjnym wieloplamkowym, gdy koncentracja plazmy jest już na tyle duża, że tworzy wiele przenikających się wzajemnie strumieni, a kąt przestrzenny dla pojedynczej plamki katodowej $\omega_A < 1$ sr [182]. Duża koncentracja plazmy i zwiększona częstość zderzeń jonów oraz znaczna utrata ich energii kinetycznej są przyczyną zmniejszenia się ilości jonów w warstwie przyanodowej i wzrostu jej potencjału. Potencjał ten przyspiesza jony znajdujące się w przestrzeni międzystykowej, kierując strumienie jonów w kierunku anody. To z kolei obniża barierę potencjału warstwy przyanodowej. Proces ten powtarza się cyklicznie [182], generując charakterystyczne dla tej formy wyładowania fluktuacje napięciowe w obszarze przyanodowym o częstotliwości w zakresie 100–400 kHz i amplitudach od kilkudziesięciu do nawet kilkuset V, do pewnego stopnia zilustrowanych na rysunku 2.2. Fluktuacje te są znacznie wyższe od opisanych w punkcie 2.3 oscylacji napięciowych w plamce katodowej. W tych warunkach następuje wzrost energii wydzielanej na anodzie, jej powierzchnia nagrzewa się na tyle intensywnie, że pojawiają się pierwsze punkty stopienia materiału (w liczbie od jednego do kilku [224]), widoczne jako świecące plamki. Przypuszczalnie tę formę wyładowania obserwowali Załucki i Janiszewski [113, 303], określając ją jako dyfuzyjną z lokalną koncentracją wyładowania. Goldsmith, Shalev i Boxman [90] wyznaczyli eksperymentalnie wartości amplitud prądu, przy których występuje ta forma wyładowania i określili ją przykładowo w zakresie od 900 do 1100 A dla cylindrycznych elektrod, wykonanych z aluminium i z miedzi. Stwierdzili oni obecność licznych punktów stopienia na anodzie, choć nie zaobserwowano uformowania się plamki anodowej, a wyładowanie miało charakter dyfuzyjny, przy średniej wartości napięcia łuku od 15 do 35 V. Momentowi pojawienia się świecących plamek na anodzie towarzyszył wyraźny, nagły skok linii w obserwowanym widmie spektralnym plazmy [90, 224], co świadczy o gwałtownej emisji dużej ilości atomów z anody w czasie istnienia tych plamek. Pojawienie się par metalu w pobliżu anody i ich jonizacja dodatkowo obniża

przyanodową barierę potencjału, co wzmacnia opisane już duże, cykliczne fluktuacje napięcia łuku. Jest to specyficzna forma wyładowania, w której anoda zaczyna wyraźnie pełnić rolę aktywną, przy wciąż ujemnej erozji [79–81, 182,].

4. *Łuk przewężony, wieloprądowy, z wyraźną aktywnością anody.* Dalszy wzrost koncentracji plazmy w przestrzeni międzyelektrodowej, będący funkcją wartości prądu i przestrzennego rozkładu strumieni plazmowych emitowanych z katody, powoduje intensyfikację procesów prowadzących do wzrostu temperatury anody. W szczególności wspomniany już ubytek jonów w warstwie przyanodowej, spowodowany wzrostem ich koncentracji w plazmie i zwiększoną utratą początkowej energii kinetycznej, prowadzi do wzrostu napięcia w strefie przyanodowej. Istnieje jednak pewna krytyczna wartość prądu, zdefiniowana przez Mitchela [182] jako prąd niedostatku w obszarze anody, po przekroczeniu której następuje tzw. faza przejściowa i gwałtowny podskok napięcia łuku. Przykładowo Boxman [28], stosując interferometrię optyczną, oszacował eksperymentalnie ten podskok napięcia łuku do ok. 50–80 V ze znaczną składową oscylacyjną. Te formę łuku można rozpoznać zarówno po charakterystycznym przebiegu jego napięcia [28–30, 32, 33, 57, 70, 91, 106, 113, 182, 284, 301], jak i po typowym, stożkowatym przewężeniu plazmy w miarę oddalania się od powierzchni anody [28–30, 32, 33, 91, 106, 112–114, 182, 301, 303], od którego pochodzi nazwa łuku przewężonego. Jednego z pierwszych teoretycznych opisów łuku przewężonego dokonał Voshall [284]. Opis ten został następnie uzupełniony przez Boxmana i in. [24, 33, 91] oraz innych autorów [214, 234]. Boxman i Goldsmith [33] opisali zmiany wyglądu warstwy plazmy przy anodzie podczas tworzenia się przewężonej formy łuku jako początkowy obłok plazmy w bezpośrednim sąsiedztwie anody, który następnie wraz ze wzrostem temperatury anody rozszerza się stopniowo do przestrzeni międzystykowej, przybierając formę stożka o podstawie na powierzchni anody, z formującym się coraz wyraźniejszym wierzchołkiem zmierzającym w stronę katody. Ciśnienie par metalu przy anodzie i ich koncentracja stają się porównywalne z parametrami par emitowanych z katody. Ostatecznie gęsta plazma łączy się z plazmą w warstwie przykatodowej, wypełniając całą przestrzeń międzystykową. Boxman [28] stwierdził ponadto, że pojawieniu się przewężonej formy wyładowania towarzyszy również gwałtowny spadek koncentracji elektronów w warstwie przyanodowej od $1,7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ do $0,7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, po czym przy dalszym wzroście prądu następował wzrost koncentracji elektronów. Przewężona forma wyładowania pojawiła się w tym przypadku przy prądzie ok. 3 kA. Dalszemu wzrostowi prądu po wystąpieniu przewężonej formy wyładowania towarzyszy również stały wzrost koncentracji neutralnych atomów metalu, emitowanych z anody. Według Boxmana to właśnie intensywna emisja tych par, czyli obojętnych atomów metalu o temperaturze znacznie niższej niż temperatura plazmy prowadzi do jej chwilowego schłodzenia, objawiającego się wspomnianym gwałtownym spadkiem koncentracji elektronów [28]. Skutkiem tego jest podskok napięcia przy anodzie z charakterystycznymi oscylacjami. Fazie przejścia do przewężonej formy wyładowania towarzy-

szy również gwałtowny wzrost temperatury anody, określony eksperymentalnie przez Boxmana [30] dla elektrod niklowych od temperatury poniżej punktu topnienia, do ok. 3000 K w czasie 100–200 μs po zakończeniu fazy przejściowej. Tak znaczny gradient temperatury związany jest z dużą ilością energii dostarczonej do anody w bardzo krótkim czasie, oszacowanej na 54–81 MW/m^2 [92]. Kutzner rozróżnia kilka opisanych w literaturze modeli, związanych z wyjaśnieniem powstania tego zjawiska [182].

5. *Przewężona forma łuku, w której plamka anodowa składa się z wielu mniejszych plamek* [224, 225]. Przy bardzo dużych wartościach prądu łuku, które w praktyce mogą być porównywalne z prądami wyłączalnymi wyłączników próżniowych, czyli zawierającymi się w zakresie od ok. 20 kA do ok. 40 kA, tworzy się wyraźna warstwa ładunku przestrzennego przy anodzie, a kolumna łukowa ulega silnemu przewężeniu. Przepływ plazmy traci własności plazmy próżniowej na skutek intensywnych zderzeń cząsteczek wewnątrz kolumny łukowej. Jest to powodem wydzielania dużych ilości energii i silnego nagrzania elektrod, głównie anody, która staje się dominującym źródłem par metalu. Plamka anodowa obejmuje znaczną część powierzchni anody i charakteryzuje się tym, że ulega podziałowi na wiele mniejszych plamek, które stanowią skupiska intensywnej emisji par metalu. Plamki te tworzą na zewnątrz jednolitą powierzchnię, pozornie przypominającą jedną dużą plamkę anodową. Parametry plazmy są zbliżone do tych, jakie charakteryzują opisaną już przewężoną formę łuku.

2.3.5. Charakterystyka przepływu plazmy w kolumnie łuku próżniowego

Przepływ nośników prądu w plazmie jest opisany w sposób ogólny równaniami magneto hydrodynamiki plazmy [15, 286]. Transport ładunków w wyładowaniu łukowym w próżni, które jest źródłem jednego ze szczególnych rodzajów plazmy, opisany może być zasadniczo również takimi równaniami, choć jest to utrudnione ze względu na:

- brak równowagi termodynamicznej pomiędzy poszczególnymi składnikami plazmy łuku próżniowego (elektrony, jony dodatnie, neutralne cząsteczki i makrocząstki metalu), (rys. 2.3),
- inny przebieg wyładowania, w zależności od jego formy: dyfuzyjnej i przewężonej,
- znaczący wpływ na parametry plazmy takich czynników, jak: procesy zachodzące na elektrodach, materiał i kształt elektrod.

Jednym z zasadniczych równań wiążących ze sobą mikroskopowe parametry nośników prądu z prądem łuku jest równanie opisujące gęstość prądu w plazmie [181, 223, 273, 286]:

$$J_e = en_e v_e \quad (2.5)$$

oraz

$$J_i = Ze n_i v_i \quad (2.6)$$

odpowiednio dla prądu elektronowego i jonowego.

Charakterystyka przepływu plazmy w kolumnie łuku próżniowego dotyczy opisu:

- parametrów prądu elektronowego,
- parametrów prądu jonowego,
- przepływu neutralnych par metalu i makrocząstek, czyli mikroskopijnej wielkości kropli (mikrokropli) metalu.

Parametry elektronów w dyfuzyjnym wyładowaniu łukowym w próżni badane były przez wielu autorów, m.in. przez Kutznera i Glinkowskiego [192], Jüttnera i in. [110]. Do podstawowych wielkości opisujących elektrony należą: *temperatura*, zdefiniowana kinetycznie, *koncentracja (gęstość)* oraz *prędkość*. Temperatura i prędkość elektronów są w wyładowaniu dyfuzyjnym zbliżone do temperatury i prędkości elektronów emitowanych z plamki katodowej (punkt 2.3.3). Koncentracja jest natomiast odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od plamki katodowej [110, 182, 243].

Obszerna analiza *parametrów prądu jonowego* w dyfuzyjnym wyładowaniu łukowym, ze szczególnym uwzględnieniem przestrzennego rozkładu strumieni jonów emitowanych z katody, zawarta jest w pracy Kutznera [182]. Problematyka ta jest też przedmiotem wielu wcześniejszych prac Kutznera [184], prowadzonych wspólnie z Załuckim [190] i z Millerem [188]. Poruszana jest również przez wielu innych autorów [1,37, 38, 99, 197, 256, 272]. Generalnym wnioskiem wynikającym z tych badań jest stwierdzenie, że jony emitowane ze strefy katodowej mają rozkład przestrzenny, odpowiadający funkcji cosinus względem płaszczyzny powierzchni katody, co omówiono już w punktach 2.3.3 i 2.3.4. W rozkładzie tym większość jonów porusza się w stronę anody, a energia kinetyczna nadana im w strefie plamki katodowej decyduje zasadniczo o ich dalszym ruchu, jeśli nie ma wpływu zewnętrznego pola magnetycznego. Rozkład taki wskazuje również na bardzo istotną rolę, jaką odgrywa geometria układu stykowego [120, 121, 122, 182], przy czym miarodajnym parametrem jest wspomniany już w punkcie 2.3.4 kąt bryłowy ω_A [182]. W wielu pracach określono też rozkłady innych parametrów jonów: temperatury [99, 182], energii kinetycznej [184], stopnia jonizacji [37, 38 50, 182, 184, 188, 197]. Matematyczny opis ruchu plazmy w jedno-plamkowym wyładowaniu łukowym opracował Hantzsche [101], z wykorzystaniem równań magnetohydrodynamiki plazmy, jako model dwupływowo (uwzględnia prąd elektronowy i jonowy). Udoskonaloną postać tego modelu prezentują dalsze prace tego autora [102]. Opis ruchu plazmy w wyładowaniu łukowym w próżni stanowi również przedmiot wielu innych prac, m.in. w zakresie wyładowania dyfuzyjnego [26] oraz w zakresie łuku przewężonego [31].

Badaniem *neutralnych atomów metalu (neutral particles)* w stabilnym wyładowaniu łukowym zajmowali się m.in. Davis i Miller [50], Daalder [53, 52, 54, 55], Jüttner i in. [107] oraz Boxman i in. [266, 31, 34]. Wielu autorów (Hayess, Jüttner i in. [107], Załucki [300], Jenkins i in. [118], Schade i in. [86, 262]) podkreśla znaczenie parowania makrocząstek (*macroparticles, droplets*) dla tworzenia koncentracji atomów neutralnych. Mikrokrople płynnego metalu oddają, w trakcie przelotu w przestrzeni międzystykowej, swą energię cieplną poprzez promieniowanie i odparowanie. Model przestrzennego rozkładu tych par, powstałych

wskutek parowania makrocząstek metalu, opracował Załucki [300]. Model ten opisuje koncentrację par w zależności od temperatury początkowej mikrokropli, temperatury wrzenia metalu, średnicy mikrokropli, ich średniej prędkości, torów ruchu i położenia w stosunku do powierzchni katody, dla różnych wartości prądu łuku i różnych materiałów stykowych. W oparciu o opracowany model Załucki [300] obliczył koncentrację neutralnych par metalu dla styków kadmowych i miedzianych i wykazał dużą zbieżność otrzymanych rezultatów z wynikami badań eksperymentalnych, przeprowadzonych przez innych autorów. Koncentracja ta, dla stabilnego wyładowania łukowego, przykładowo przy prądzie 1000 A, zawiera się w zakresie 10^{17} – 10^{21} m⁻³ [300], w zależności od wymienionych parametrów.

Energia kinetyczna neutralnych par metalu była badana m.in. przez Davisa i Millera [50] oraz Daaldera [53, 210, 233]. Z badań tych wynika, że energia ta ma bardzo niewielkie wartości w porównaniu z energią cząsteczek naładowanych, co świadczy o niewielkich prędkościach atomów neutralnych w plazmie. Poruszają się one znacznie wolniej niż jony metalu o dużo większej energii kinetycznej.

Podstawowymi parametrami makrocząstek są:

- rozmiar (średnica),
- prędkość i kierunek poruszania się,
- koncentracja.

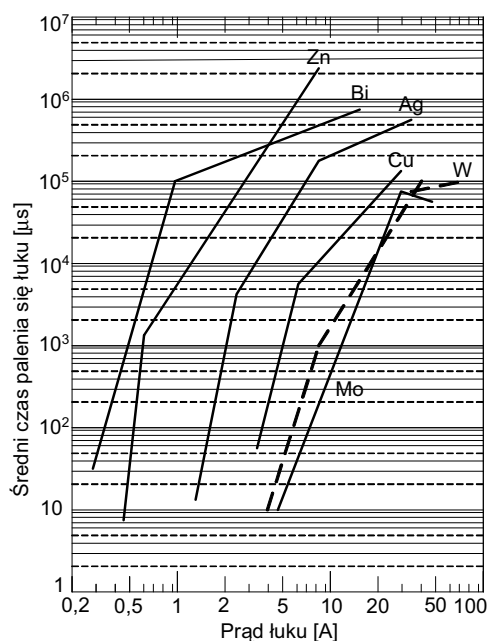
Badania tych parametrów prowadzili m.in. Daalder [52–55] oraz Boxman, Shalev i in. [31, 266]. W pracy [266] przedstawiono zależność prędkości makrocząstek od wielu parametrów w łuku wielopląmkowym. Prędkość ta rośnie wraz ze wzrostem temperatury topnienia materiału katody. Przykładowo dla tych samych wartości prądu łuku [266] prędkość makrocząstek kadmu (temperatura topnienia 320,8 °C) zawiera się w granicach od ok. 70 do ok. 130 m/s, podczas gdy dla molibdenu (temperatura topnienia 2620 °C) od ok. 130 do ok. 290 m/s. Ponadto prędkość ta zależy od chwilowej wartości prądu łuku. Składowa wektora prędkości prostopadła do powierzchni katody ma wartości o ok. 5–20% większe od składowej równoległej do tej powierzchni. Przestrzenny rozkład prędkości makrocząstek ma więc kształt zbliżony do półkuli, o nieco wydłużonej składowej prostopadłej do powierzchni katody [266], odbiegając znacznie od rozkładu „kosinusoidalnego”, obserwowanego dla strumieni jonów [182]. Prędkość makrocząstek maleje wraz ze wzrostem ich średnicy [266]. Przykładowo dla miedzi prędkość cząstek o najmniejszych średnicach jest w zakresie 620–730 m/s, natomiast dla cząstek największych zawiera się w przedziale 100–200 m/s. Innym parametrem mającym wpływ na prędkość makrocząstek jest szybkość narostu prądu łuku, przy czym prędkość ta maleje wraz ze wzrostem di/dt . W podsumowaniu można stwierdzić, że prędkość makrocząstek jest funkcją całego szeregu parametrów i w zależności od nich zawiera się ona w granicach od kilku m/s do ok. 800 m/s [31]. Średnica makrocząstek mieści się w zakresie od pojedynczych μm do ok. 100 μm [31, 52].

3. Zjawiska zachodzące w pobliżu przejścia prądu łuku próżniowego przez wartość zerową i wyłączanie prądu w próżni

3.1. Stabilność wyładowania łukowego w próżni w pobliżu zera prądu

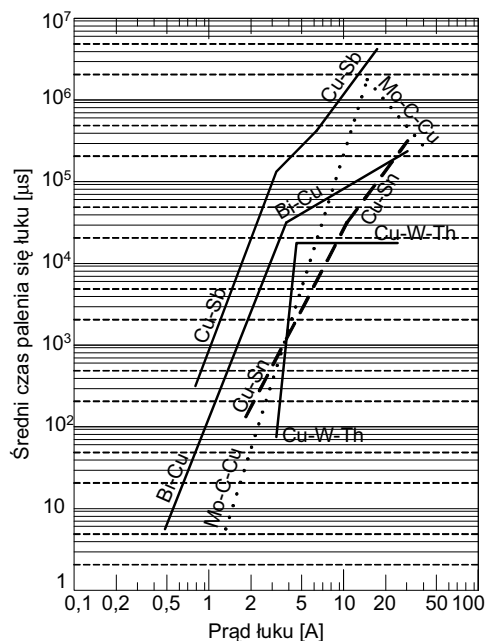
Stabilność wyładowania łukowego zdefiniował w sposób syntetyczny Farrall [194] jako tendencję do podtrzymania wyładowania w raz zainicjowanym łuku. Stabilność ta jest ściśle związana z procesami zachodzącymi na katodzie, gdzie ilość plamek maleje wraz z wartością prądu i gdzie zachodzi, opisany w rozdziale 2, nieustanny proces gaśnięcia jednych i powstawania innych plamek. Problem podtrzymania wyładowania pojawia się z chwilą wystąpienia na tyle małej wartości prądu, że ostatnia plamka katodowa, lub kilka ostatnich z nich, nie są w stanie zapewnić niezakłóconego przebiegu zjawisk emisyjnych i przepływu prądu w próżni.

Stabilność łuku próżniowego charakteryzowana jest średnim czasem palenia się łuku, zwanym też w literaturze „czasem życia” łuku [194] (rys. 3.1 i 3.2). Stabilność łuku przy małym prądzie jest określona przez stabilność istnienia plamki katodowej. Analiza stabilności plamki katodowej pozwoliła na ustalenie parametrów materiałowych i procesów fizycznych, wpływających na jej czas życia. Stabilność plamek katodowych zależy od łatwości, z jaką następuje odparowanie cząsteczek danego metalu z jego powierzchni. Właściwości te charakteryzuje się w literaturze minimalną wartością prądu łuku dla określonego czasu życia, przy czym mniejszy prąd oznacza lepszą stabilność i odwrotnie – materiały o gorszej stabilności charakteryzują się znacznie wyższymi wartościami prądów, przy których wyładowanie jest jeszcze podtrzymane. Farrall [194] określił te czasy dla typowych materiałów (rys. 3.1 i 3.2). Zawierają się one w zakresie od 10 μ s do 1 s, przy odległościach międzyelektrodowych poniżej 1 mm. Jak wynika z rysunku 3.1, największą stabilność łuk wykazuje w przypadku metali o stosunkowo niskich temperaturach topnienia (Bi, Zn), a najgorszą dla metali trudno topliwych (Mo, W).



Rys. 3.1. Średnie czasy palenia się łuku dla różnych metali jako materiału elektrod, w zależności od wartości prądu łuku; odległość międzystykowa ≤ 1 mm [194]

Fig. 3.1. Average arc duration for various contact metals as function of the arc current; contact separation ≤ 1 mm [194]

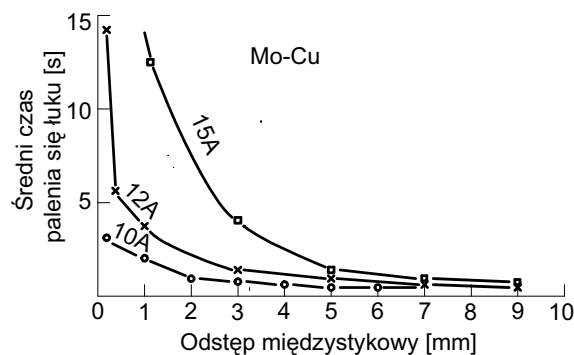


Rys. 3.2. Średnie czasy palenia się łuku dla różnych stopów metali jako materiału elektrod, w zależności od wartości prądu łuku; odległość międzystykowa ≤ 1 mm; skład Bi-Cu (20/80), pozostałe stopy i spieki stechiometryczne [194]

Fig. 3.2. Average arc duration for various composite electrode materials as function of the arc current; contact separation ≤ 1 mm; composition Bi-Cu (20/80), other compositions stoichiometric [194]

Miedź, najważniejszy składnik materiałów stykowych w łącznikach próżniowych, cechuje się umiarkowaną stabilnością wyładowania łukowego. Właściwość tę można w znacznym stopniu poprawić, stosując odpowiednie stopy metali, szczególnie stopy miedzi z metalami o długich czasach życia łuku (rys. 3.2), np. Cu-Sb, Cu-Bi. Jüttner i Freund [129] stwierdzili ponadto, że stabilność wyładowania łukowego w próżni zależy od stabilności procesów emisji polowej elektronów z katody. Procesy te cechują się największą stabilnością w momencie zapłonu łuku, natomiast wraz z upływem czasu palenia się stabilność maleje. Wykazano ponadto [129], że stabilność wyładowania łukowego w próżni jest również funkcją odległości międzystykowej. Przykładowo dla spieku miedzi i molibdenu (rys. 3.3) czasy życia łuku rosną znacznie powyżej 1s dla odległości międzystykowych poniżej 1 mm, a dla odległości rzędu kilku mm zmniejszają się do wartości poniżej 1 s. Można więc stwierdzić, że stabilność wyładowania łukowego w próżni zależy od wielu parametrów, z których najważniejsze to:

- materiał styków,
- wartość prądu łuku,
- odległość międzystykowa,
- czas wpływający od początku procesu wyładowania łukowego (moment zapłonu cechuje się największą stabilnością [129]).



Rys. 3.3. Średnie wartości czasów palenia się łuku prądu stałego dla elektrod wykonanych ze spieku Mo-Cu w funkcji odstępów międzyelektrodowego, dla trzech wartości prądu [129]

Fig. 3.3. Average dc arc duration for Mo-Cu sinter electrodes as function of the contact distance, for three current values [129]

Opisane kryteria dotyczą sytuacji statycznych, tzn. w stabilnym wyładowaniu łukowym, przy prądzie stałym. Pojęcie stabilności wyładowania w obwodach prądu przemiennego, zwłaszcza w odniesieniu do łączników próżniowych, wiąże się ściśle z procesami zachodzącymi w okolicy przejścia prądu przez zero i ze zjawiskiem ucinania prądu.

3.2. Łuk próżniowy przed dojściem prądu do zera

3.2.1. Opis parametrów plazmy

Charakterystyka plazmy przed przejściem prądu przez zero jest jednym z istotnych zagadnień, związanych z wymuszonym wyłączeniem prądu w próżni. Przedstawione w tym punkcie informacje dotyczą badań, prowadzonych zarówno w obwodach prądu stałego, jak i przemiennego, ze względu na podobieństwo zjawisk towarzyszących wymuszonemu i naturalnemu sprowadzeniu prądu do zera w określonym zakresie stromości prądu łuku.

Jednym z bardziej znanych modeli wymuszonego gaszenia łuku próżniowego przeciwprądem jest model opracowany przez Childs i Greenwooda [41]. Zakłada się, że przed zerem prądu plazma ma parametry odpowiadające stabilnemu wyładowaniu w próżni, opisane modelem płynu złożonego z jonów i cząsteczek neutralnych jako składników o zbliżonej temperaturze. Przyjęto uśrednione wartości prędkości, koncentracji i temperatury cząsteczek [41]. Wyłączenie prądu w tym modelu polega na przejściu od stanu stabilnego wyładowania łukowego, poprzez proces łączeniowy do stanu połukowego. Stan łączeniowy opisano trzema równaniami: zachowania masy, momentu i energii, odnoszącymi się do zaniku jonów i cząsteczek neutralnych w modelowym płynie. Numeryczne rozwiązanie tych równań pozwala na uzyskanie teoretycznych przebiegów zmian zastępczej koncentracji, prędkości cząsteczek i energii modelowego płynu podczas dochodzenia prądu łuku do zera.

Szczegółową analizę eksperymentalną parametrów zjonizowanych cząsteczek plazmy przed naturalnym przejściem prądu przez zero przeprowadzili Rusteberg, Lindmayer, Jüttner, Pursch [259, 260] oraz Düning [67, 68] z użyciem styków Cu/Cr 75/25 przy prądach o wartościach skutecznych od 100 A do 10 kA. Analiza ta dotyczy ostatnich 3 ms przed zerem prądu, będącego półfalą przebiegu sinusoidalnego o częstotliwości 50 Hz. Pomiary przeprowadzono przy użyciu analizatora pola opóźniającego (omówionego dalej w punkcie 4.3), który pozwalał na pomiar rozkładu uśrednionej energii jonów (4.40), bez możliwości określenia ich podziału w zależności od liczby ładunkowej. Pomiary parametrów elektronów wykonano w układzie, w którym kolektor analizatora pracował jako sonda Langmuira (rozdział 4), korzystając z obudowy analizatora wraz z przysłoną do ochrony sondy przed bezpośrednim działaniem łuku. Analizę zastosowanych układów pomiarowych przeprowadzono w pracach [200, 260].

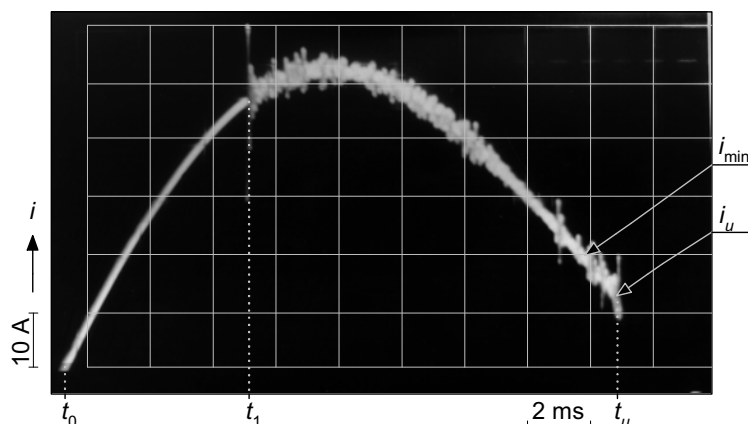
Funkcja rozkładu energii jonów (4.41) zmienia się wraz ze zmianą wartości skutecznej prądu łuku w ten sposób, że jej maksimum przesuwa się w zakres wyższych energii wraz ze zmniejszaniem się wartości skutecznej prądu [68, 259, 260]. Przykładowo dla czasu 2 ms przed zerem prądu amplituda energii jonów rośnie od ok. 10 eV dla prądu o wartości skutecznej 8,75 kA do ok. 60 eV dla 1 kA [259, 260]. Podobne rezultaty uzyskano w pracy [68]. Przesuwanie się amplitud rozkładu energii jonów nie odbywa się jednak równomiernie w funkcji prądu łuku, gdyż wyraźny spadek tej energii dla wyższych wartości prądów daje się zauważyć dopiero począwszy od prądu o wartości skutecznej 1,5–2 kA. Najwyższe wartości energii jonów, zmierzone w tych warunkach dla sinusoidy prądu o wartości skutecznej 1 kA, dochodzą do 110 eV. Zmiany maksimum rozkładu energii w funkcji czasu są nieznaczne i utrzymują się na w przybliżeniu stałym poziomie ok. 60 eV dla niedużych prądów, tj ok. 1 kA. Wartości te są w dużej zgodności z rezultatami prac opisanych w pracy [50]. Dla dużych prądów obserwuje się natomiast wzrost energii jonów w miarę zbliżania się prądu do zera. Z omawianych obserwacji wynika, że energia kinetyczna jonów wyraźnie maleje wraz ze wzrostem prądu łuku. Według autorów prac [68, 259, 260] jest to spowodowane zależnością energii kinetycznej jonów od ich koncentracji. Koncentracja jonów

mierzona na obrzeżach układu stykowego zależy od chwilowej wartości prądu łuku i zmienia się od 10^{17} m^{-3} dla prądu 100 A do $1,9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla prądu 10 kA [259]. Zanikowi prądu przed naturalnym przejściem prądu przez zero towarzyszy więc proporcjonalny spadek koncentracji jonów. Poza układem stykowym koncentracja jonów maleje proporcjonalnie do kwadratu odległości. Średnia prędkość kinetyczna jonów w omawianych warunkach została określona na $1,4 \times 10^4 \text{ m/s}$ [259].

Koncentracja elektronów zależy również od wartości chwilowej prądu i przykładowo mierzona na obrzeżu układu stykowego – zmienia się od 10^{18} m^{-3} dla prądu 100 A do $9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ dla prądu 10 kA [259, 260]. Temperatura elektronów w zakresie 3 ms przed zerem prądu zmienia się w zakresie od 2 eV do 3 eV i jedynie nieznacznie maleje wraz ze zmniejszaniem się chwilowej wartości prądu. Potencjał plazmy (punkt 4.2.2.2) w ostatnich 3 ms przebiegu sinusoidalnego dla prądów do 1,5 kA utrzymuje się na stałym poziomie ok. 15 V. Dla prądów w zakresie 1,5–10 kA potencjał ten jest znacznie wyższy i wyraźnie się obniża wraz ze zbliżaniem się do zera prądu. Przykładowo dla sinusoidy prądu o wartości skutecznej 8,75 kA potencjał plazmy zmienia się od ok. 32 V dla czasu 3 ms przed zerem prądu do ok. 13 V tuż przed zerem prądu [259]. Potencjał swobodny utrzymuje się na poziomie ok. 5 V poniżej potencjału plazmy [259, 260].

3.2.2. Zjawisko ucięcia prądu

Stabilność wyładowania łukowego podczas sprowadzania prądu do zera zależy nie tylko od czynników wymienionych już w punkcie 3.1, ale także od dynamiki zmian prądu łuku i związanym z tym procesem zaniku plamek katodowych. Problematyka ta wiąże się ze zjawiskiem ucięcia prądu (rys. 3.4), czyli z przerwaniem wyładowania łukowego i wyłączeniem prądu przed naturalnym przejściem przebiegu sinusoidalnego przez zero. Geneza tego zjawiska została już szczegółowo omówiona w punkcie 2.3.3. Zewnętrznym przejawem niestabilności plamek katodowych, związanych z procesem zapalania się i gaśnięcia elementów składowych plamki (*subspots*) [6, 125], są fluktuacje napięcia i prądu łuku. Fluktuacje te, zasadniczo o dodatniej polaryzacji, oddziałując z obwodem zewnętrznym, prowadzą do powstania również fluktuacji prądu o polaryzacji ujemnej [194]. Przy małych wartościach prądu łuku, gdy łuk podtrzymywany jest przez pojedynczą, lub ostatnie pojedyncze plamki katodowe, amplituda tych fluktuacji zaczyna narastać. Podczas dojścia któregoś z pików ujemnej fluktuacji w prądzie do zera następuje przerwanie prądu łuku. Czas trwania piku fluktuacyjnego osiągającego zero jest na ogół wystarczający do odzyskiwania wytrzymałości powrotnej, której szybkość narastania w próżni jest bardzo duża, szacowana w zakresie 10–15 kV/ μs [194, 198, 216]. Jest to bezpośrednią przyczyną nagłego przerwania prądu, nazywanego ucięciem. Prąd, który odpowiada początkowi procesu narastania fluktuacji jest nazywany minimalnym prądem stabilnego palenia się łuku i_{\min} (rys. 3.4). Chwilową wartość sinusoidy prądu i_u (rys. 3.4), przy której nastąpiło zgaśnięcie łuku przyjmuje się jako wartość prądu ucięcia.



Rys. 3.4. Przykładowy oscylogram przebiegu wyłączenia prądu przemiennego przez łącznik próżniowy, z widocznym ucięciem prądu; i_u – prąd ucięcia, i_{\min} – minimalny prąd stabilnego palenia się łuku, t_0 – początek półfali prądu, t_1 – czas zapłonu łuku t_u – czas ucięcia prądu

Fig. 3.4. Exemplary oscillogramm of the AC switching-off process in a vacuum switch with current chopping; i_u – chopping current, i_{\min} – minimal current of the stable arcing process, t_0 – begin of the current half-wave, t_1 – begin of the arc burning, t_u – time instant of the current chopping

Choć zjawisko ucinania prądu następuje we wszystkich rodzajach łączników mechanicznych, to należy ono do istotnych w łącznikach próżniowych, w których prąd ucięcia jest znacznie wyższy niż w łącznikach gaszących łuk wysokociśnieniowy. Zjawisko ucinania prądu nabiera szczególnego znaczenia w obwodach zawierających znaczne indukcyjności, głównie w obwodach silników elektrycznych łączonych stycznikami próżniowymi, gdzie ucinanie prądu może być przyczyną przepięć łączeniowych, groźnych dla izolacji zainstalowanych urządzeń i kabli.

Prąd ucięcia łączników próżniowych był przedmiotem wielu badań, prowadzonych m.in. w Instytucie Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej [79–84, 287, 290–292,], w trakcie których opracowany został sposób i układ do pomiaru prądu ucięcia i wyznaczenia parametrów jego rozkładu statystycznego. Układ ten został opatentowany [83] i zaproponowany do normalizacji [287]. W pracach tych wykazano, że prąd ucięcia zależy m.in. od parametrów badanego obwodu zewnętrznego, a szczególnie od jego pojemności i rezystancji [79–82, 84].

W pracach Czarneckiego i Lindmayera [47–49] pokazano eksperymentalnie istotną zależność prądu ucięcia od właściwości materiałów stykowych, takich jak: zależność ciśnienia par od temperatury metalu, energia odparowania cząsteczek, przewodność cieplna i elektryczna, praca wyjścia i energia jonizacji. Z badań tych wynika, że prąd ucięcia maleje wraz ze wzrostem ciśnienia par metalu wytworzonych w procesie łączeniowym oraz rośnie wraz ze wzrostem przewodności cieplnej materiału. Ciśnienie par metalu zależy przy tym od dwóch czynników: wartości wyłącza-

nego prądu i właściwości fizycznych materiału stykowego, co z kolei jest ściśle związane z temperaturą topnienia metalu i ze stabilnością palenia się łuku (rys. 3.1 i 3.2). Innym ważnym czynnikiem powodującym wzrost prądu ucięcia jest czystość powierzchni styków oraz obecność mikroskopijnej wielkości wtrącin gazowych w ich materiale [4, 47, 199]. Pogorszenie się próżni powoduje zmniejszanie się prądu ucięcia, co przykładowo stwierdzono doświadczalnie w pracy [47], zmieniając próżnię w zakresie od 10^{-5} Pa do 10^{-2} Pa. Osiowe pole magnetyczne [36] wpływa stabilizująco na palenie się łuku elektrycznego i powoduje zmniejszenie prądu ucięcia.

Podsumowując można stwierdzić, że prąd ucięcia łączników próżniowych jest funkcją wielu parametrów, a przede wszystkim:

- materiału stykowego [47–49, 199],
- parametrów obwodu zewnętrznego bocznikującego styki badanego łącznika, [82–84, 287, 291, 292],
- obecności gazów reszkowych na powierzchni katody i wtrącin gazowych w materiale katody [4, 47, 199],
- ciśnienia gazu wewnątrz komory próżniowej [47],
- obecności pola magnetycznego [36],
- amplitudy i częstotliwości wyłączanego prądu o przebiegu sinusoidalnym, czyli zależy od szybkości opadania sinusoidalnej półfali prądu do zera, przy czym wartość prądu ucięcia maleje wraz ze wzrostem amplitudy prądu [47, 48, 87, 194].

3.3. Plazma po przejściu prądu łuku próżniowego przez zero

3.3.1. Informacje wstępne

Badanie zjawisk połukowych, czyli występujących w przestrzeni międzystykowej po przejściu prądu łuku próżniowego przez zero jest jednym z zasadniczych zadań związanych z wyłączaniem prądu w próżni. Problematyce tej poświęconych jest wiele znanych z literatury prac, w których można wyodrębnić dwie zasadnicze grupy problemów:

- modelowanie plazmy po przejściu prądu łuku próżniowego przez zero,
- badanie wytrzymałości połukowej oraz czynników i mechanizmów mających wpływ na tę wytrzymałość.

Wymienione zagadnienia są ze sobą wzajemnie powiązane i wszystkie razem dają obraz skuteczności wyłączania prądu w próżni. Modelowanie zjawisk połukowych jest przedmiotem tego punktu, natomiast wytrzymałość połukowa i uwarunkowania mające na nią wpływ zostały omówione w punkcie 3.4. Złożoność tych zagadnień sprawia, że jest to bardzo obszerna problematyka naukowa, w której wiele tematów szczegółowych stanowi wciąż aktualne zadania badawcze. W prezentowanej pracy poruszone są szerzej jedynie wybrane z nich, przede wszystkim takie, które mogą być użyteczne w analizie wymuszonego wyłączania prądu w próżni.

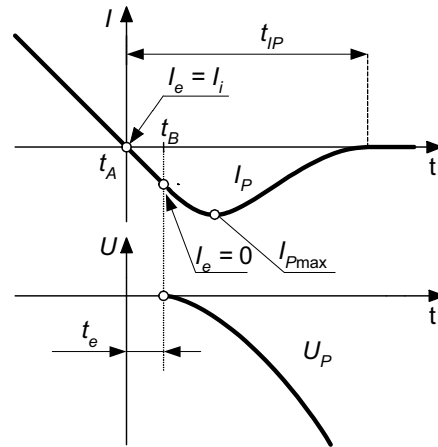
Po przejściu prądu przez zero w przestrzeni międzystykowej przez pewien czas pozostają jeszcze cząsteczki naładowane i neutralne. Modelowanie plazmy połukowej dotyczy opisu matematycznego zjawisk, związanych z przemieszczaniem się i z zanikiem tych cząsteczek. Ze względu na odmienne mechanizmy rządzące ruchem cząsteczek naładowanych i neutralnych, w dalszej części pracy modelowanie obydwu tych rodzajów cząsteczek opisano odrębnie, przy czym główną uwagę skupiono na modelowaniu przemieszczania się cząsteczek naładowanych, gdyż jest to ściślej związane z tematyką pracy.

3.3.2. Opis i modelowanie rozkładu cząsteczek naładowanych

Opis modelu zawarty w tym punkcie został opracowany przez autora na podstawie prac Andrewsa i Vareya [8], Greenwooda i współpracowników [89, 228, 229, 240] oraz prac prowadzonych w zespole profesora Manfreda Lindmayera [67, 68, 259]. W tych ostatnich badaniach zastosowano model do analizy zjawisk po naturalnym przejściu prądu przez zero, w których autor częściowo uczestniczył w trakcie półrocznego stażu naukowego w Uniwersytecie Technicznym w Braunschweig. Doświadczenia, a także bezpośrednie konsultacje z profesorem Lindmayerem pozwoliły na opracowanie wersji modelu, odnoszącej się w szczególności do wymuszonego wyłączenia prądu w próżni przeciwprądem. Wersję tę autor przedstawił po raz pierwszy w pracy badawczej realizowanej dla KBN w latach 2000–2002 i zamieścił w raporcie końcowym z tych prac [296]. Tam też, przy współudziale autora, w zespole badawczym realizującym projekt przeprowadzono pierwsze obliczenia z wykorzystaniem zamieszczonego tu opisu modelu, których wyniki przedstawiono na kilku konferencjach [154, 155, 177, 178, 180], w artykule [297] oraz szerzej omówiono w pracy [288]. Obliczeń tych nie zamieszczono w przedstawianej tu pracy, gdyż skupiono się w niej głównie na badaniach eksperymentalnych (rozdziały 5 i 6), których wyniki będą zastosowane w doskonaleniu i weryfikacji tego modelu.

Przemieszczanie się cząsteczek naładowanych w plazmie łuku próżniowego tuż przed oraz po przejściu prądu przez zero jest opisane w wielu pozycjach literatury, spośród których jedną z bardziej znanych jest pionierskie opracowanie Andrewsa i Vareya [8]. Opis ten został następnie rozwinięty w pracach Greenwooda i współpracowników [41, 42, 89]. W pewnym uproszczeniu zjawisko to można opisać w następujący sposób.

Cząsteczki naładowane pozostające w przestrzeni międzystykowej, po przejściu prądu łuku próżniowego przez zero, przemieszczają się zgodnie z oddziałującymi na nie siłami pola elektrycznego i magnetycznego. Przy założeniu braku zewnętrznego pola magnetycznego na cząsteczki oddziałuje jedynie pole elektryczne, wytworzone w przestrzeni międzystykowej przez pojawiające się na stykach napięcie powrotne U_p (*transient recovery voltage*). Polaryzacja tego napięcia jest przeciwna do tej, jaka była przed przejściem prądu przez zero, stąd mówi się o nowej, czy też połukowej katodzie (*post-arc cathode*) oraz połukowej anodzie (*post-arc anode*).

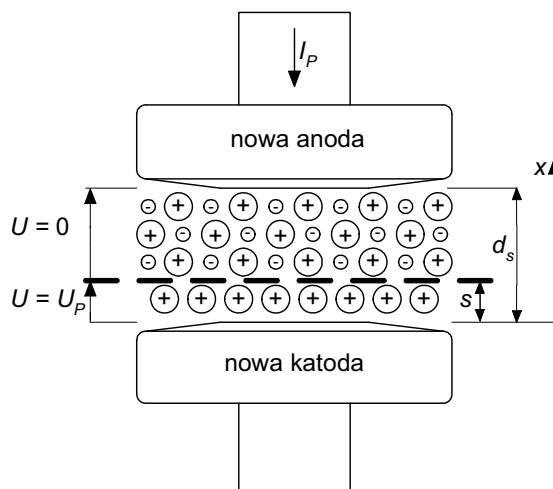


Rys. 3.5. Ilustracja przebiegów prądu połukowego I_P oraz wytrzymałości powrotnej U_P po przejściu prądu łuku próżniowego przez zero [89]; I_e , I_i – prądy elektronowy i jonowy, t_{IP} – czas przepływu prądu połukowego, I_{Pmax} – amplituda prądu połukowego, pozostałe oznaczenia wyjaśnione w tekście

Fig. 3.5. Illustration of post-arc current flow I_P and transient recovery voltage U_P after vacuum arc current zero [89]; I_e , I_i – electron and ion currents, t_{IP} – post-arc current flowing time, I_{Pmax} – post arc current amplitude, other symbols explained in the text

Wraz ze zbliżaniem się wartości prądu do zera maleje liczba plamek katodowych, a gasnące plamki szybko tracą swą zdolność emisyjną. W łuku palącym się stabilnie elektrony przewodzą około 90% prądu [16, 71, 102, 121, 142], natomiast w chwili przejścia prądu przez zero prąd elektronowy jest równy prądowi jonowemu, gdyż $I = I_e - I_i = 0$, czyli $I_e = I_i$ [89] (czas t_A , rys. 3.5). Zakłada się, że do momentu przejścia prądu przez zero plazma jest quasi-neutralna. Pojawiające się na stykach napięcie powrotne U_P powoduje, że w pierwszej chwili po zerze prądu istnieje tendencja do rozdzielenia ładunku na ujemny i dodatni, odpowiednio do nowej polaryzacji elektrod. Elektrony, jako cząsteczki znacznie szybsze od jonów, opuszczają w krótkim czasie przestrzeń przy nowej katodzie (byłej anodzie), aż do osiągnięcia stanu, gdy prąd elektronowy jest równy zero (chwila t_B , rys. 3.5). Zakłada się [8, 41, 89], że prędkość dryfowa elektronów w tym momencie (chwila t_B , rys. 3.5) jest równa zero, oraz że począwszy od tej chwili elektrony są „zawracane” w kierunku anody połukowej, tj. elektrody, która przed zerem prądu była katodą. W ten sposób przy nowej katodzie powstaje strefa niedostatku elektronów, czyli zakłócenie neutralności ładunku, formuje się warstwa dodatniego ładunku przestrzennego o grubości s , wskutek czego szybko narasta silne, lokalne pole elektryczne (rys. 3.6) [8, 89, 41, 259]. Przestrzeń międzyelektrodowa dzieli się więc na dwie strefy (rys. 3.6):

- dodatniego ładunku przestrzennego o grubości s przy katodzie połukowej,
- quasi-neutralnej plazmy, wypełniającej pozostałą przestrzeń międzystykową od strony anody połukowej.



Rys. 3.6. Szkic ilustrujący rozkład ładunku przestrzennego w przestrzeni międzystykowej po przejściu prądu przez zero; s – grubość warstwy jonów przy katodzie połukowej, d_s – odstęp międzystykowy; wyjaśnienie pozostałych oznaczeń w tekście

Fig. 3.6. Sketch diagram of the space charge growth after current zero; s – thickness of the ion sheath at the post-arc cathode, d_s – the whole contact gap; explanation of the other symbols follows in the text

Ponieważ quasi-neutralna plazma ma potencjał anody połukowej, całe napięcie powrotne U_P koncentruje się więc na warstwie dodatniego ładunku przestrzennego s przy katodzie połukowej. Ze względu na swoją niewielką grubość, warstwa ta charakteryzuje się znacznymi wartościami natężenia pola elektrycznego, które jest zależne od koncentracji plazmy połukowej, prędkości dryfowej jonów w plazmie oraz od przyłożonego napięcia powrotnego. Wartości tego natężenia dochodzą nawet do 2×10^8 V/m [77]. Ponadto Farrall [194] podkreśla duże znaczenie dla rozkładu pola elektrycznego w tej cienkiej warstwie, jakie odgrywają nierówności na powierzchni elektrod. Nierówności te, będące skutkiem procesów łączeniowych, są przyczyną lokalnych deformacji i wzmocnienia natężenia pola elektrycznego, co w efekcie sprzyja osłabieniu wytrzymałości przerwy połukowej. Wraz ze wzrostem napięcia powrotnego U_P rośnie więc grubość warstwy jonów s przy katodzie połukowej (rys. 3.6), a granica oddzielająca tę warstwę od quasi-neutralnej plazmy przesuwa się w stronę anody połukowej z prędkością ds/dt . W opisanej sytuacji prąd połukowy jest prądem jonowym (2.5), zmierzającym w stronę nowej katody. Przepływ tego prądu ma jednak dwa „wymuszenia”: pierwsze – wynikające z oddziaływania pola elektrycznego U_P/d_s i drugie – wynikające z ucieczki elektronów w stronę nowej anody i przemieszczania się warstwy s . Dlatego odpowiednio do tych wymuszeń Andrews i Varey [8] rozdzielają gęstość prądu połukowego J_P (rys. 3.5) na dwie składowe:

• gęstość prądu przewodzenia J_c (*conduction current*), wynikająca z przepływu jonów z warstwy s do katody połukowej i elektronów quasi-neutralnej warstwy do anody połukowej, wyrażonej zależnością

$$J_c = n_i Z e v_i, \quad (3.1)$$

• gęstość prądu przemieszczenia J_d (*displacement current*), wynikająca z powiększania się warstwy jonów s przy katodzie połukowej i przemieszczania się granicy tej warstwy w stronę anody połukowej; prąd J_d wyraża się zależnością

$$J_d = -n_{i(x=s)} Z e \left(\frac{ds}{dt} \right), \quad (3.2)$$

przy czym indeks $(x = s)$ oznacza parametr prądu jonowego na granicy pomiędzy warstwą jonów o grubości s , a neutralną plazmą przy anodzie połukowej. Rozważane tu prędkości jonów v_i (zależność (3.1)) i dalsze są prędkościami dryfowymi, które w przypadku jonów są znacznie większe od ich prędkości termicznych (rozdział 2).

Całkowitą gęstość prądu połukowego J_p wyraża więc zależność

$$|J_p| = |J_c| + |J_d|. \quad (3.3)$$

Modelowanie prądu połukowego oparte jest na znanych z klasycznej teorii plazmy dwóch modelach, opisujących zjawisko przemieszczania się cząsteczek naładowanych po pojawieniu się, czy zmianie polaryzacji, pola elektrycznego na stykach [8]:

• *modelu Childa*, zakładającym powolne zmiany napięcia powrotnego i niewielkie prędkości przemieszczania się warstwy jonowej ds/dt ,

• *modelu macierzowym*, zakładającym szybkie zmiany napięcia powrotnego i znaczne prędkości przemieszczania się warstwy jonowej ds/dt .

W obydwu modelach parametry plazmy zmieniają się w funkcji dwóch zmiennych: czasu t i miejsca x . Modele te opracowano zgodnie z następującymi założeniami upraszczającymi:

a) powierzchnia styków jest płaska i zarówno w rozkładzie pola elektrycznego, jak i w prędkości jonów nie ma składowych równoległych do powierzchni styków,

b) brak zderzeń i jonizacji wtórnej wewnątrz warstwy s ,

c) brak emisji wtórnej oraz odbić jonów od powierzchni elektrod,

d) jony mają jednakową energię,

e) brak elektronów wewnątrz warstwy s ,

f) reakcja elektronów na przyłożone pole jest natychmiastowa, tzn. jest to proces pomijalnie krótki w porównaniu z czasem reakcji jonów,

g) granica oddzielająca warstwę s od quasi-neutralnej plazmy ma pomijalnie małą grubość w porównaniu z grubością samej warstwy s i z grubością quasi-neutralnej plazmy, czyli: $U_{P(x=s)} = dU_{P(x=s)}/dt = 0$; ponadto zakłada się, że parametry jonów na

granicy odpowiadają warunkom początkowym, tj. w chwili przejścia prądu przez zero: $v_{i(x=s)} = v_{i0}$, $n_{i(x=s)} = n_{i0}$.

Jak już wspomniano w rozdziale 2, pełny opis zjawisk w łuku elektrycznym jest zapisany układem trzech równań: bilansu energii oraz ciągłości masy i momentu [15, 20, 200, 211, 286]. Opis ten został wykorzystany również przez Andrewsa i Vareya [8] oraz Childs i Greenwooda [41] i wyraża się trzema następującymi równaniami:

$$\text{równanie Poissona (bilans energii)} \quad \frac{\partial^2 U_{Px}}{\partial x^2} = -\frac{n_i e}{\epsilon_0}, \quad (3.4a)$$

$$\text{równanie ciągłości masy} \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0, \quad (3.4b)$$

$$\text{równanie momentu} \quad \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\left(\frac{Ze}{m_i}\right) \frac{\partial U_{Px}}{\partial x}. \quad (3.4c)$$

W zależności od założonej dynamiki zmian parametrów plazmy, odpowiednio w modelu Childa czy w modelu macierzowym, równania te pozwalają na wyprowadzenie zależności opisującej rozkład potencjału U_{Px} w warstwie ładunku jonowego przy katodzie połukowej w funkcji grubości tej warstwy s . W modelu Childa zależność ta ma następującą postać [8]:

$$(s-x)^2 = \frac{4\epsilon_0}{9J_p} \sqrt{\frac{2Ze}{m_i}} U_{Px}^3, \quad (3.5)$$

przy czym dla pełnej odległości międzystykowej, czyli dla warstwy s , oraz $x = 0$, można zapisać:

$$s^2 = \frac{4\epsilon_0}{9J_p} \sqrt{\frac{2Ze}{m_i}} U_p^3. \quad (3.5a)$$

Model Childa odnosi się do sytuacji zbliżonej do statycznej, czyli dla powolnych zmian prędkości przemieszczania się warstwy ds/dt , gdy gęstość prądu przemieszczenia J_d jest znacznie mniejsza od gęstości prądu przewodzenia J_c :

$$|J_d| \ll |J_c|. \quad (3.6)$$

Model macierzowy jest adekwatny do sytuacji przeciwstawnej do założeń modelu Childa, czyli odnosi się do szybkich zmian pola elektrycznego po przejściu prądu przez zero i znacznych prędkości powiększania się warstwy s , gdy $ds/dt \gg 0$. Rozkład potencjału U_{Px} w warstwie jonowej w funkcji odległości x od tej elektrody jest opisany następującą zależnością [8]:

$$(s-x)^2 = \frac{2\epsilon_0}{n_{i0}Ze} U_{Px}, \quad (3.7)$$

przy czym dla $x = 0$, czyli dla pełnej odległości międzystykowej zależność ta ma następującą postać:

$$s^2 = \frac{2\epsilon_0}{n_{i0}Ze} U_P. \quad (3.7a)$$

W modelu macierzowym zakłada się stan wyjściowy dla chwili przejścia prądu przez zero, polegający na zerowej prędkości początkowej jonów, $v_{i0} = 0$, przyspieszanych następnie polem elektrycznym narastającym pomiędzy stykami. W tej sytuacji gęstość prądu przemieszczania J_d przewyższa znacznie gęstość prądu przewodzenia J_c :

$$|J_d| \gg |J_c|. \quad (3.8)$$

W modelu macierzowym zakłada się więc

$$J_P \cong J_d. \quad (3.9)$$

Po podstawieniu wyrażeń określających gęstość prądów: przewodzenia (3.1) i przemieszczania (3.2) do zależności (3.8) oraz po uwzględnieniu założenia upraszczającego g), otrzymuje się warunek szybkości powiększania się warstwy jonów przy katodzie połukowej w modelu macierzowym:

$$\frac{ds}{dt} \gg \left(\frac{n_i}{n_{i0}} \right) \cdot |v_i|, \quad (3.10)$$

przy czym zachodzi relacja

$$n_i \leq n_{i0}, \quad (3.11)$$

gdyż wraz z przyspieszaniem jonów wskutek przyłożenia pola elektrycznego spada ich koncentracja. Wynika stąd, że prędkość przemieszczania się granicy warstwy jonowej jest w modelu macierzowym większa od prędkości dryfowej jonów:

$$\frac{ds}{dt} \gg |v_i|. \quad (3.12)$$

Prędkość dryfowa jonów rozpędzanych w polu elektrycznym spełnia zależność

$$ZeU_{Px} \geq \frac{1}{2} m_i v_i^2 \geq 0, \quad (3.13)$$

stąd po uwzględnieniu rozkładu potencjału w warstwie jonów (3.7)

$$v_i = \sqrt{\frac{2ZeU_{px}}{m_i}} = \sqrt{\frac{(Ze)^2 n_{i0}}{\epsilon_0 m_i}} (s-x) = \omega_i (s-x), \quad (3.14)$$

gdzie

$$\omega_i = \sqrt{\frac{(Ze)^2 n_{i0}}{\epsilon_0 m_i}} \quad (3.15)$$

jest częstością ruchu dryfowego jonów w plazmie, nazywaną też częstością jonową plazmy. Dla $x = 0$, czyli uwzględniając pełną grubość warstwy jonów przy nowej katodzie w równaniu (3.14), warunek (3.12) przyjmuje ostateczną postać:

$$\frac{ds}{dt} \gg \omega_i s. \quad (3.16)$$

Wynika stąd, że w modelu macierzowym prędkość przemieszczania się granicy warstwy jonów przy nowej katodzie jest dużo większa od iloczynu częstości ich ruchu dryfowego w plazmie ω_i oraz grubości samej warstwy s .

Bezpośrednie zastosowanie jednego z przedstawionych pokrótce modeli, Childa bądź macierzowego, do opisu zjawisk połukowych związanych z wyłączaniem prądu w próżni jest problematyczne, ponieważ są one oparte na krańcowo różnych założeniach co do dynamiki zmian parametrów fizycznych plazmy. Dotyczy to przede wszystkim szybkości zmian napięcia powrotnego U_p oraz szybkości narastania warstwy jonowej przy nowej katodzie ds/dt . Bazując na obydwu opisanych modelach, Andrews i Varey [8] opracowali tzw. model przejścia ciągłego (*continuous transition model*), znacznie bardziej odpowiadający rzeczywistym warunkom przerywania łuku próżniowego. Oprócz wymienionych wcześniej założeń dotyczących modelu Childa i modelu macierzowego, model Andrewsa i Vareya zakłada stałą prędkość przemieszczania się granicy pomiędzy warstwą jonów i neutralnej plazmy:

$$ds/dt = \text{const} \quad (3.17)$$

oraz uwzględnia obydwie składowe prądu połukowego: prąd przewodnictwa J_c (3.1) oraz prąd przemieszczenia J_d (3.2). Autorzy wprowadzili stałe „okno” obserwacji stanu, przesuujące się wraz z granicą warstwy s z prędkością ds/dt , przy czym parametry miejsca x i czasu t „widziane” w oknie, zostały przekształcone jako x' oraz t' . Przy takim założeniu prędkość dryfowa jonów zmierzających do nowej katody wynosi

$$v'_i = v_i + \frac{ds}{dt}, \quad (3.18)$$

a pochodna względem odległości x od katody

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial x}, \quad (3.19)$$

natomiast pochodna względem czasu

$$\frac{\partial}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial t} + \left(\frac{ds}{dt} \right) \frac{\partial}{\partial x}. \quad (3.20)$$

Po uwzględnieniu tych relacji Andrews i Varey otrzymali następującą postać równań (3.4a), (3.4b) i (3.4c):

$$\frac{\partial^2 U_{Px}}{\partial x'^2} = - \frac{n_i Z e}{\epsilon_0}, \quad (3.21a)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t'} + \frac{\partial(n_i v'_i)}{\partial x'} = 0, \quad (3.21b)$$

$$\frac{\partial v'_i}{\partial t'} + v'_i \frac{\partial v'_i}{\partial x'} = - \left(\frac{Ze}{m_i} \right) \frac{\partial U_{Px}}{\partial x'} - \frac{d^2 s}{dt^2}. \quad (3.21c)$$

Po uwzględnieniu założenia (3.17) ostatni składnik równania (3.21c) jest równy zeru. Wówczas postać równań (3.21) jest identyczna z wyjściowymi równaniami opisanymi wcześniej (3.4). Rozkład potencjału w warstwie jonowej według modelu Andrewsa i Vareya [8] ma postać

$$(s-x)^2 = \left(\frac{4\epsilon_0 U_{P0}}{9Zen_{i0}} \right) \cdot \left[\left(1 + \frac{U_{Px}}{U_{P0}} \right)^{3/2} + \frac{3U_{Px}}{U_{P0}} - 1 \right], \quad (3.22)$$

gdzie U_{P0} jest potencjałem odpowiadającym początkowej energii kinetycznej jonów na granicy pomiędzy ich warstwą przy nowej katodzie, a quasi-neutralną plazmą od strony nowej anody:

$$U_{P0} = \frac{m_i}{2Ze} \left(v_{i0} + \frac{ds}{dt} \right)^2. \quad (3.23)$$

Gęstość prądu połukowego jest, zgodnie z zależnością (3.3), sumą gęstości prądu przewodzenia i prądu przemieszczania:

$$|J_p| = |J_d| + |J_c| = n_{i(x=s)} Ze \left(v_{i(x=s)} + \frac{ds}{dt} \right). \quad (3.24)$$

Proces przyrostu i formowania się warstwy ładunku dodatniego trwa do chwili, gdy jej grubość s osiągnie długość całkowitego odstepu międzystykowego, ($s = d_s$, rys. 3.6). Chwila ta kończy proces przepływu prądu połukowego [8, 41, 42, 67, 68, 89,

259]. Modelowanie procesów przejściowych po zerze prądu dotyczy przede wszystkim fazy formowania się warstwy jonowego ładunku przestrzennego przy nowej katodzie, czyli czasu $t > t_B$ (rys. 3.5) [8, 89]. Jednak ze względu na bardzo krótki odstęp czasu pomiędzy t_A i t_B (rys. 3.5), często w praktyce nie rozróżnia się tych dwóch punktów zakładając, że formowanie się warstwy ładunku przestrzennego rozpoczyna się z chwilą przejścia prądu przez zero, czyli gdy $I_e = I_i$ [41, 259]. Z równania (3.24) można wyznaczyć [8, 259] uproszczoną zależność, określającą szybkość przesuwania się warstwy granicznej ładunku jonowego przy katodzie:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{J_p}{n_{i(x=s)}Ze} - v_{i(x=s)}. \quad (3.25)$$

W praktyce, po przerwaniu łuku w próżni zachodzi relacja $U_{Px}/U_{P0} \gg 0$, co oznacza, że przyrost energii jonów w warstwie ładunku dodatniego przy nowej katodzie znacznie przekracza energię kinetyczną jonów w warstwie granicznej. Uwzględniając ten warunek, zależność (3.22) można przekształcić do postaci analogicznej jaka wynika z modelu Childa (3.5a):

$$s^2 = \frac{4\epsilon_0}{9J_p} \sqrt{\frac{2Ze}{m_i} U_p^3}, \quad (3.26)$$

przy czym różnica między obydwoma zależnościami polega na innej wartości gęstości prądu połukowego J_p . W zależności (3.5a) była to praktycznie gęstość prądu przewodzenia J_c bez uwzględniania prędkości przemieszczania się warstwy ds/dt , natomiast w zależności (3.26) jest ona określona równaniem (3.24). Natężenie pola elektrycznego przy powierzchni nowej katody określa zależność [41]:

$$E = 2 \sqrt{\frac{Zen_i}{\epsilon_0} (\sqrt{U_p U_{P0} + U_{P0}^2} - U_{P0})}. \quad (3.27)$$

Zależności te są słuszne do czasu, gdy warstwa ładunku jonowego osiągnie grubość równą odstępowi międzystykowemu ($s = d_s$, rys. 3.6). Począwszy od tej chwili wyrażenie określające natężenie pola elektrycznego w przerwie międzystykowej ma wartość stałą i upraszcza się do postaci

$$E = \frac{U_p}{d_s}. \quad (3.28)$$

Przedstawiony model Andrewsa i Vareya [8] stanowi podstawę obliczeń procesów połukowych. Model ten służył do rozwiązywania wielu zagadnień szczegółowych, na przykład przez Glinkowskiego i Greenwooda [89] został on wykorzystany do modelowania procesów połukowych przy niewielkich odstępach międzystykowych oraz przy znacznych częstotliwościach napięcia powrotnego U_p (od ok.

100 kHz do 10 MHz). Innym przykładem zastosowania tego modelu są prace Greenwooda i współpracowników [41, 42, 229], w których opisano dynamikę przemieszczania się warstwy granicznej pomiędzy ładunkiem jonowym przy nowej katodzie a pozostałą neutralną plazmą w przestrzeni międzystykowej (rys. 3.6). Charakterystyczną wielkością tego modelu jest maksymalna wartość prądu połukowego (rys. 3.5), określana jako funkcja stromości schodzenia łuku do zera przy wymuszonym wyłączeniu go impulsem przeciwpądowym. Zależność ta jest w przybliżeniu liniowa i wprost proporcjonalna do stromości prądu. W pracy [229], przy zmianach tej stromości od 110 A/ μ s do 410 A/ μ s, otrzymano zmiany maksymalnej wartości prądu połukowego w zakresie od 10 A nawet do 250 A dla elektrod miedzianych i berylowych, przy prądach łuku nastawianych w zakresie od 200 A do 5 kA. Wykazano również, że prąd połukowy rośnie w pewnej mierze również wraz z wartością prądu łuku, choć zasadniczym czynnikiem jego zmian jest stromość jego zejścia do zera di/dt . Autorzy [41, 42, 229] dokonali szczegółowej weryfikacji opracowanego modelu na drodze eksperymentalnej, wyłączając prądy w zakresie od 1 kA do 5 kA przy napięciu rzędu kilku kV.

Modelowanie prądu połukowego po silnej aktywności plamki anodowej, a więc dla skoncentrowanej postaci łuku próżniowego było przedmiotem prac Dullniego, Schade'a i Gellerta [63], którzy przeprowadzili badania eksperymentalne dla prądów o amplitudach dochodzących do 11 kA. Modelu przedstawionego w tej publikacji nie omówiono ze względu na to, że zakres prezentowanej pracy dotyczy dyfuzyjnej postaci łuku próżniowego.

3.3.3. Opis i modelowanie rozkładu cząsteczek neutralnych

W rozdziale 2 przedstawiono podstawowe parametry neutralnych par metalu w wyładowaniu łukowym. Szybkość ich zaniku po przejściu prądu przez zero jest istotnym czynnikiem warunkującym wytrzymałość przerwy międzystykowej [63, 64, 86, 108, 118, 189, 199, 202–204, 208, 300]. Parametry neutralnych par metalu po przejściu prądu przez zero były m.in. przedmiotem prac Richa i Farralla [254], Jenkinsa i współpracowników [118], Linsa [202–204, 208], Kutznera, Seidla i Załuckiego [189] oraz Załuckiego [300] i innych autorów [63, 86]. Z tych prac wynika, że istnieją trzy zasadnicze źródła cząsteczek neutralnych:

- parowanie z powierzchni elektrod, głównie ze strefy plamek łukowych,
- parowanie makrocząstek wyrzuconych do przestrzeni międzystykowej,
- procesy powierzchniowe, głównie rozpylanie.

Ze względu na inercję procesów cieplnych, proces parowania zanika stosunkowo wolno i czas jego trwania może przekraczać 1 ms [118] po zgaśnięciu plamek katodowych. Jeden z pierwszych modeli zaniku koncentracji neutralnych par metalu $n_m(t)$ po przejściu prądu przez zero opracowali Rich i Farrall [254], przy założeniu, że cała

erodowana masa z katody tworzy koncentrację atomów neutralnych. Zanik ten opisali następującą zależnością:

$$n_n(t) = n_{n0} \left[1 - \exp\left(-\frac{R_{st} b^2}{t^2}\right) \right] \operatorname{erf} \frac{d\sqrt{b}}{2t}, \quad (3.29)$$

gdzie: $b = m/2kT$, natomiast erf jest funkcją błędu. Bardziej dokładny model matematyczny, opisujący rozkład koncentracji cząsteczek neutralnych wytwarzanych w procesie parowania makrocząstek zarówno dla ustalonego wyładowania łukowego (punkt 2.3.5), jak i dla stanu po przejściu prądu przez zero, opracował Załucki [300]. W części dotyczącej stanu połukowego model ten określa koncentrację cząsteczek neutralnych jako funkcję trzech parametrów:

- odległości od centrum emisji (plamki katodowej),
- kąta, w stosunku do powierzchni katody, pod jakim emitowane są cząsteczki,
- czasu upływającego od chwili przejścia prądu przez zero.

Zależności te pozwalają na określenie względnej zmiany koncentracji przy uwzględnieniu początkowej temperatury, średnicy i średniej prędkości makrocząstek oraz rozkładu źródeł ich emisji (plamek katodowych) na powierzchni katody. Załucki [300] przeprowadził ponadto wnikliwą weryfikację zgodności wyników obliczeń, uzyskanych przy wykorzystaniu zaprezentowanego modelu, ze znanymi z literatury rezultatami badań eksperymentalnych, potwierdzając pełną przydatność praktyczną modelu.

Korzystając z założeń modelu Załuckiego, Lins [202] przeprowadził własne obliczenia zaniku koncentracji neutralnych par metalu, przyjmując również odparowanie mikrokropli metalu jako ich źródło. Lins obliczył koncentrację par neutralnych dla styków miedzianych podczas wyłączenia sinusoidy prądu o wartości skutecznej 500 A, przy założeniu określonych parametrów mikrokropli (średnica 10 μm , temperatura katody 2000 K, szybkość erozji 3 $\mu\text{g}/\text{C}$, prędkość 300 m/s). Obliczona koncentracja zmieniała się od $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ na 300 μs przed zerem prądu do $5 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ dla czasu 400 μs po zerze prądu. Uzyskane rezultaty Lins poddał weryfikacji zarówno z wynikami otrzymanymi przez Richa i Farralla [254], jak i uzyskanymi przez innych autorów [52, 282], wykazując dużą dokładność i przydatność modelu Załuckiego [300]. Innym wnioskiem wynikającym z pracy Linsa [202] jest stwierdzenie, że odbudowa wytrzymałości dielektrycznej przerwy międzystykowej po zerze prądu przebiega znacznie szybciej niż zanik koncentracji neutralnych par metalu. Wyniki te są w dużej zgodności również z rezultatami uzyskanymi przez Linsa w innych pracach [207, 208].

Cząsteczki neutralne nie były przedmiotem analizy eksperymentalnej w badaniach opisanych w prezentowanej pracy i dlatego ich modelowanie nie jest tu omawiane w sposób bardziej szczegółowy.

3.4. Wytrzymałość połukowa przerwy międzystykowej

3.4.1. Informacje wstępne

Wytrzymałość przerwy międzystykowej po zgaszeniu łuku jest funkcją całego szeregu czynników, które Schade i Dullni [65, 212, 262] nazywają „pamięcią okresu łukowego” (*memory of arcing period*). Przez to pojęcie rozumie się stan plazmy oraz stan termiczny styków w chwili zera prądu łuku, będące następstwem palenia się łuku i charakteryzujące się określoną inercją, związaną z zanikiem plazmy i procesów energetycznych. Najważniejsze z tych czynników to:

- opisany w punkcie 3.3 zanik prądu połukowego, który jest związany z obecnością cząsteczek naładowanych, czyli elektronów i jonów; zjawiska te determinują kształtowanie się tzw. *wczesnej fazy wytrzymałości przerwy międzystykowej* [205, 206], która zawiera się zwykle w przedziale od kilkunastu do kilkudziesięciu mikrosekund po zerze prądu,

- zanik cząsteczek neutralnych oraz mikrokropli metalu, który determinuje tzw. *późną fazę wytrzymałości przerwy międzystykowej*, trwającą od kilkudziesięciu mikrosekund nawet do kilku milisekund [63, 65, 86, 202, 204, 262]; procesy te są ściśle związane ze zjawiskami termicznymi, zachodzącymi na powierzchni styków podczas wyłączania prądu,

- właściwości materiału stykowego.

Wymienione czynniki warunkują powstanie i rozwój mechanizmów prowadzących do przebicia przerwy międzystykowej. Omówiono je krótko w dalszej części tego rozdziału.

3.4.2. Wczesna faza wytrzymałości połukowej

Wczesna faza wytrzymałości przerwy międzystykowej dotyczy przebić spowodowanych obecnością ładunku przestrzennego po zerze prądu, czyli obecnością zjonizowanych cząsteczek plazmy tworzących prąd połukowy (punkt 3.3.2). Dotychczas nie istnieje dostatecznie ścisła definicja granicy, poniżej której można uznać, że proces zanikania prądu zakończył się. W pomiarze czasu zaniku prądu połukowego chodzi o czas, po którym nastąpi zmniejszenie się tego prądu do wartości na tyle małych, że nie ma on już istotnego wpływu na pogorszenie się wytrzymałości przerwy międzystykowej w badanych warunkach (rys. 3.5), [259]. Wielkość ładunku przestrzennego charakteryzuje się zwykle ładunkiem resztkowym, wyrażonym w μC bądź jako koncentracja cząsteczek naładowanych. W tym przypadku jako wartości, które nie mają już praktycznego wpływu na wytrzymałość przerwy międzystykowej przyjmuje się zwykle ładunek resztkowy $0,1 \mu\text{C}$ bądź koncentrację ładunku

$$n \leq 10^{14} \text{ m}^{-3}. \quad (3.30)$$

W dalszej części pracy koncentrację ładunku na poziomie 10^{14} m^{-3} traktuje się jako praktycznie całkowity zanik ładunku. Trudno określić koncentrację ładunku na podstawie pomiaru ładunku resztkowego i odwrotnie, gdyż wymaga to znajomości następujących parametrów plazmy [65]:

- rozkładu przestrzennego,
- wartości prądu emisji wtórnej, będącego skutkiem zderzeń jonów z katodą,
- stopnia rekombinacji jonów,
- liczby ładunkowej jonów.

Ładunek resztkowy zależy ponadto od geometrii elektrod i osłon oraz ich wymiarów. Wymienione czynniki stwarzają pewne trudności w bezpośrednim porównaniu wyników prac prowadzonych w odmiennych warunkach oraz w pewnym stopniu uzasadniają różnice w czasach zaniku prądu połukowego i ładunku przestrzennego, uzyskane przez różnych autorów.

Prąd połukowy jest sumą prądu elektronowego i prądu jonowego, przy czym zakłada się, że prądy te równoważą się w chwili przejścia prądu łuku przez zero (rys. 3.5). O przebiegu prądu połukowego decyduje rozwój warstwy ładunku dodatniego przy nowej katodzie, opisany w punkcie 3.3.2. Zanik prądu elektronowego przebiega znacznie szybciej niż prądu jonowego, (rys. 3.5), dlatego często w praktyce prąd połukowy traktuje się jako równy prądowi jonowemu. Prąd elektronowy pomija się w tych analizach. Prąd jonowy zanika w przybliżeniu eksponencjalnie po zerze prądu łuku, z określoną stałą czasową τ . Szczegółowe badania tych zależności opisano w pracy [259], gdzie przeprowadzono pomiary prądu jonowego z użyciem analizatora pola opóźniającego (przyrząd opisany w punkcie 4.3) podczas wyłączenia sinusoidalnego prądu łuku o wartościach skutecznych od 2,5 do 8,75 kA, w układzie styków Cu/Cr 75/25. Stwierdzono, że całkowity czas zaniku prądu jonowego zależy w przybliżeniu liniowo od wartości prądu łuku (rys. 3.7), przy czym przez czas zaniku rozumie się tu zmniejszenie koncentracji prądu jonowego do wartości określonych zależnością (3.30). Przebieg zaniku koncentracji prądu jonowego n_i jest zgodny z zależnością

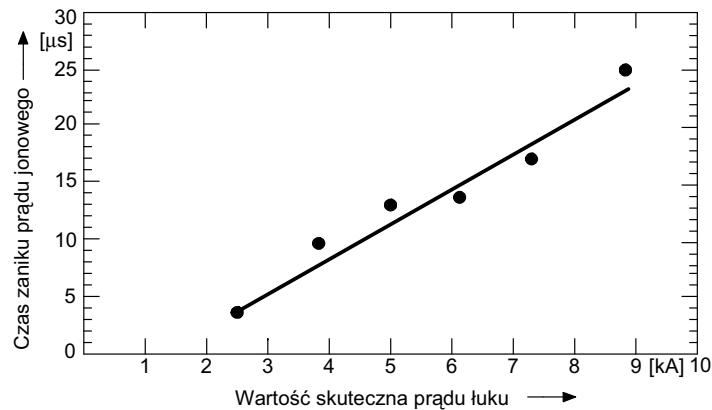
$$n_i(t) = n_{i(t=0)} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (3.31)$$

gdzie $t = 0$ oznacza chwilę przejścia prądu przez zero.

Wartość stałej czasowej τ zmienia się również w przybliżeniu liniowo wraz ze zmianą prądu łuku. W zakresie od 2,5 kA do 8,75 kA τ zmieniała się od 1,8 μs do 6,5 μs [259]. Przebieg zmian stałej czasowej od wartości prądu aproksymowano następującą zależnością [259]:

$$\tau = 0,58 \frac{\mu s}{kA} \cdot I + 0,84 \mu s, \quad (3.32)$$

gdzie prąd łuku I jest wyrażony w kA.



Rys. 3.7. Zależność czasu zaniku prądu jonowego po wyłączeniu prądu łuku o przebiegu sinusoidalnym w funkcji wartości skutecznej prądu łuku, wg [259]

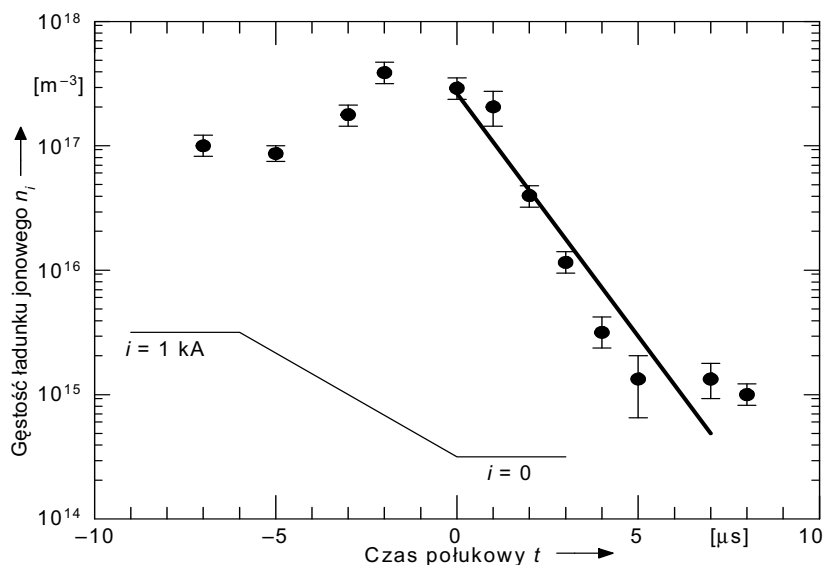
Fig. 3.7. Decay time of ion current after switching-off of sine arc current as function of the RMS arc current value, from [259]

Podobny rezultat uzyskał Lins [205, 206], który badał koncentrację jonów podczas wyłączenia prądu o wartości od 200 A do 1 kA impulsem przeciwprądu o stromości 166 A/μs dla styków chromowych (rys. 3.8) i wolframowych. Jako metodę pomiaru Lins zastosował fluorescencję indukowaną laserowo, omówioną krótko w punkcie 4.1. Uzyskane rezultaty [205, 206] pozwoliły na sformułowanie zależności identycznej jak (3.31). Ponadto Lins stwierdził, że stała czasowa τ (3.32) zmienia się w zależności od:

- rodzaju materiału stykowego,
- miejsca w przestrzeni międzystykowej,
- odstępów styków,
- wartości wyłączanego prądu.

W pracy [206] wykazano ponadto zależność stałej czasowej τ (3.32) od rodzaju materiału styków, przy czym jest ona proporcjonalna do pierwiastka z masy molowej M danego metalu. Stosunek stałych czasowych zaniku prądu jonowego dla metalu A i metalu B można zapisać zależnością

$$\frac{\tau_A}{\tau_B} \approx \sqrt{\frac{M_A}{M_B}}. \quad (3.33)$$



Rys. 3.8. Przebieg zmian koncentracji ładunku jonowego po wymuszonym wyłączeniu prądu o wartości 1 kA (szkic w rogu rysunku), dla styków chromowych, mierzonej w centrum (w połowie) odstępów międzystykowego $d = 10$ mm, wg [206]

Fig. 3.8. Changes of chromium ion density after the forced 1 kA – current commutation (sketch-diagram in the corner), in the center of the contact gap $d = 10$ mm, from [206]

Przykładowo dla wolframu i chromu relacja ta ma postać [206]:

$$\frac{\tau_W}{\tau_{Cr}} \approx \sqrt{\frac{M_W}{M_{Cr}}} = \sqrt{\frac{184}{52}} = 1,9. \quad (3.34)$$

Oznacza to, że w przypadku miedzi, której masa molowa wynosi 63,5, nie należy się spodziewać większych różnic wartości stałej czasowej τ w porównaniu z wynikami otrzymanymi dla chromu. Czas zaniku jonów od koncentracji kilku $\times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ do wartości ok. 10^{14} m^{-3} (3.30), czyli o trzy rzędy wielkości, zawiera się w zakresie od kilku do ok. 20 μs [205, 206]. Dullni i Schade [64] określili natomiast czas zaniku cząsteczek naładowanych w plazmie połukowej jako nieprzekraczający 100 μs dla prądu sinusoidalnego o wartości skutecznej ok. 14 kA przy płaskich stykach Cu/Cr.

Koncentracja tego ładunku zależy ponadto od wartości skutecznej wyłączanego prądu, determinując wartości prądu połukowego, jego amplitudę i przebieg, co było przedmiotem wielu prac [34–36, 63, 65, 67, 68, 87, 134, 259, 262]. Przykładowo dla sinusoidalnego prądu łuku w momencie jego przejścia przez zero koncentracja ładunku jonowego zmienia się od ok. 10^{17} m^{-3} dla prądu o wartości skutecznej 1,5 kA do ok. $1,3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ dla prądu 15 kA [67]. Wartość skuteczna prądu w znacznym stop-

niu wpływa na czas zaniku ładunku przestrzennego (3.32). Na przykład dla prądu 1,5 kA czas zmniejszenia się koncentracji od ok. 10^{17} m^{-3} do wartości poniżej 10^{16} m^{-3} jest rzędu 10 μs , natomiast dla prądu 15 kA czas ten przy zmianie koncentracji od ok. $1,3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ do ok. 10^{17} m^{-3} jest rzędu 100 μs , a przy zaniku poniżej 10^{16} m^{-3} przekracza 200 μs . Bardzo zbliżone rezultaty otrzymali Dullni, Schade i Gellert [63, 65, 262], określając eksperymentalnie zanik ładunku resztkowego w przestrzeni międzystykowej w zakresie od ok. 100 μC do 0,1 μC . W pracach [63, 67, 87, 205, 206, 259, 262] wykazano ponadto, że wraz ze zmniejszaniem się wartości wyłączanego prądu maleje prąd połukowy, lecz rośnie prąd ucięcia.

Interesującej obserwacji w przebiegu zmian parametrów prądu jonowego po wymuszonym przejściu prądu przez zero dokonał Miller [227] w jednej z pierwszych prac, dotyczących badania plazmy połukowej po wymuszonym wyłączeniu prądu. Zauważył, że parametry jonów podczas wymuszonego wyłączenia prądu zmieniają się nieco inaczej, niż w przypadku wyłączania prądu sinusoidalnego. Miller badał wymuszone wyłączenie prądu stałego o wartościach 50 i 100 A w układzie styków miedzianych, mierząc za pomocą spektrometru masowego zanik jonów o liczbach ładunkowych 1, 2 i 3. Zaobserwował, że w chwili wymuszonego wyłączania prądu emitowana jest w sposób impulsowy „paczka” niskoenergetycznych jonów. Energia tych jonów jest niższa od 50 eV, a czas trwania impulsu wynosi ok. 20 μs . Wspomniana emisja „paczki” jonów następuje dokładnie w chwili wymuszonego zera prądu łuku. Przyczyną tego zjawiska jest według Millera [227] gwałtowna zmiana napięcia w obrębie plamki katodowej od wartości odpowiadającej „podskokowi” potencjału przy katodzie do zera [50, 239]. Po zgaszeniu łuku emisja jonów z katody trwa nadal przez ok. 20 μs , podtrzymana skokową zmianą napięcia. Z chwilą zaniku tego impulsu zanikają również procesy emisji ładunku z plamek katodowych. Podobne impulsy w spektrum jonów i atomów neutralnych, emitowanych z plamki katodowej z elektrody aluminiowej, zaobserwował Bacon [10] podczas ucięcia prądu o wartości 150 A w czasie 2 μs . Ich czas trwania nie przekraczał jednak 10 μs . Przyczyną tego zjawiska jest według Bacona [10] spadek temperatury elektronów, która przyjmując wartości równe temperaturom poszczególnych linii spektralnych jonów o określonych liczbach ładunkowych, powoduje wyzwolenie paczki jonów o danej liczbie ładunkowej. Opisane zjawisko potwierdziły również prace Linsa [205, 206], gdzie w chwili „wymuszonego zera” prądu i tuż przed nim obserwowano wyraźne zwiększenie się koncentracji ładunku jonowego (rys. 3.8). Zjawisko to, występujące podczas wyłączania łuku próżniowego wymuszonego impulsem przeciwprądu, jest interesujące w kontekście tematu prezentowanej pracy.

Opisane zjawiska warunkują tzw. wczesną wytrzymałość przerwy połukowej na przebicie. Wytrzymałość ta jest oczywiście w znacznej mierze zależna również od kształtu krzywej napięcia powrotnego, a zwłaszcza od jego stromości i amplitudy, co schematycznie ilustruje rysunek 3.5. W efekcie wytworzony rozkład pola elektrycznego w funkcji czasu stanowi parametr zewnętrzny, decydujący o przebicciu przerwy

międzystykowej. Narost napięcia powrotnego w czasach porównywalnych z podanymi tu czasami zaniku ładunku przestrzennego i prądu połukowego może być powodem przebić we wczesnej fazie wytrzymałości przerwy międzystykowej.

3.4.3. Późna faza wytrzymałości połukowej

Wpływ na wytrzymałość połukową w późniejszym okresie po zerze prądu, kiedy w przestrzeni międzystykowej znajduje się co najwyżej mała koncentracja ładunku przestrzennego, może wywierać koncentracja cząsteczek neutralnych. Koncentracja ta zależy od:

- zjawisk termicznych, występujących na powierzchni styków po przzerwaniu łuku,
- zaniku cząsteczek neutralnych i makrocząsteczek metalu po zerze prądu.

Zjawiska termiczne występujące na powierzchni styków. W analizie zjawisk cieplnych na stykach łącznika próżniowego należy uwzględnić następujące aspekty:

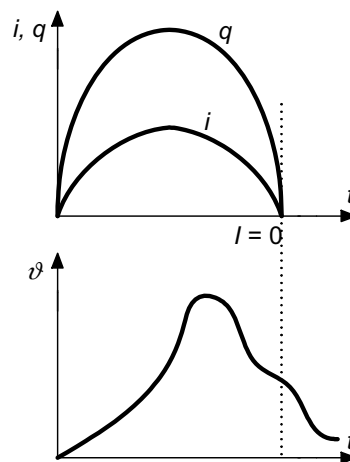
- rozkład temperatury na powierzchni styków jest zwykle niejednorodny i zależy od miejsc palenia się łuku w przestrzeni międzystykowej; najwyższa temperatura przekraczająca temperaturę topnienia materiału stykowego występuje w strefie plamek katodowych lub w łuku przewężonym, w strefie plamki anodowej; temperatura pozostałej części powierzchni styków jest znacznie niższa i zależy od czasu łukowego oraz wartości prądu łuku;

- ze względu na złe przewodnictwo cieplne próżni jedyną drogą odprowadzenia ciepła z łuku elektrycznego są styki i tory prądowe, wychodzące na zewnątrz komory;

- energia próżniowego łuku łączeniowego jest zwykle znacznie niższa od energii wydzielanych podczas wyłączania podobnych prądów w łącznikach innych konstrukcji, ze względu na krótki czas łukowy i znacznie niższe napięcie łuku.

Pierwsza z wymienionych właściwości sprawia, że istnieje znaczne, lokalne zróżnicowanie temperatury na powierzchni styków. Rozróżnia się więc lokalną i średnią temperaturę materiału styków. W wyniku lokalnych przegrzań, występujących zwykle w miejscu istnienia plamek katodowych bądź plamki anodowej, pojawiają się na powierzchni styków zagłębienia (kratery) płynnego materiału (*liquid metal pool*) [66, 86, 262], stanowiące źródło par metalu oraz mikrokropli. Rozkład tych lokalnych miejsc, ich liczba i wielkość zależą od właściwości materiału stykowego oraz od wartości prądu i czasu palenia się łuku. Zjawiska te mają umiarkowane znaczenie w łuku dyfuzyjnym, natomiast są bardzo istotne w łuku skoncentrowanym, gdzie przykładowo, przy gęstościach prądu rzędu 100 A/mm^2 i przy napięciu łuku dochodzącym do 100 V, gęstość mocy może lokalnie przekraczać wartość 10^9 W/m^2 . W tych warunkach temperatura materiału stykowego osiąga punkt wrzenia po ok. 2 ms od chwili rozpoczęcia nagrzewania dla styków Cu oraz Cu/Cr [65]. Po utworzeniu się

lokalnego miejsca stopienia (krateru) większość ciepła dostarczanego z łuku jest zużywana na odparowanie materiału stykowego, a jedynie nieznaczna jego część powoduje rozprzestrzenianie się temperatury poza krater [65]. Przebieg temperatury w kraterze jest proporcjonalny do ilości ciepła wytwarzanego przez palący się łuk, lecz jest opóźniony zarówno w stosunku do przebiegu prądu łuku, jak i do przebiegu ciepła przeniemanego [262] (rys. 3.9), wskutek czego w chwili przejścia prądu przez zero temperatura styków może mieć jeszcze znaczne wartości.



Rys. 3.9. Ilustracja typowego przebiegu temperatury ϑ lokalnego miejsca przegrzania na powierzchni styków wraz z przebiegami gęstości lokalnego strumienia cieplnego q i prądu łuku i , wg [262]

Fig. 3.9. Illustration of a typical temperature flow ϑ of a local heating point on the contact surface together with flows of the local heat flux density q and arc current i , from [262]

Temperatura styków po przejściu prądu przez zero warunkuje intensywność procesów parowania materiału stykowego i determinuje intensywność zaniku par metalu w przerwie międzystykowej. Temperatura ta ma ponadto bezpośredni wpływ na prąd emisji termopolowej i termoelektronowej [64, 66, 262], które mogą być jedną z przyczyn przebicia przerwy międzystykowej. Zanik tych prądów w fazie połukowej odbywa się według krzywej eksponencjalnej i trwa do kilku ms po zerze prądu, tak długo, aż nie nastąpi znaczący spadek temperatury materiału stykowego (rys. 3.9).

Prąd emisji termoelektronowej, który jest proporcjonalny do temperatury materiału, może być wykorzystywany do pomiaru temperatury styków [194]. Pomiar taki jest jednak możliwy tylko dla stanów połukowych, gdyż bardzo duża dysproporcja pomiędzy prądem łuku (rzędu setek amperów bądź kiloamperów) a prądem emisji termoelektronowej (rzędu pojedynczych miliamperów) uniemożliwia praktycznie

zastosowanie tej metody podczas palenia się łuku. Ponadto ten sposób pomiaru pozwala jedynie na określenie temperatury uśrednionej dla całej powierzchni styku i daje możliwości pomiaru temperatur lokalnych, np. w plamce katodowej. Pomiar prądu emisji termoelektronowej wykorzystali m.in. Dullni, Gellert i Schade w pracy [66] do określenia szybkości spadku temperatury powierzchni anody po zgaszeniu łuku przewężonego, czyli po zaniku plamki anodowej. W badaniach tych stwierdzono ponadto, że spadek temperatury powierzchni elektrod jest szybszy dla prądu o przebiegu sinusoidalnym niż dla prądu wyłączanego w sposób wymuszony. Oznacza to, że temperatura miejsc emisji w chwili przejścia prądu łuku przez zero jest zależna od stromości zaniku tego prądu.

Zanikanie cząsteczek neutralnych i mikrokropki metalu po zerze prądu. Źródłem par i makrocząstek w łuku próżniowym są przede wszystkim plamki katodowe oraz plamka anodowa, jeśli w trakcie palenia się łuku dojdzie do jej powstania. Wyrzut makrocząstek ze styków praktycznie zanika z chwilą zgaszenia łuku. Pewna liczba makrocząstek może być jednak odrywana w okresie połukowym w następstwie wstrząsów mechanicznych styków, występujących przykładowo po wykonanej operacji łączeniowej.

Mikrokropki tym różnią się od cząsteczek neutralnych, że mają strukturę płynnego metalu, natomiast cząsteczki są atomami metalu. Zarówno makrocząstki, jak i cząsteczki neutralne są elektrycznie obojętne. Wrzące mikrokropki w trakcie przelotu w przestrzeni międzystykowej ulegają ochłodzeniu wskutek wypromieniowywania energii i parowania [118, 194], przy czym intensywność procesu parowania zależy od ich temperatury. Parowanie mikrokropki jest więc istotnym źródłem nowych cząsteczek neutralnych [52, 86, 118, 207, 282, 300], stąd istnienie obydwu tych rodzajów cząsteczek to procesy w dużym stopniu ze sobą powiązane i ściśle uzależnione od temperatury styków oraz stanu ich powierzchni po przejściu prądu łuku przez zero. Ta ścisła zależność omawianych zjawisk od temperatury styków sprawia, że trwają one znacznie dłużej niż procesy zachodzące we wczesnej fazie odbudowy przerwy międzystykowej. W odróżnieniu od badania i modelowania parametrów neutralnych par metalu w stabilnym wyładowaniu łukowym [22, 28, 52, 58, 86, 207, 230, 252, 265, 282, 300, 304, 307], omówionych krótko w punkcie 2.3.5, badanie parametrów neutralnych par metalu i mikrokropki w stanie połukowym dotyczy obserwacji szybkości zaniku omawianych procesów po przejściu prądu przez zero. Problematyka ta była przedmiotem licznych prac znanych z literatury [63, 65, 86, 118, 202–205, 208, 254, 262, 300].

Emisja mikrokropki jest ściśle związana z właściwościami materiału stykowego. Na uwagę zasługują tu prace Dullniego, Gellerta i Schade [65, 86, 262]. Autorzy prowadzili obserwacje styków miedzianych podczas wyłączania prądów 2 kA (łuk dyfuzyjny) oraz 4,8 kA (łuk przewężony z aktywną anodą), stosując technikę cienia laserowego [86]. Średnica mikrokropki emitowanych z katody zmieniała się od kilku μm do ok. 450 μm , przy czym ich liczebność, nawet w przypadku łuku

przewężonego, była znacznie większa niż mikrokropki pochodzących z anody. Prędkość mikrokropki katodowych zawiera się w zakresie od ułamka m/s do ok. 10 m/s, przy czym cząstki o średnicy poniżej 100 μm cechuje bardzo duży rozrzut prędkości. Prędkość ta i jej rozrzut maleją wraz ze wzrostem średnicy cząstek. Mikrokropki emitowane z anody charakteryzują się znacznie większą średnicą (0,5–1,5 mm), a ich prędkość jest rzędu ułamka m/s. Wraz ze wzrostem średnicy mikrokropki anodowych kierunek ich emisji jest coraz bardziej zbliżony do kierunku osiowego, czyli prostopadłego do powierzchni styków. Ze względu na znacznie wolniejszy proces stygnięcia i krzepnięcia miejsc po plamce anodowej niż ma to miejsce na katodzie, proces emisji mikrokropki z anody może trwać nawet do 8 ms po zerze prądu [86]. Miejsca stopienia materiału na katodzie są ponadto znacznie mniejsze, a czas ich krzepnięcia jest krótszy. Czas stygnięcia mikrokropki od swej początkowej temperatury do temperatury krzepnięcia zależy zasadniczo od ich średnicy. Określony eksperymentalnie w pracy [86] czas stygnięcia mikrokropki miedzi o średnicy 10 μm i od początkowej temperatury 2500 K do temperatury krzepnięcia wynosi ok. 1,5 ms. Większe z nich, przede wszystkim te, które są emitowane z anody, charakteryzują się znacznie dłuższymi czasami stygnięcia, dochodzącymi do kilku bądź kilkunastu milisekund [262]. Koncentracja mikrokropki w przestrzeni międzystykowej dla łuku dyfuzyjnego utrzymuje się na poziomie 10^{18} m^{-3} w ciągu ok. 100 μs po zgaszeniu łuku, po czym spada ona w przybliżeniu eksponencjalnie i dla 10 ms po zgaszeniu łuku mieści się w zakresie 10^{15} – 10^{16} m^{-3} [262]. Koncentracja ta dla łuku przewężonego jest o około jeden rząd wyższa. Proces emisji makrocząstek ze spieku Cu/Cr 75/25 jest znacznie mniej intensywny niż w przypadku styków miedzianych [262] ze względu na wyższą temperaturę topnienia chromu, co stanowi istotną zaletę tego spieku.

W ocenie wpływu cząsteczek neutralnych i mikrokropki na proces odbudowy wytrzymałości połukowej istnieje w literaturze wiele, niejednokrotnie odmiennych opinii. W próbie ich podsumowania należy zwrócić uwagę na parametry wyłączanego prądu łuku, przy jakim przeprowadzone były badania. Dla prądów o znacznych wartościach, gdy łuk przybierał postać przewężoną i pojawiała się plamka anodowa, obserwowano istotny wpływ cząsteczek neutralnych i mikrokropki na wytrzymałość połukową, natomiast dla prądów w zakresie łuku dyfuzyjnego zjawisko to nie ma istotnego znaczenia dla tej wytrzymałości. Poniżej zamieszczono krótkie uzasadnienie takiej opinii.

Wyniki badań prowadzonych podczas przerywania znacznych prądów łuku [63–65, 86, 202, 204, 254, 262] potwierdzają wręcz decydujące znaczenie cząsteczek neutralnych i mikrokropki na odzyskiwanie wytrzymałości połukowej, podkreślając, że jest to najdłużej trwające zjawisko w „pamięci okresu łukowego”. Jedną z pierwszych prac poświęconych późnej fazie wytrzymałości przerwy międzystykowej i wytrzymałości dielektrycznej przerwy połukowej od koncentracji neutralnych par metalu opracowali Rich i Farrall [254]. Stwierdzili oni, że wytrzymałość tę

można uznać za wystarczającą, jeśli średnia droga swobodna cząsteczek neutralnych jest co najmniej dwukrotnie dłuższa od odległości międzystykowej. Dullni, Schade i Gellert potwierdzili ponadto [63–65, 262], że zdolność odzyskiwania wytrzymałości przerwy międzystykowej jest w znacznej mierze uzależniona od koncentracji neutralnych par metalu. Zmierzony eksperymentalnie czas obecności neutralnych par metalu wynosił ok. 2 ms [64]. Autorzy [64] zaproponowali ponadto stochastyczny model opisu zjawisk połukowych, oparty na założeniu niejednorodności rozkładu plazmy, a zwłaszcza cząsteczek neutralnych i mikrokropli metalu w przestrzeni międzystykowej. Przyczyną tej niejednorodności jest wspomniana już nierównomierność rozkładu temperatury na powierzchni styków. Intensywna emisja cząsteczek zachodzi bowiem z rozgrzanych punktów na powierzchni styków tuż po zerze prądu, które pozostały po plamkach katodowych lub po plamce anodowej w przypadku łuku przewężonego. Dlatego stochastyczny opis zachodzących zjawisk daje pełniejszy i bardziej wiarygodny ich obraz [64]. Na podstawie tego modelu Dullni, Gellert i Schade określili rozkład prawdopodobieństwa przebicia przerwy połukowej.

W badaniach przeprowadzonych dla umiarkowanych prądów łuku, w zakresie łuku dyfuzyjnego, Jenkins i in. [118] oraz Lins [202, 208] wykazali, że koncentracja cząsteczek neutralnych i mikrokropli nie ma istotnego wpływu na przebieg odbudowy wytrzymałości przerwy międzystykowej, argumentując to głównie bardzo niewielkim prawdopodobieństwem zderzeń cząsteczek w tych warunkach.

Schade i Dullni [262] podkreślają duży wpływ stromości zejścia prądu do zera na szybkość spadku temperatury styków i przebiegu odbudowy wytrzymałości połukowej. Proces stygnięcia styków ma bowiem w przybliżeniu stałą szybkość, natomiast zanik prądu do zera ma szybkość zależną od wymuszenia w obwodzie zewnętrznym. Ma to szczególne znaczenie np. podczas wyłączania prądów szybkozmiennych bądź wymuszonego wyłączenia prądu w próżni. Według Schade'a i Dullniego [262] ważnym parametrem jest koncentracja neutralnych par metalu w chwili przejścia prądu przez zero. Przy pewnych koncentracjach tych par już nawet niewielkie napięcie powrotne wystarczy do powstania plamek katodowych na „nowej katodzie”, przy czym jako graniczną wartość tej koncentracji podaje się wartość 10^{23} m^{-3} [262]. Wraz ze zmniejszaniem się koncentracji coraz wyższe napięcie powrotne i coraz większe stromości zejścia prądu do zera są konieczne do zainicjowania wyładowania. Koncentracja cząsteczek neutralnych w zakresie 10^{22} – 10^{23} m^{-3} występuje przykładowo dla styków Cu/Cr przy wartościach skutecznych prądu łuku przekraczających 10 kA, a więc przy przewężonej formie łuku [66, 262]. W łuku dyfuzyjnym, przy prądach rzędu kilkuset amperów [202, 208], koncentracja neutralnych par metalu jest rzędu 10^{17} m^{-3} . Potwierdza to opinię, że mechanizm przebicia termicznego odgrywa zasadniczą rolę przy dużych wartościach prądu łuku, zwłaszcza przy łuku przewężonym. Prawdopodobieństwo jego wystąpienia po zgaszeniu łuku dyfuzyjnego jest niewielkie.

3.4.4. Wpływ właściwości materiału stykowego na wytrzymałość połukową

Wytrzymałość połukowa przerwy międzystykowej w zależności od właściwości materiału elektrod była przedmiotem wielu badań, znanych z literatury [63, 64, 77, 108, 194, 208, 253, 262, 305]. Na wytrzymałość połukową mają wpływ przede wszystkim czynniki, które sprzyjają powstaniu miejsc emisji na nowej katodzie (byłej anodzie), właściwości emisyjne materiału stykowego warunkujące koncentrację plazmy w przestrzeni międzystykowej oraz stan powierzchni styków. Opisany w punkcie 3.3.2 proces powstania warstwy jonów przy nowej katodzie, a co za tym idzie również silnego pola elektrycznego przy tej elektrodzie [77, 194], w połączeniu z właściwościami fizycznymi materiału decydującymi o stanie powierzchni styków, mają zasadniczy wpływ na przebieg omawianych zjawisk. Istniejące na powierzchni styków miejsca (kratery) stopionego materiału oraz ich głębokość determinują ilość par metalu oraz mikrokropki emitowanych do przestrzeni międzystykowej po zerze prądu. Zagadnienia te były przedmiotem teoretyczno-eksperymentalnej analizy, przeprowadzonej przez Schade'a i Dullniego [65, 262]. Głębokość kraterów stopionego materiału jest proporcjonalna do temperatury tych miejsc na stykach oraz odwrotnie proporcjonalna do przewodności materiału stykowego i jego temperatury topnienia. Przykładowo dla łuku o prądzie 2 kA, lecz zachowującym jeszcze postać wyładowania dyfuzyjnego, [262] dla takiej samej gęstości strumienia cieplnego przypadającej na lokalne miejsce nagrzania i nagrzewającej materiał stykowy do takiej samej temperatury 2800 K podczas przepływu półfali prądu łuku o czasie trwania 10 ms, największa głębokość krateru przypada na szóstą milisekundę i wynosi ok. 0,3 mm dla Cu/Cr oraz ok. 0,5 mm dla Cu [65]. Głębokość ta zmniejsza się wraz ze zmniejszaniem się chwilowej wartości prądu, lecz w momencie przejścia prądu łuku przez zero wynosi jeszcze ok. 0,12 mm dla Cu/Cr i 0,33 mm dla Cu. Mniejsza głębokość kraterów dla styków Cu/Cr jest spowodowana wyższą temperaturą topnienia chromu. Po przejściu prądu łuku przez zero istnieją więc wciąż aktywne miejsca parowania materiału stykowego.

Innym czynnikiem materiałowym, mającym istotny wpływ na wytrzymałość połukową jest struktura i kształt powierzchni styków po zgaszeniu łuku. Chodzi tu o spiętrzenia i nierówności, prowadzące do deformacji pola elektrycznego w przerwie międzystykowej, zwłaszcza w początkowej fazie tworzenia się warstwy ładunku dodatniego przy nowej katodzie. Analizę tego problemu przeprowadzono m.in. w pracy [86] przy użyciu techniki cienia laserowego (*laser-shadow technique*), opisaną krótko w punkcie 4.1. W pracach [65, 86] stwierdzono, że w przypadku wyłączenia prądów o znacznych wartościach, rzędu 10 kA, zasadniczy kształt nierówności jest wprawdzie zdeterminowany w ostatniej fazie (ok. 700 μ s) przed zerem prądu, lecz ostateczne miejscowe korekty struktury powierzchni styku (formowanie się lokalnych spiętrzeń i zagłębień) mogą trwać nawet do 500 μ s po zgaśnięciu łuku. W przypadku wartości prądu, przy których łuk przyjmuje postać przewężoną, procesy

te zachodzą zarówno na katodzie, jak i na anodzie. Kształt i struktura nierówności zależą również od rodzaju materiału stykowego. Istotne różnice w strukturze powierzchni istnieją przykładowo pomiędzy stykami wykonanymi z miedzi oraz ze spieku Cu/Cr [65, 86]. Miedź wykazuje tendencję do tworzenia wyraźnych, ostro zakończonych spiętrzeń materiału, co wpływa niekorzystnie na rozkład pola elektrycznego, podczas gdy nierówności powstałe na powierzchni Cu/Cr mają kształt przypominający zaokrąglone i łagodne nierówności. Szczegółowe badania tych zagadnień dla różnych składów procentowych spieku Cu/Cr wraz z domieszkami innych metali opisano w pracach [108, 253].

Interesujące ujęcie zagadnień wytrzymałości połukowej przedstawiono w pracy [198], w której przeprowadzono próbę określenia krzywej Paschena. Wykazano istnienie minimum krzywej Paschena w zależności od odległości międzystykowej i ciśnienia w komorze dla określonych materiałów stykowych, sugerując, że minimum to określa optymalne warunki wytrzymałości połukowej.

Badanie wytrzymałości połukowej łączników próżniowych stanowi do chwili obecnej aktualny problem badawczy. Jednym z istotnych zagadnień jest niewyjaśniona do końca przyczyna powstawania zjawiska tzw. „późnych przebić” (*late breakdowns*), polegającego na przebiciu przerwy międzystykowej po stosunkowo długim czasie po zerze prądu. Czas ten zawiera się w szerokim zakresie: od kilkuset mikrosekund nawet do kilku sekund i jest na tyle długi, że przekracza znacznie przeciętnie przyjęte czasy uzyskania pełnej wytrzymałości międzystykowej w próżni. Zjawisko późnych przebić, nieomawiane tu bliżej, było przedmiotem licznych badań [35, 62, 85, 121, 122, 128, 134, 238, 275, 302]. W wielu z nich podkreśla się związek między późnymi przebiciami, a właściwościami materiałów stykowych, procesami spadku temperatury w czasie połukowym i udarami mechanicznymi.

4. Diagnostyka plazmy łuku próżniowego – wybrane zagadnienia

4.1. Informacje wstępne – podstawowe metody diagnostyki plazmy łuku próżniowego

Łuk elektryczny w próżni, którego podstawowe właściwości i parametry zostały omówione w rozdziale 2, jest źródłem specyficznego rodzaju plazmy, zwanej plazmą łuku próżniowego. Plazma ta, w odróżnieniu od innych znanych z fizyki rodzajów plazmy, charakteryzuje się dużą niejednorodnością oraz zmiennością parametrów w czasie. Świadczą o tym jej niektóre parametry [3]:

- koncentracja plazmy zmienia się w bardzo szerokim zakresie: od koncentracji odpowiadającej niemal gęstości ciała stałego (powierzchnia elektrody w obrębie plamki katodowej), rzędu 10^{27} m^{-3} , do wartości rzędu 10^{14} m^{-3} dla znacznych odległości od katody i przy niewielkich prądach łuku; koncentrację plazmy n dla odległości od plamki katodowej $r > 100 \text{ }\mu\text{m}$ wyraża się zależnością [3, 110]

$$n = c \frac{i^\beta}{r^2}, \quad (4.1)$$

- brak równowagi termodynamicznej $T_e > T_i$; temperatura elektronów w pobliżu plamki katodowej jest w zakresie 3–5 eV, w przestrzeni międzyelektrodowej 2–3,5 eV, energia termiczna jonów poza plamką jest rzędu ułamka eV,

- znaczna prędkość ekspansji plazmy, zależnie od materiału elektrod, w zakresie $(1-2) \times 10^4 \text{ m/s}$, co odpowiada wartościom energii kinetycznej cząsteczek w zakresie 15–300 eV [3].

Pomiary parametrów plazmy łuku próżniowego prowadzono z zastosowaniem metod znanych z ogólnej diagnostyki plazmy, z uwzględnieniem ograniczeń wynikających ze specyfiki łuku próżniowego. Do tych metod należą [3, 43, 109, 117, 196, 213]:

- sondy elektryczne, *electric probes*,
- analizatory pola opóźniającego (analizatory energii cząsteczek), *retarding field analysers*,
- spektrometry masowe (spektrometry statycznego ładunku jonowego), *ion charge state spectrometry*,
- sondy osadnikowe, *deposition probes*,
- spektroskopia emisji optycznej, *optical emission spectroscopy*,
- diagnostyka laserowa, *laser diagnostics*,
- metody fotograficzne: fotografia wolna i fotografia szybka, *slow and fast camera imaging*,
- spektroskopia rentgenowska, *X-ray spectroscopy*.

Sondy elektryczne oraz analizatory pola opóźniającego były używane w badaniach realizowanych przez autora i zostały omówione w dwóch następnych punktach tego rozdziału. Pozostałe metody diagnostyki plazmy, jako niestosowane w relacjonowanych pracach, omówiono jedynie w sposób skrótowy.

Spektrometry masowe [196] są urządzeniami służącymi przede wszystkim do statycznej analizy składu gazu resztkowego w próżni. W klasycznym spektrometrze cząsteczki analizowanego gazu przedostają się do głowicy pomiarowej, w której są jonizowane strumieniem elektronów, a następnie skierowane do tzw. filtra kwadrupolowego, który jest zasadniczym elementem przyrządu. Filtr ten jest zbudowany z dwóch par elektrod, ustawionych prostopadłe względem siebie i wytwarzających sinusoidalne pole elektryczne o dwóch składowych, ułożonych prostopadłe względem siebie, zgodnie z kartezjańskim układem osi x i y . Zjonizowane cząsteczki skierowane do filtra w kierunku trzeciej osi z są odchylane w kierunkach x i y z częstotliwością przyłożonego do elektrod pola elektrycznego. W efekcie przez filtr „przepuszczone” zostaną jedynie te cząsteczki, których częstotliwość drgań własnych, zależna od ich masy, pokrywa się z częstotliwością pola elektrycznego. Pozostałe cząsteczki osiadają na ściankach filtra. Cząsteczki „przepuszczone” przez filtr stanowią sygnał (prąd) jonowy, mierzony na kolektorze przyrządu. Ta właśnie specyficzna dla różnych cząsteczek materii częstość drgań, zależna od ich masy, jest w spektrometrii masowej wyróżnikiem, pozwalającym na identyfikację rodzaju cząsteczek. Zmieniając w sposób cykliczny częstotliwość pola elektrycznego w filtrze, otrzymuje się statyczny obraz spektrum zawartości cząsteczek w analizowanym medium.

Głowice spektrometrów masowych są bardzo wrażliwe na oddziaływanie zewnętrznych pól elektrycznych i magnetycznych. Z tego powodu metoda ta ma raczej ograniczone zastosowanie do badania plazmy łuku próżniowego i można ją wykorzystać przede wszystkim do badania łuku o niewielkim prądzie, od kilkudziesięciu do ok. 200 A w warunkach wyładowania stabilnego, czego przykładem są prace [50, 182]. Spektrometry masowe mogą być również w pewnych warunkach stosowane do badania łuku w wyładowaniach impulsowych [10, 227].

Sondy osadnikowe [3, 118] są toroidem w kształcie łuku o określonym kącie zakrzywienia, który zawiera się zwykle od ok. 30° do 90°. Toroid znajduje się we-

wnętrz solenoidu wytwarzającego pole magnetyczne. Zależnie od wartości wytworzonego pola magnetycznego, cząsteczki wpadające do wnętrza toroidu są w różnym stopniu odchylane, „przelatując” przez niego bądź też osadzając się na jego ściankach. Wylot toroidu jest zakończony szklaną ścianką, na której następuje osadzanie się cząsteczek, które „przeleciały” przez toroid. Analiza osadu pozwala na ocenę składu plazmy. Zaletą sond osadnikowych jest stosunkowo prosta konstrukcja oraz możliwość analizy zarówno jakościowej, jak i ilościowej składu plazmy. Ich podstawową wadą jest brak możliwości analizy procesów szybkozmiennych oraz stosunkowo niewielka dokładność. Sondy te mogą być stosowane do analizy plazmy stabilnych wyładowań łukowych w próżni, bez szczególnych ograniczeń co do wartości prądu łuku.

Spektroskopia emisji optycznej, [3, 43, 109, 213], zwana też krótko spektroskopią optyczną, obejmuje stosunkowo szeroką gamę sposobów analizy plazmy na drodze przepuszczania przez nią fali elektromagnetycznej zarówno o zakresie światła widzialnego, jak i ultrafioletowego. Fala ta przed wejściem do komory próżniowej, w której znajduje się analizowana plazma, przechodzi zwykle przez układ optyczny, którego zadaniem jest stworzenie wiązki promieni równoległych oraz ewentualna filtracja jej zawartości. Po przejściu przez komorę przeprowadzana jest analiza spektralna fali elektromagnetycznej, która daje informację o:

- składzie plazmy,
- rozkładzie przestrzennym cząsteczek (dokładność do 10 μm),
- zmianach parametrów plazmy w czasie (dokładność do 10 ns).

Podstawową zaletą spektroskopii optycznej jest brak ingerencji w strukturę badanej plazmy. Jej wadą jest natomiast to, że daje ona jedynie uśredniony wynik pomiaru parametrów cząsteczek w określonej objętości plazmy.

Diagnostyka laserowa wykorzystuje wiele metod analizy, z których następujące są najczęściej używane do badania plazmy łuku próżniowego.

- *Spektroskopia/fotografia absorpcji laserowej (differential laser absorption spectroscopy/photography)* [3], w której wykorzystuje się zjawisko różnego stopnia absorpcji światła laserowego przez różne materiały. Fotografie plazmy oświetlonej wiązką laserową pozwalają na identyfikację jej składu i zachodzących zjawisk.

- *Fluorescencja indukowana laserowo (laser-induced fluorescence)* [107, 202, 203, 206, 207], polegająca na wzbudzeniu atomów obojętnych w plazmie promieniem laserowym. Wzbudzeniu atomu danego pierwiastka towarzyszy emisja fali elektromagnetycznej o ściśle określonej długości. Proces ten przebiega dwustopniowo: początkowo, na bardzo krótki czas, atom uzyskuje wyższą energię wzbudzenia (przejście z poziomu 1 – stan niewzbudzony, na poziom 2 – przejściowy), a następnie oddaje część tej energii, przechodząc na trzeci poziom trwałego wzbudzenia. Analiza spektralna długości fali wydzielanej w procesie wzbudzenia (fluorescencji) daje informację o składzie plazmy.

- *Technika cienia laserowego (laser-shadow technique)* [86] polega na przepuszczeniu przez plazmę wiązki światła laserowego o odpowiednich parametrach i wykonaniu, w bardzo krótkim czasie (rzędu ns), fotografii tej wiązki po przejściu przez plazmę. W ten sposób, po odpowiednim powiększeniu, na kliszy filmowej lub na obrazie rejestrowanym cyfrowo uzyskuje się obraz cienia rzucanego przez cząsteczki, znajdujące się aktualnie w polu widzenia kamery.

Diagnostyka plazmy z użyciem promieni laserowych ma podobne wady i zalety jak metody spektroskopii optycznej.

Fotografia łuku jest tradycyjną, stosunkowo często stosowaną metodą diagnostyki plazmy. Metody fotograficzne można podzielić w następujący sposób [3].

- *Fotografia wolna*, polegająca na wykonaniu pojedynczego zdjęcia zjawiska trwającego bardzo krótko, np. przebicia przerwy izolacyjnej. Metoda ta ma bardzo ograniczone zastosowanie w analizie plazmy łuku próżniowego.

- *Fotografia szybka*, stosowana często w badaniach plazmy łuku próżniowego, która z kolei dzieli się na następujące dwa rodzaje [57]:

- *Fotografia klatkowa*, polegająca na fotografowaniu kolejnych klatek – sekwencji danego zjawiska. Ciąg sfilmowanych klatek daje obraz przebiegu zjawiska w czasie. W zależności od stosowanej prędkości kamer wykorzystujących tę technikę (przede wszystkim w cyfrowej rejestracji obrazu) fotografię szybką klatkową można podzielić na:

- a) klasyczną fotografię szybką o prędkości od kilkuset klatek/s do kilkudziesięciu tysięcy klatek/s, w której pojedyncza klatka jest obrazem zjawiska w określonym czasie,

- b) fotografię ultraszybką, o prędkości od kilkuset tysięcy do kilku milionów klatek/s, stosującą tzw. wielokadrową technikę zapisu obrazu; przykładem takiego rozwiązania jest system IMACON,

- *Fotografia szczelinowa*, polegająca na ciągłym zapisie na taśmie filmowej (lub w technice zapisu cyfrowego) [3] obrazu zjawiska widzianego przez wąską, lecz odpowiednio długą szczelinę. Otrzymany w ten sposób obraz posiada dwie osie: oś czasu, ułożoną wzdłuż kierunku przesuwu taśmy oraz oś miejsca położenia obserwowanego zjawiska, ułożoną poprzecznie do kierunku przesuwu taśmy. Obraz ten ma postać obrazu ciągłego (niepodzielonego na klatki) i ilustruje przebieg w czasie zjawiska, które nastąpiło w zasięgu powierzchni obejmowanej przez szczelinę kamery.

Spektroskopia rentgenowska [3] jest w swej istocie zbliżona do metod spektroskopii optycznej. Przejście promieniowania rentgenowskiego przez plazmę powoduje jonizację cząsteczek. Energia promieniowania jest częściowo pochłaniana podczas przechodzenia przez badane środowisko. Badania spektroskopowe są źródłem informacji o składzie i strukturze plazmy. Ze względu na szkodliwość promieniowania rentgenowskiego i rozwój innych zadowalająco dokładnych metod diagnostyki plazmy, od wielu już lat odchodzi się od stosowania spektroskopii rentgenowskiej.

4.2. Sondy elektryczne

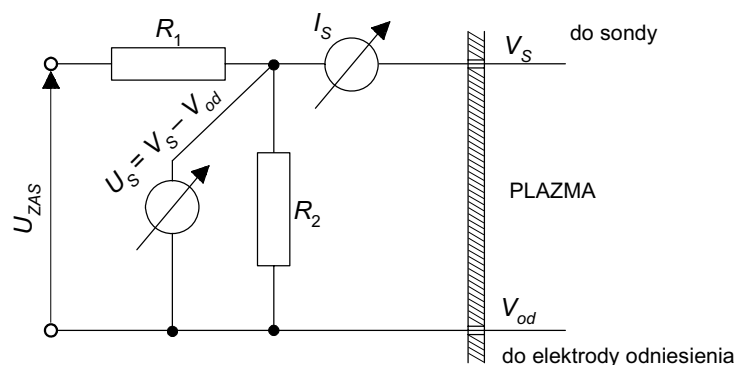
4.2.1. Podstawowe wiadomości

Sondy elektryczne [3, 43, 109, 117, 213] są niewielkimi próbnikami metalowymi, umieszczonymi bezpośrednio w badanej plazmie i włączonymi w zewnętrzny obwód elektryczny w taki sposób (rys. 4.1), że potencjał sondy V_S ustalony jest przez zewnętrzne źródło napięcia U_{ZAS} włączone pomiędzy sondę a elektrodę odniesienia o potencjale V_{od} . Różnica potencjałów $U_S = V_S - V_{od}$ jest napięciem sondy. Istnieje ogólny podział sond elektrycznych na:

- *sondy pojedyncze*, w których elektrodą odniesienia jest elektroda związana z wytwarzaniem bądź istnieniem badanej plazmy – zwykle jest to uziemiona katoda lub anoda,

- *sondy podwójne*, w których elektrodą odniesienia jest druga sonda, umieszczona również w badanej plazmie, zwykle o identycznych rozmiarach jak sonda zasadnicza.

Prąd sondy I_S mierzony jest jako funkcja zmian jej napięcia U_S . Zależność $I_S = f(U_S)$ lub $I_S = f(V_S)$ tworzy tzw. charakterystykę sondy, która stanowi podstawowy opis właściwości pomiarowych przyrządu i pozwala na określenie parametrów badanej plazmy.



Rys. 4.1. Ogólny schemat połączenia sondy elektrycznej; U_{ZAS} – napięcie źródła zasilania, R_1, R_2 – rezystory, $R_1 \gg R_2$, U_S – napięcie sondy, V_S – potencjał sondy, V_{od} – potencjał elektrody odniesienia, I_S – prąd sondy [213]

Fig. 4.1. The general diagram of the electrical probe supplying circuit; U_{ZAS} – supplying voltage, R_1, R_2 – resistors, $R_1 \gg R_2$, U_S – probe voltage, V_S – probe potential, V_{od} – reference electrode potential, I_S – probe current [213]

Sonda elektryczna daje możliwość bezpośredniego, miejscowego i zlokalizowanego przestrzennie pomiaru parametrów plazmy, podczas gdy inne metody diagnostyki, przedstawione w p. 4.1, dają wynik uśredniony dla określonej objętości plazmy.

Ta istotna zaleta sondy jest jednak związana z jej zasadniczą wadą, polegającą na tym, że sama sonda zmienia strukturę badanej plazmy w swym najbliższym otoczeniu, czyli ingeruje w badaną plazmę. Dlatego choć pomiar sondą jest pomiarem stosunkowo prostym i możliwym do przeprowadzenia bez użycia skomplikowanej aparatury badawczej, to interpretacja wyników jest niejednokrotnie trudna. Istotnym parametrem sondy są bowiem jej rozmiary [17, 43], zwykle charakteryzowane promieniem sondy R_S , w odniesieniu do parametrów plazmy. Analiza tych zjawisk w magneto hydrodynamicznej teorii plazmy jest przedmiotem działu zajmującego się dynamiką ruchu i przemieszczania się cząsteczek [109] w mikroskopowej skali wzajemnych oddziaływań. Opisując zagadnienie w pewnym uproszczeniu, problem polega na tym, że plazmy nie można traktować jako mieszaniny niezależnych od siebie trzech rodzajów gazu: elektronowego, jonowego i cząsteczek neutralnych. Wskutek oddziaływań pomiędzy jonami i elektronami, spowodowanych siłą Coulomba, „płyn plazmowy” tworzy określoną strukturę przestrzenną, w której wokół każdego jonu powstaje warstwa ładunku elektronowego. Rozkład potencjału w tej warstwie wyraża się zależnością [181, 247, 286]

$$\varphi(r) = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (4.2)$$

w której ważną wielkością jest długość Debye’a λ_D . Wielkość ta reprezentuje uśrednioną dla danej plazmy wartość promienia kulistej sfery wokół jonu, na której mieszczą się związane z tym jonom elektrony. Tym samym zakres oddziaływania pola elektrycznego pojedynczego jonu jest ograniczony do odległości mniejszych od λ_D . Korzystając z równania Poissona [2, 247, 286] i przy założeniu rozkładu koncentracji ładunku zgodnego z równaniem Boltzmanna, długość Debye określa się z zależności

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}. \quad (4.3)$$

Proces zderzeń cząsteczki (elektronu) z jonom można w uproszczeniu przedstawić w ten sposób, że elektron zmierzający do danego jonu jest odpychany przez inne elektrony, otaczające w danym momencie jon sferą o promieniu λ_D , w efekcie czego elektron zmienia swoją trajektorię ruchu, nie wchodząc do wnętrza tej sfery. Właściwość tę w teorii oddziaływań cząsteczek w skali mikroskopowej opisuje tzw. parametr odchylenia zderzeniowego (*deflection impact parameter*) b_{90} [259, 286]. Parametr ten oznacza odległość trajektorii analizowanej cząsteczki od „idealnej” trajektorii skierowanej do centrum jonu, przy której kąt „skręcenia” toru ruchu cząsteczki wyniósłby 90° w stosunku do pierwotnego kierunku. Parametr b_{90} wyraża się zależnością [286]:

$$b_{90} = \frac{Ze^2}{12\pi\epsilon_0 kT_e} = \frac{Z\lambda_D}{9n_D}, \quad (4.4a)$$

gdzie liczbę cząsteczek n_D wewnątrz sfery ograniczonej promieniem λ_D można obliczyć ze wzoru

$$n_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n. \quad (4.4b)$$

Inną charakterystyczną wielkością jest wyrażenie

$$\ln(A) = \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_{90}}\right) = \frac{12\pi}{Z} \left(\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{n_e}}, \quad (4.4c)$$

nazywane logarytmem Coulomba, który w zależności od koncentracji plazmy i średniej drogi swobodnej cząsteczek określa uwarunkowania decydujące o częstoci zderzeń i stopniu zmian trajektorii ruchu cząsteczek. Im mniejsza wartość $\ln(A)$, tym mniejsze jest prawdopodobieństwo zderzeń i spowodowane tym zaburzenia ruchu cząsteczek w plazmie. Logarytm Coulomba dla średniej liczby ładunkowej jonów miedzi $Z = 1,8$ wyraża się zależnością

$$\ln(A) = \ln\left(\frac{6,9 \cdot 10^6 T_e^{3/2}}{\sqrt{n_e}}\right). \quad (4.4d)$$

Średnia droga swobodna elektronu w zderzeniach z jonami λ_{ei} jest określona jako iloraz średniej prędkości elektronów v_e do średniej częstoci ich zderzeń $\bar{\omega}_{ei}$ [110, 181]:

$$\lambda_{ei} = \frac{v_e}{\bar{\omega}_{ei}}. \quad (4.5a)$$

Wyrażenie określające średnią częstoci zderzeń jest funkcją szeregu parametrów, m.in. koncentracji jonów, średniej liczby ładunkowej jonów i logarytmu Coulomba. Przybliżoną zależność pozwalającą obliczyć średnią koncentrację elektronów, wyraża następujący wzór [2]:

$$\lambda_{ei} = \frac{1,71 \cdot 10^9 T_e^2}{Z^2 n_i \ln(A)} = \frac{1,71 \cdot 10^9 T_e^2}{Z n_e \ln(A)}, \quad (4.5b)$$

przy założeniu warunku neutralności plazmy: $n_e = Zn_i$; temperaturę należy wstawić w [K], koncentrację w m^{-3} , wynik otrzymuje się w metrach.

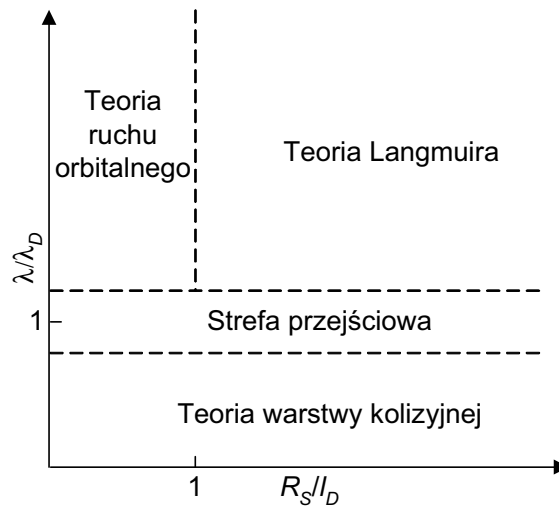
Opisane wielkości (4.3–4.5) charakteryzują również warunki pracy sond elektrycznych w plazmie, ze względu na analogię pomiędzy wzajemnym oddziaływaniem cząste-

czek a kolekcją cząsteczek przez sondę. Długość Debye'a λ_D odniesiona do promienia sondy R_S [3, 43, 183, 213] i do średniej drogi swobodnej cząsteczki λ , decyduje o reżimie pracy sondy. W zależności od wzajemnych relacji pomiędzy trzema wymienionymi wielkościami, zastosowanie sond elektrycznych oparte jest na innych podstawach teoretycznych, co w skróconej formie zilustrowano na rys. 4.2. Zastosowanie sond elektrycznych do badania plazmy łuku elektrycznego jest zwykle oparte na teorii Langmuira, tj. z wykorzystaniem założenia, że średnia droga swobodna cząsteczki λ przekracza znacznie długość Debye'a λ_D , natomiast promień samej sondy powinien być tak dobrany, aby był dużo większy od λ_D i dużo mniejszy od λ , co wyraża warunek

$$\lambda \gg R_S \gg \lambda_D \quad (4.6)$$

Inną charakterystyczną wielkością opisującą relację pomiędzy średnią drogą swobodną cząsteczek w plazmie a promieniem sondy jest liczba Knudsen:

$$Kn = \frac{\lambda}{R_S} \quad (4.7)$$



Rys. 4.2. Dwuwymiarowa ilustracja różnych reżimów pracy sond elektrycznych w zależności od parametrów plazmy i promienia sondy R_S [3, 43]

Fig. 4.2. Two-dimensional representation of various probe-operation regimes depending on plasma parameters and probe radius R_S [3, 43]

Dla plazmy łuku próżniowego zakłada się zwykle spełnienie warunku $Kn \gg 1$, co również uzasadnia możliwość stosowania sondy Langmuira. Warunek (4.6) dotyczy sond z tzw. cienką warstwą ładunku przestrzennego. W odróżnieniu od niej istnieje

również pojęcie warstwy grubej, dla której $\lambda_D \gg R_S$. Ogólnie, w zależności od wzajemnej relacji wielkości wymienionych w warunku (4.6), istnieje wiele reżimów pracy (zakresów operacyjnych) sond elektrycznych, opisanych szerzej w literaturze [43, 109, 183, 213, 237]. W prezentowanej pracy zastosowano sondę opartą na teorii Langmuira przy założeniu, że spełniony jest warunek (4.6) i ograniczono się tu jedynie do omówienia podstawowych zagadnień, dotyczących pracy takiej właśnie sondy, nie analizując innych przypadków. Przedstawione informacje dotyczą sondy pojedynczej.

4.2.2. Podstawy teorii sondy Langmuira

4.2.2.1. Informacje wstępne

Teoria opracowana przez Langmuira i jego współpracowników [3, 43, 109, 117, 183, 213] została opublikowana w 1924 roku i dotyczyła w zasadzie badania procesów jonizacyjnych zachodzących w związkach chemicznych. Z czasem teoria ta została zastosowana w badaniu plazmy, po przyjęciu następujących założeń wstępnych [183, 213]:

- a) przestrzeń zajmowana przez badaną plazmę ma wymiary znacznie większe od wymiarów sondy, plazma jest jednorodna i quasi-neutralna,
- b) prędkości cząsteczek gazu elektronowego i gazu jonowego podlegają rozkładowi Maxwella, a pomiędzy ich temperaturami istnieje zależność $T_e \gg T_i$,
- c) średnie drogi swobodne elektronów λ_e i jonów λ_i znacznie przekraczają charakterystyczne rozmiary obszaru, w którym znajduje się badana plazma,
- d) wszystkie cząsteczki docierające do sondy są przez nią absorbowane i nie wchodzi w reakcję chemiczną z materiałem sondy,
- e) ładunek przestrzenny w strefie przylegającej do części pomiarowej sondy, której parametry różnią się od parametrów niezakłóconej plazmy, ma ściśle zdefiniowaną granicę; poza tą granicą zakłada się stały potencjał plazmy,
- f) grubość strefy przylegającej do strefy pomiarowej sondy jest nieznaczna w porównaniu z rozmiarami tych części sondy, które nie stanowią jej części pomiarowej, dzięki czemu można zaniedbać tzw. efekt krawędzi (*edge effect*).

4.2.2.2. Potencjał swobodny, potencjał plazmy i charakterystyka sondy

Wprowadzony do plazmy metalowy próbnik, czyli sonda, nieprzyłączony do żadnego obwodu zewnętrznego, zostaje otoczony przez docierające do niego elektrony i jony. Elektrony, jako cząsteczki znacznie szybsze, docierają do próbniaka pierwsze, ładując go ujemnie i nadając mu początkowy potencjał ujemny w stosunku do potencjału plazmy V_{pl} . W miarę narastania tego procesu następne elektrony zmierzające w kierunku sondy są od niej coraz bardziej odpychane, wokół sondy natomiast powstaje warstwa dodatniego ładunku przestrzennego utworzona przez jony. Grubość

tej warstwy narasta aż do wytworzenia się stanu równowagi pomiędzy docierającym do próbnika prądem elektronowym i jonowym, przy wypadkowym prądzie sondy równym zeru:

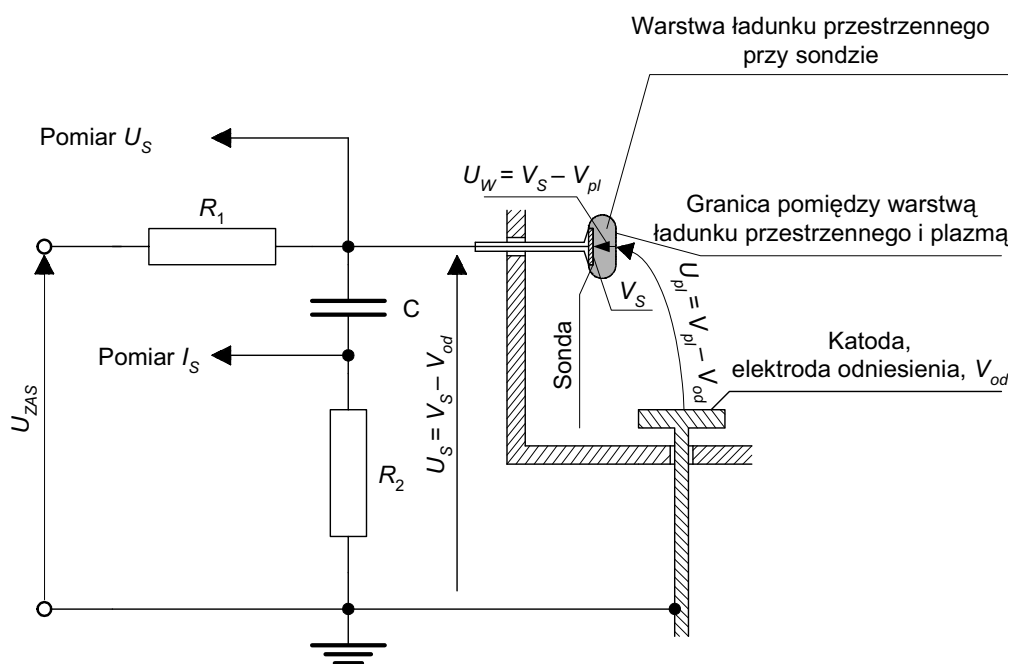
$$I_S = 0 = I_e + I_i, \quad I_e = I_i. \quad (4.8)$$

przez sondę plazmy powierzchnią graniczną o polu A_W . Zakłada się, że potencjał tej powierzchni jest równy potencjałowi plazmy V_{pl} . Różnica potencjałów między powierzchnią sondy V_S a powierzchnią warstwy granicznej (rys. 4.3)

$$U_W = V_S - V_{pl} \quad (4.9)$$

decyduje o właściwościach kolekcji zmierzających do sondy elektronów bądź jonów. Napięcie U_W jest strzałkowane od granicy warstwy w stronę sondy i dlatego ma ono wartość ujemną. Potencjał sondy V_S jest więc ujemny względem potencjału powierzchni granicznej i przy spełnionym warunku (4.8) posiada wartość nazywaną potencjałem swobodnym V_{fl} (*floating potential*):

$$V_S = V_{fl}. \quad (4.10)$$



Rys. 4.3. Przykładowy układ połączeń sondy Langmuira z filtrem dolnoprzepustowym CR_2 (oznaczenia jak na rys. 4.1 bądź wyjaśnione w tekście) [213]

Fig. 4.3. Example of a Langmuir probe measuring circuit with the low-pass filter CR_2 (symbols explained in the Fig. 4.1. or in the text) [213]

Jeśli różnicę między potencjałem plazmy V_{pl} a potencjałem elektrody odniesienia V_{od} oznaczy się przez U_{pl} :

$$U_{pl} = V_{pl} - V_{od}, \quad (4.11)$$

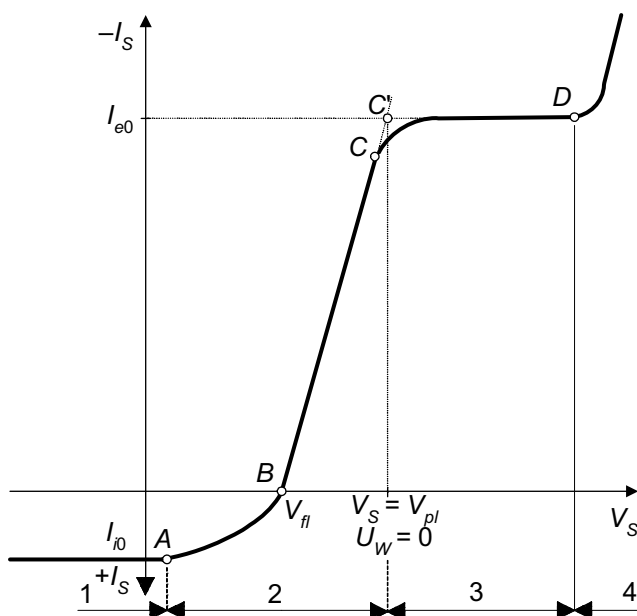
to wówczas dla układu sondy włączonej w obwód zewnętrzny przedstawiony na rysunku 4.3 napięcie sondy jest równe

$$U_S = U_{pl} + U_W = V_S - V_{od}. \quad (4.12)$$

W szczególnym przypadku, gdy sonda znajduje się na potencjale swobodnym, czyli przy spełnionych zależnościach (4.8) i (4.10), równanie (4.12) można zapisać następująco:

$$U_S = V_{fl} - V_{od}. \quad (4.13)$$

Przy założeniu zerowej wartości potencjału odniesienia, co ma przykładowo miejsce przy uziemionej katodzie, ($V_{od} = 0$) $U_S = V_{fl}$, co na charakterystyce sondy (rys. 4.4) odpowiada punktowi B.



Rys. 4.4. Idealizowany przebieg charakterystyki sondy Langmuira (sonda płaska) [43, 117, 213]

Fig. 4.4. The idealised Langmuir characteristic for a flat probe [43, 117, 213]

Obniżenie potencjału sondy poniżej potencjału swobodnego ($V_S < V_{fl}$) (rys. 4.4) powoduje, że rośnie ujemna wartość różnicy potencjału U_W w warstwie otaczającej sondę (4.9) i coraz mniejsza liczba elektronów jest w stanie pokonać barierę potencja-

łu utworzoną przez ładunek przestrzenny, gdyż dla większości elektronów zachodzi zależność

$$eU_W > kT_e, \quad (4.14)$$

rośnie natomiast prąd jonowy. Charakterystyka sondy wchodzi w zakres przewagi prądu jonowego (półś $+I_S$ na rys. 4.4). Przy dalszym obniżaniu napięcia sondy U_S dochodzi się do punktu A, gdy teoretycznie wszystkie jony zmierzające do sondy są przez nią absorbowane, natomiast prąd elektronowy jest zerowy. Tę wartość prądu sondy nazywa się jonowym prądem nasycenia I_{i0} (*ion saturation current*), a jego wartość określa zależność

$$I_{i0} = J_{i0}A_W = \frac{1}{4}n_{i0}Ze\bar{v}_iA_W \approx \frac{1}{4}n_{i0}Ze\bar{v}_iA_S. \quad (4.15)$$

Zależność ta jest słuszna przy założeniu, że prędkość jonów na powierzchni granicznej pomiędzy warstwą ładunku przestrzennego a plazmą (A_W) jest taka sama jak jonów docierających do sondy (A_S), czyli dla tzw. warstwy cienkiej. Zakłada się ponadto, że $A_W = A_S$, czyli że powierzchnia sondy jest równa powierzchni ładunku przestrzennego. Założenie to jest w praktyce słuszne, gdyż grubość tej warstwy jest wielokrotnie mniejsza od rozmiarów sondy.

Średnią prędkość termiczną jonów można obliczyć z rozkładu Maxwella

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}}. \quad (4.16)$$

Przy dalszym obniżaniu napięcia sondy poniżej punktu A (zakres 1, rys. 4.4) prąd sondy nie zmienia się i jest równy prądowi nasycenia jonowego I_{i0} .

Wzrost potencjału sondy V_S powyżej wartości V_{fl} (punkt B, rys. 4.4) powoduje zmniejszanie się warstwy ładunku jonowego przy sondzie, czyli różnica potencjałów U_W (4.9) zmniejsza swą ujemną wartość. W tej sytuacji coraz większa liczba elektronów jest w stanie pokonać barierę potencjału przy sondzie (4.14), natomiast jony są od niej coraz bardziej odpychane. Charakterystyka sondy wchodzi w zakres przewagi prądu elektronowego, który na rysunku 4.4 reprezentuje część osi prądu oznaczoną jako $-I_S$. Przebieg ten kończy punkt C, który odpowiada sytuacji, gdy sonda zaczyna wchodzić w stan nasycenia prądem elektronowym. Dalszy wzrost napięcia sondy powoduje, że grubość warstwy ładunku przestrzennego przy sondzie zanika do zera, a napięcie sondy jest równe potencjałowi plazmy:

$$U_W = 0, \quad V_S = V_{pl}. \quad (4.17)$$

Stan ten odpowiada wyznaczonemu geometrycznie punktowi C' na charakterystyce sondy (rys. 4.4), a odpowiadający mu prąd I_{e0} nazywany jest elektronowym prądem nasycenia (*electron saturation current*). Jego wartość określa równanie analogiczne do zależności (4.15) przy założeniu, że prędkość elektronów na granicy ładunku przes-

trzennego i plazmy (powierzchnia A_w) jest równa prędkości elektronów docierających do powierzchni sondy A_S :

$$I_{e0} = J_{e0}A_S = -\frac{1}{4}n_{e0}e\bar{v}_eA_S. \quad (4.18)$$

Krzywa pomiędzy punktami A i C (zakres 2, rys. 4.4) jest zasadniczym zakresem pomiarowym sondy Langmuira. Przy założeniu, że prędkość termiczna elektronów w warstwie ładunku przestrzennego otaczającego sondę jest zgodna z rozkładem Maxwella, koncentracja elektronów absorbowanych przez sondę jest zgodna z prawem Boltzmanna [213]:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{eU_W}{kT_e}\right). \quad (4.19)$$

Z dwóch ostatnich zależności wynika równanie określające prąd elektronowy sondy:

$$I_e = I_{e0} \exp\left(\frac{eU_W}{kT_e}\right) = -\frac{1}{4}n_{e0}e\bar{v}_eA_S \exp\left(\frac{eU_W}{kT_e}\right), \quad (4.20)$$

przy czym średnia prędkość elektronów jest określona zależnością (2.4).

Całkowity prąd sondy jest równy sumie prądów: elektronowego i jonowego. Dla zakresu pomiędzy punktami B–C (rys. 4.4) wyraża się zależnością:

$$I_S = I_{i0} + I_{e0} \exp\left(\frac{eU_W}{kT_e}\right), \quad (4.21)$$

a dla stanu nasycenia prądem elektronowym ($U_W = 0$, $V_S = V_{pl}$):

$$I_S = I_{i0} + I_{e0} = \frac{1}{4}n_{e0}e\left(\sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}} - \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}\right)A_S, \quad (4.22)$$

przy założeniu quasi-neutralności plazmy:

$$Zn_i = n_e. \quad (4.23)$$

Prąd jonowy jest znacznie mniejszy od prądu elektronowego, co jest spowodowane dużo mniejszą prędkością jonów w porównaniu z prędkością elektronów w plazmie i co wynika z zależności (4.22) przy założeniu $m_i \gg m_e$. Dlatego w praktyce dla zakresu pomiarowego sondy (odcinek B–C, rys. 4.4) często pomija się prąd jonowy, przyjmując

$$I_S \approx I_e = -\frac{1}{4}n_{e0}e\bar{v}_eA_S \exp\left(\frac{eU_W}{kT_e}\right). \quad (4.24)$$

Charakterystyka sondy na odcinku B–C jest więc charakterystyką logarytmiczną, czyli linią prostą, jeśli oś prądu (rys. 4.4) jest w skali logarytmicznej. Potencjałowi sondy powyżej wartości $V_S = V_{pl}$ (od punktu C w stronę punktu D, rys. 4.4) odpowiada zakres prądu nasycenia elektronowego. Dalszy wzrost napięcia sondy, powyżej punktu D (zakres 4, rys. 4.4) powoduje, że sonda zaczyna odgrywać rolę anody w badanym wyładowaniu łukowym, przejmując cały prąd wyładowania i tracąc właściwości przyrządu pomiarowego.

Charakterystyka sondy Langmuira dzieli się w ten sposób na cztery zasadnicze przedziały, oznaczone odpowiednio cyframi na rysunku 4.4:

1. zakres prądu nasycenia jonowego – prąd elektronowy teoretycznie nie dociera do sondy,
2. zakres pomiarowy sondy – prąd sondy jest równy sumie prądu jonowego i elektronowego,
3. zakres prądu nasycenia elektronowego – prąd jonowy teoretycznie nie dociera do sondy,
4. zakres, w którym wskutek wysokiego napięcia sonda zaczyna przejmować rolę anody w badanym wyładowaniu łukowym w próżni.

4.2.2.3. Określenie parametrów plazmy na podstawie pomiarów sondą Langmuira

Potencjał plazmy V_{pl} można określić geometrycznie, prowadząc styczną do charakterystyki Langmuira w jej części pomiarowej (odcinek B–C, rys. 4.4) i ustalając punkt przecięcia tej stycznej ze styczną do części charakterystyki odpowiadającej prądowi nasycenia elektronowego (zakres 3). Na rysunku 4.4 jest to punkt C' . Odcięta tego punktu wyznacza wartość potencjału plazmy.

Potencjał swobodny V_{fl} wyznacza na charakterystyce sondy punkt B (rys. 4.4), przy spełnionych warunkach (4.8) i (4.10). Wartość V_{fl} można wyznaczyć geometrycznie z charakterystyki sondy bądź na drodze obliczeniowej, podstawiając do zależności (4.8) odpowiednio zależności: (4.9), (4.10), (4.15), (4.16) i (4.20). Przy założeniu quasi-neutralności plazmy (4.23) otrzymuje się zależność:

$$V_{fl} = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{T_i}{T_e} \frac{m_e}{m_i} \right) + V_{pl}. \quad (4.25)$$

Temperatura elektronów kT_e jest określona na podstawie zależności (4.9) i (4.24) jako stosunek przyrostu prądu sondy w skali logarytmicznej do jej napięcia w skali liniowej:

$$\frac{d \ln I_S}{dU_S} = \frac{d \ln I_e}{dV_S} = \frac{e}{kT_e}. \quad (4.26)$$

Dysponując charakterystyką sondy, zastępuje się przyrosty nieskończenie małe d przyrostami skończonymi Δ i ustala się przyrosty napięcia i prądu dla w przybliżeniu

liniowej części narostu charakterystyki sondy w skali półlogarytmicznej: I_{S1} i I_{S2} oraz odpowiadające im wartości napięcia sondy U_{S1} i U_{S2} . Na tej podstawie określa się temperaturę elektronów z zależności:

$$kT_e \approx e \frac{\Delta U_S}{\Delta \ln I_S} = e \frac{U_{S2} - U_{S1}}{\ln \frac{I_{S2}}{I_{S1}}}. \quad (4.27)$$

Średnia prędkość elektronów \bar{v}_e (prędkość średnia dla rozkładu Maxwella) określana jest bezpośrednio z zależności (2.4).

Koncentracja elektronów n_{e0} jest obliczana na podstawie znajomości prądu nasycenia elektronowego I_{e0} (4.18):

$$n_{e0} = \frac{4|I_{e0}|}{e\bar{v}_e A_S}. \quad (4.28)$$

Parametry jonów są trudne do zadowalająco dokładnego określenia na podstawie pomiarów sondą Langmuira, gdyż prąd jonowy jest znacznie mniejszy od prądu elektronowego i w praktyce trudno uzyskać jego dostatecznie precyzyjny pomiar. Niemniej jednak możliwe jest przybliżone oszacowanie niektórych parametrów prądu jonowego przy założeniu określonej liczby ładunkowej Z . Dla atomów miedzi w łuku próżniowym [50, 101, 182, 184, 188] przyjmowana jest uśredniona wartość $Z = 1,8$. Obszerna analiza możliwości pomiaru parametrów jonów przy użyciu sondy Langmuira jest zawarta m.in. w pracach Kutznera [183, 192]. Ponieważ ta analiza nie jest przedmiotem prezentowanej pracy, przytoczono tu zatem jedynie podstawowe zależności, które pozwalają na oszacowanie parametrów jonów [213]. Z warunku quasi-neutralności plazmy (4.23) można określić *średnią koncentrację jonów* n_{i0} , dysponując określoną wcześniej średnią koncentracją elektronów n_{e0} (4.28):

$$n_{i0} = \frac{n_{e0}}{Z}. \quad (4.29)$$

Na tej podstawie określi się *średnią prędkość termiczną jonów* \bar{v}_i z zależności (4.15):

$$\bar{v}_i = \frac{4I_{i0}}{n_{i0} Z e A_S}. \quad (4.30)$$

Z równania (4.16) można określić *temperaturę jonów* kT_i :

$$kT_i = \frac{\pi m_i \bar{v}_i^2}{8}. \quad (4.31)$$

Podane zależności są słuszne przy spełnieniu założeń wymienionych w punkcie 4.2.2.1, a zwłaszcza założenia b) dotyczącego rozkładu prędkości cząsteczek zgodnego z rozkładem Maxwella. W badaniu plazmy łuku próżniowego, szczególnie przy znacznych prądach łuku, gdy oddziaływanie elektrodynamiczne i termiczne kolumny

łukowej na mierzone wielkości nie jest bez znaczenia, niektóre z tych warunków mogą nie być spełnione. Zagadnienia te zostały przedyskutowane w dalszej części pracy (rozdz. 5 i 6) przy omawianiu konkretnych zastosowań sondy. Należy sobie również zdawać sprawę z określonych niedokładności w podanych zależnościach, które wynikają z wcześniejszych założeń upraszczających. Za ważniejsze z nich należy uznać:

- pominięcie prądu jonowego sondy jako niewielkiego w stosunku do prądu elektronowego w wyrażeniu (4.24),
- założenie, że prędkości cząsteczek docierających do powierzchni sondy są równe ich prędkościom w plazmie niezakłóconej przez sondę, czyli że pokonanie przez cząsteczkę warstwy ładunku przestrzennego przy sondzie nie ma wpływu na jej prędkość.

4.2.2.4. Wpływ geometrii sondy na jej charakterystykę

Geometria części pomiarowej sondy ma wpływ na wielkość i kształt warstwy ładunku przestrzennego przy sondzie, którego parametry decydują z kolei o jej charakterystyce. Zależności podane w punktach 4.2.2.2 i 4.2.2.3 dotyczą zasadniczo sondy płaskiej. Oprócz niej w literaturze [43, 109, 213] rozpatrywane są również sondy o innych kształtach, przede wszystkim sondy cylindryczne i kuliste. Odpowiednie zależności opisujące te dwa rodzaje sond są bardziej złożone niż odnoszące się do sondy płaskiej. W sondzie cylindrycznej i kulistej istotnym zagadnieniem jest przykładowo stosunek promienia krzywizny sondy do promienia warstwy ładunku przestrzennego, który zależy z kolei m.in. od koncentracji badanej plazmy oraz to, czy warstwa otaczająca sondę (4.6) jest warstwą cienką ($R_S \gg \lambda_D$) czy grubą ($R_S \ll \lambda_D$). Rzutuje to bezpośrednio m.in. na prąd sondy. Prąd nasycenia elektronowego I_{e0} i zakrzywienie charakterystyki (punkt C, rys. 4.4) nie są tak jednoznaczne jak w sondzie płaskiej, a odcinek CD nie jest równoległy do osi odciętych, lecz nachylony do niej pod znacznym kątem. Problematyka ta nie jest tu szerzej omówiona, gdyż w prezentowanej pracy stosowano wyłącznie sondy płaskie i korzystano bezpośrednio z zależności przytoczonych w punktach 4.2.2.2 i 4.2.2.3.

4.2.2.5. Zagadnienie zastosowania sondy Langmuira do badania plazmy o parametrach zmiennych w czasie

Omówiona charakterystyka sondy Langmuira dotyczy obserwacji stacjonarnego stanu plazmy, np. stabilnego wyładowania łukowego. W wielu procesach fizycznych badana plazma zmienia jednak swoje parametry w czasie, np. plazma łuku próżniowego zasilanego półfalą prądu o określonej częstotliwości, czy też podczas wyłączenia tego prądu impulsem przeciwaprądowym, co jest m.in. przedmiotem analizy w dalszej części pracy. Zachodzi wówczas pytanie o możliwość zastosowania sondy Langmuira do obserwacji takich procesów. Pojawiają się tu dwa zagadnienia:

- a) granicznej, z punktu widzenia szybkości reakcji sondy, dynamiki zmian parametrów plazmy bądź parametrów napięcia zasilającego sondę,
- b) sposobu pomiaru zmieniających się w czasie parametrów plazmy.

Szybkość reakcji sondy na zmiany parametrów plazmy uwarunkowana jest określonym, skończonym czasem reakcji jonów na zmiany pola elektrycznego w strefie ładunku przestrzennego otaczającego sondę. Jony są bowiem najwolniej poruszającymi się zjonizowanymi cząsteczkami plazmy. Czas ten jest nazywany czasem relaksacji jonów, czy też w zasadzie czasem relaksacji warstwy ładunku przestrzennego przy sondzie [135, 276, 277]. Na podstawie badań eksperymentalnych, porównujących różnice w charakterystykach sondy dla stanów statycznych i przebiegów impulsowych, opracowano model zachowania się sondy w stanach przejściowych [213]. Model ten podaje przybliżoną zależność określającą czas relaksacji τ_r jonów dla warstwy ładunku przestrzennego przy sondzie, jako stosunek długości Debye'a λ_D do średniej prędkości termicznej jonów \bar{v}_i [213]:

$$\tau_r = \frac{\lambda_D}{\bar{v}_i} \approx \sqrt{\frac{\pi \epsilon_0 T_e}{16 e^2 T_i}} \frac{m_i}{n_{e0}}. \quad (4.32)$$

Czasy relaksacji wynikające z zależności (4.32) dla przeciętnych warunków istniejących w plazmie dyfuzyjnego łuku próżniowego są rzędu pojedynczych nanosekund. Czas ten, określony w oparciu o inny model [277] i wyrażony zależnością

$$\tau_r = \lambda_D \sqrt{\frac{m_i}{k T_e}}, \quad (4.33)$$

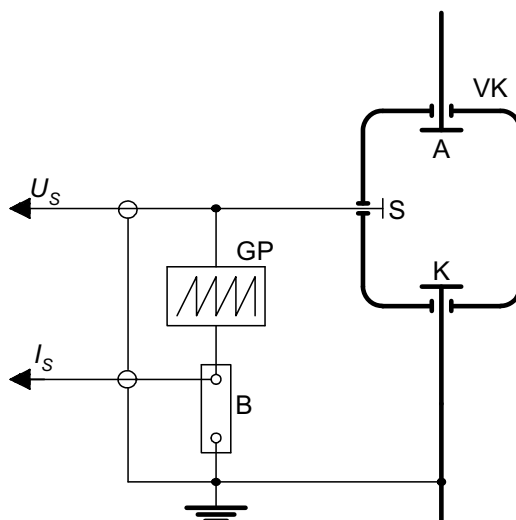
zawiera się również w tym samym zakresie. Podobne ustalenia wynikają z informacji podanych w [109], gdzie określono czas reakcji warstwy ładunku przestrzennego na napięcie przyłożone do sondy jako krótszy od 10^{-8} s. Interesujące prace teoretyczne i eksperymentalne na ten temat przeprowadzili Kamke i Rose [135] oraz Smy i Greig [277], którzy analizowali szybkość reakcji sond Langmuira na impulsową zmianę ich napięcia zasilającego. W wyniku tych prac stwierdzono, że zarówno czas reakcji sondy na zmianę impulsu napięciowego, jak i charakterystyczne czasy zmian parametrów warstwy ładunku przestrzennego przy sondzie nie przekraczały 1 μ s. Podsumowując można stwierdzić, że przy zastosowaniu sondy Langmuira do obserwacji procesów dynamicznych zachodzących w plazmie nie popełnia się istotnych błędów wynikających z szybkości zmian napięcia zasilającego sondę bądź z szybkości zmian parametrów plazmy, jeśli minimalny zakres podziałki czasu obserwacji przebiegów jest większy od 1 μ s.

Pomiar parametrów plazmy zmiennych w czasie to zagadnienie szczególnie ważne przy badaniu plazmy łuku łączeniowego w próżni, co jest m.in. przedmiotem dalszej części pracy. Pomiary takie można prowadzić przy założeniu, że stałe czasowe obserwowanych przebiegów znacznie przekraczają wartości czasu wynikające z zależności (4.32) i (4.33). Przebiegi te mogą być rejestrowane za pomocą sondy Langmuira na dwa sposoby:

- a) przy zasilaniu sondy napięciem o stałej wartości,
- b) przy zasilaniu sondy napięciem piłokształtnym.

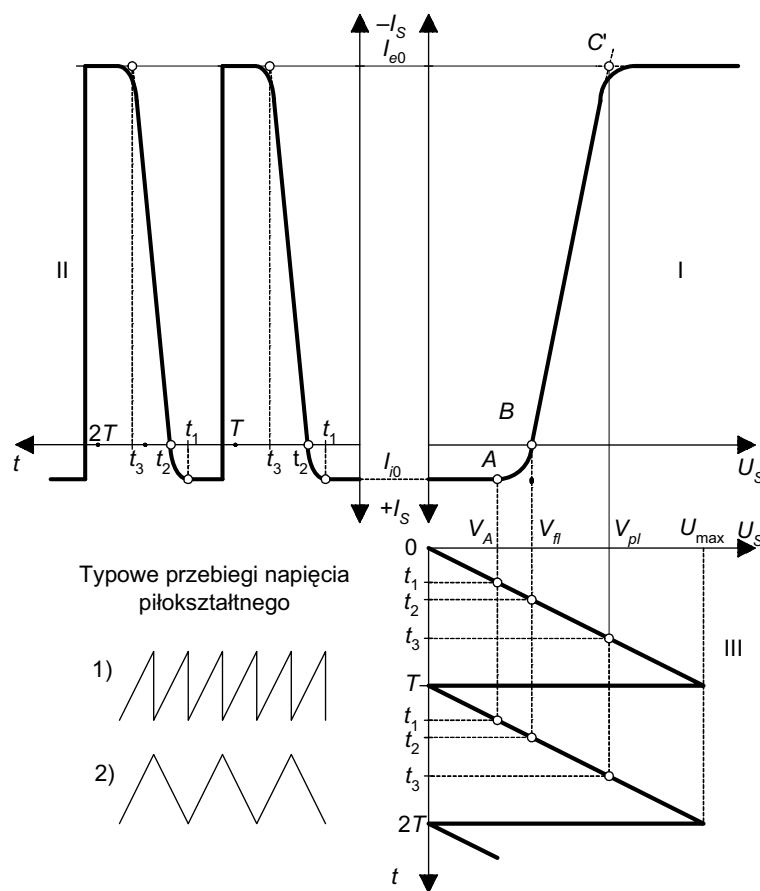
Zasilanie sondy napięciem o stałej wartości polega na tym, że dany proces jest wielokrotnie powtarzany, przy podawaniu na sondę określonej, stałej wartości napięcia podczas danego cyklu pomiarowego. Dla nastawionej wartości potencjału sondy V_S otrzymuje się jej „odpowiedź”, czyli prąd I_S , zmieniający się w czasie wraz ze zmianą parametrów plazmy. W ten sposób po wielokrotnym powtórzeniu cyklu pomiarowego można punkt po punkcie dla kolejnych wartości potencjału sondy – otrzymać zmiany jej prądu względem trzeciego parametru, czyli czasu. Taki sposób pomiaru jest jednak pracochłonny i nadaje się do obserwacji procesów o dużej powtarzalności i możliwych do cyklicznego odtwarzania.

Zasilanie sondy napięciem piłokształtnym przeprowadza się w układzie (rys. 4.5), w którym sonda jest zasilana z generatora napięcia piłokształtnego. Napięcie to zmienia się cyklicznie ze stałym okresem T (rys. 4.6, część „III”) w zakresie od zera do wartości maksymalnej U_{max} . Wartość U_{max} powinna być tak dobrana, aby przewyższała dostatecznie dużo spodziewaną wartość potencjału plazmy V_{pl} , i na tyle niska, aby nie przeciążyć sondy. Okres T należy dobrać zależnie od szybkości zmian parametrów obserwowanej plazmy tak, aby można było założyć, że w czasie T parametry te są w przybliżeniu stałe.



Rys. 4.5. Schemat układu pomiarowego przy zasilaniu sondy Langmuira napięciem piłokształtnym; GP – generator napięcia piłokształtnego, VK – próżniowa komora badawcza, A – anoda, K – katoda, S – sonda, B – bocznik prądowy, U_S – pomiar napięcia sondy, I_S – pomiar prądu sondy

Fig. 4.5. Diagram of the measuring circuit, in which the Langmuir probe is supplied with the saw-tooth voltage; GP – saw-tooth voltage generator, VK – experimental vacuum chamber, A – anode, K – cathode, S – probe, B – shunt, U_S – probe voltage measurement, I_S – probe current measurement



Rys. 4.6. Ilustracja pomiaru parametrów plazmy za pomocą sondy Langmuira zasilonej napięciem piłokształtnym; I – charakterystyka sondy, II – przebieg prądu sondy, III – przebieg napięcia zasilającego, 1) i 2) – dwa rodzaje stosowanych zwykle piłokształtnych napięć zasilających

Fig. 4.6. Illustration of plasma parameter measurement using the Langmuir probe supplied with the saw-tooth voltage; I – probe characteristic, II – probe current flow, III – supplying voltage flow, 1) and 2) – two kinds of the typical saw-tooth probe supply voltages

Liniowa zmiana napięcia w zakresie od zera do U_{max} (rys. 4.6, III) daje „odpowiedź” sondy, której prąd I_S (rys. 4.6, II) zmienia się od jonowego prądu nasycenia I_{j0} do elektronowego prądu nasycenia I_{e0} . Ustalenie charakterystycznych punktów odpowiadających czasom t_1, t_2, t_3 uzyskanych przebiegów prądu I_S i napięcia sondy U_S umożliwia obliczenie parametrów plazmy z wykorzystaniem zależności podanych w p. 4.2.2.3. Zwykle stosuje się dwa rodzaje przebiegu napięcia piłokształtnego, zilustrowane schematycznie w prawym dolnym rogu rysunku 4.6. Zaletą przebiegu 1) jest większa czytelność przebiegu prądu sondy, wadą natomiast jest duża stromość opadającego zbocza napięcia, co może być źródłem zakłóceń, związanych

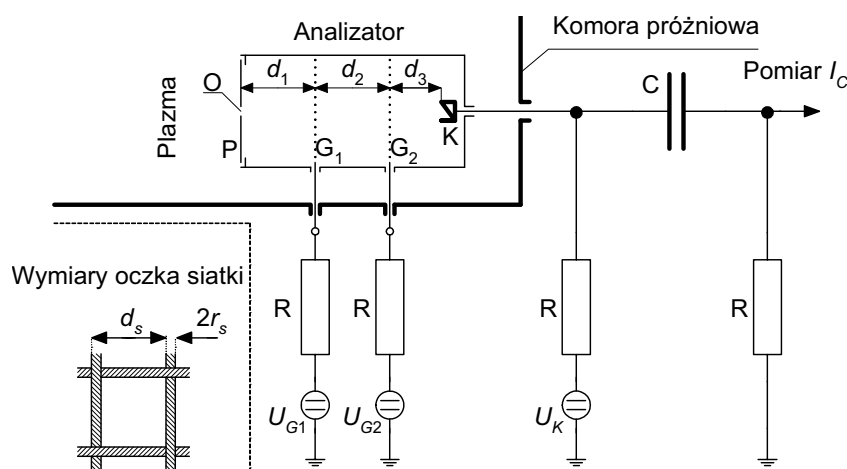
z indukowaniem się przebiegów przejściowych wskutek znacznej wartości dI_s/dt . Wady tej nie ma przebieg 2), lecz przy tej samej stromości dU_s/dt , w określonym czasie pomiaru przebieg ten zawiera jedynie połowę liczby cykli pomiarowych przebiegu 1). Układy pomiarowe z sondą Langmuira zasilaną napięciem piłokształtnym znane są w literaturze [200, 237, 259] i były wykorzystane w prezentowanej pracy.

4.3. Analizatory pola opóźniającego (analizatory energii cząsteczek)

4.3.1. Podstawowe wiadomości

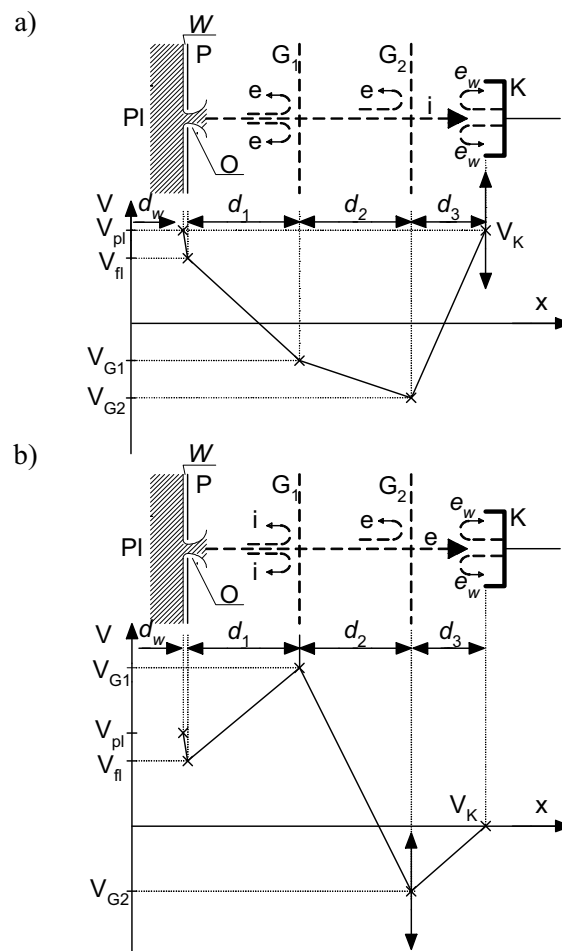
Analizator pola opóźniającego (*retarding field analyser, RFA*) jest przyrządem służącym do pomiaru rozkładu energii cząsteczek naładowanych (elektronów i jonów) w plazmie. Istnieją różne konstrukcje analizatorów znane z literatury [3, 110, 195, 200, 237, 241–244, 260, 259], budowane zwykle do określonych zadań badawczych i przystosowane do konkretnych stanowisk pomiarowych. Wszystkie one wykorzystują podobną ideę pomiaru, która polega na:

- odseparowaniu badanego rodzaju cząsteczek od cząsteczek o ładunku przeciwnym,
- pomiarze rozkładu energii badanych cząsteczek poprzez „spowalnianie” ich w wytworzonym w tym celu polu elektrycznym o nastawianych, odpowiednio dobranych wartościach.



Rys. 4.7. Przekrój i układ połączeń wybranego układu analizatora pola opóźniającego; P – przysłona, O – otwór wejściowy, G_1 , G_2 – siatki, K – kolektor, d_1 , d_2 , d_3 – odległości rozmieszczenia siatek względem przysłony i kolektora, R – rezystory, C – kondensator, U_{G1} , U_{G2} , U_K – źródła napięcia do ustalenia odpowiednio potencjału siatek V_{G1} i V_{G2} oraz kolektora V_K

Fig. 4.7. Cross section and measuring circuit of a retarding field analyser; P – diaphragm, O – input orifice, G_1 , G_2 – grids, K – collector, d_1 , d_2 , d_3 – distances between respective grids and collector, R – resistors, C – capacitor, U_{G1} , U_{G2} , U_K – supply voltages for adjusting grid potentials V_{G1} i V_{G2} as well as collector V_K respectively



Rys. 4.8. Ilustracja dwóch trybów pracy analizatora pola opóźniającego z rys. 4.7: a) praca w trybie analizy prądu jonowego, b) praca w trybie analizy prądu elektronowego; W – warstwa ładunku przestrzennego przy przysłonie analizatora znajdującej się na potencjale swobodnym V_{fl} , d_w – grubość warstwy W , e_w – elektrony emisji wtórnej, PI – badana plazma, x – odległość; pozostałe oznaczenia jak na rys. 4.7

Fig. 4.8. Illustration of two RFA operation modes, according to Fig. 4.7: a) ion operation mode, b) electron operation mode; W – sheath formed by the space charge close to the aperture plate, being on the floating potential V_{fl} , d_w – thickness of the sheath W , e_w – second emission electrons, PI – examined plasma, x – distance; other symbols like in Fig. 4.7

Jedno z możliwych rozwiązań analizatora [110, 200, 237, 259] przedstawiono na rysunku 4.7. Analizator jest niewielkim, metalowym pojemnikiem, zwykle cylindrem, do którego wejście osłonięte jest przysłoną P z małym otworem O, przez który badana plazma przedostaje się do wnętrza. Na drodze pomiędzy otworem wlotowym O a kolektorem K znajduje się układ siatek (na rys. 4.7 są to dwie siatki G_1 i G_2), zasilonych

z zewnątrz niezależnymi źródłami napięcia stałego w celu nadania im określonego potencjału. Cząsteczki przedostające się do wnętrza analizatora muszą pokonać bariery potencjału wytworzone przez siatki, aby dotrzeć do kolektora. Kolektor K, wykonany zwykle w postaci kubka Faradaya, służy do absorpcji cząsteczek, które przedostały się przez układ siatek. Może on być, podobnie jak siatki, zasilony źródłem zewnętrznym (rys. 4.7) lub posiadać potencjał elektrody odniesienia. Prąd kolektora mierzy się w zewnętrznym układzie elektrycznym, często z zastosowaniem filtra dolnoprzepustowego, jak to zilustrowano na rysunku 4.7. W niektórych wersjach analizatorów [237] przysłona P posiada swój własny potencjał i pełni rolę dodatkowej siatki, separując ładunek określonego rodzaju.

W analizatorach wyróżnia się dwa podstawowe tryby pracy:

a) *kolekcji i analizy prądu jonowego* (rys. 4.8a) (*ion RFA operation mode*), gdy układ siatek (oraz ewentualnie przysłona) służy do separacji prądu elektronowego, a kolektor mierzy prąd jonowy. W układzie jak na rysunku 4.7 do separacji elektronów służą ujemne potencjały dwóch siatek G_1 i G_2 (rys. 4.8a), natomiast dodatni, nastawiany potencjał kolektora służy do wyhamowania jonów i analizy ich energii. Dzięki ujemnej wartości potencjału siatki G_2 względem kolektora, elektrony emisji wtórnej e_w zawracane są do kolektora. Uzyskuje się przez to zmniejszenie błędu pomiarowego.

b) *kolekcji i analizy prądu elektronowego* (rys. 4.8b) (*electron RFA operation mode*), w którym do kolektora dociera sygnał elektronowy, natomiast jony separowane są dodatnim potencjałem siatki G_1 , o wartości przekraczającej potencjał plazmy. Ujemny potencjał siatki G_2 o nastawianej wartości służy do wyhamowania elektronów i analizy ich energii. Kolektor posiada w tym przypadku potencjał elektrody odniesienia. Ujemny potencjał siatki G_2 w stosunku do potencjału kolektora, podobnie jak w przypadku z rysunku 4.8a, jest ważny ze względu na eliminację prądu emisji wtórnej.

Opisany analizator jest jednym z możliwych, przykładowym rozwiązaniem, stosowanym m.in. w badaniach opisanych w prezentowanej pracy. Analizator ten był używany w pracy przede wszystkim do badania sygnału jonowego (rys. 4.8a) i dlatego główny nacisk jest położony tu na ten tryb pracy przyrządu.

4.3.2. Charakterystyka analizatora w trybie kolekcji i analizy prądu jonowego

Przy założeniu całkowitej (idealnej) separacji elektronów, prąd jonowy docierający do kolektora przy jego zerowym potencjale ($V_K = 0$) jest jego prądem nasycenia I_{K0} . Na charakterystyce sondy Langmuira (rys. 4.4) prąd ten odpowiada prądowi nasycenia jonowego I_{j0} , lecz nie jest mu równy, nawet gdyby powierzchnie sondy A_S i kolektora A_K były sobie równe. Prąd I_{K0} jest bowiem dodatkowo zależny m.in. od powierzchni otworu wlotowego O (rys. 4.7), transparencji siatek δ_G :

$$\delta_G = \frac{(d_s - 2r_s)^2}{d_s^2}, \quad (4.34)$$

przy czym oznaczenia d_S i r_S zilustrowano na rysunku 4.7. Ponieważ jony poruszają się ruchem dryfowym, nie można założyć ich prostoliniowego ruchu prostopadle do siatek i kolektora, jak to przedstawiono na rysunku 4.8a. Z tego powodu część jonów wpadających do analizatora nie dociera do kolektora [61, 195, 237]. Problemy te analizowali niegdyś konstruktorzy lamp elektronowych [61]. W efekcie w celu określenia wpływu wymienionych tu czynników na wartość prądu kolektora wprowadzono umowną stałą dla danego analizatora wielkość A [237], która reprezentuje zastępczy parametr transparentności prądu jonowego w analizatorze. Gdyby wszystkie jony wpadające do wnętrza obudowy analizatora były skierowane wzdłuż osi x (rys. 4.8), czyli gdyby wektor prędkości dryfowej jonów $v_{Di} = v_{Dis}$, wówczas parametr A posiadałby swą największą wartość A_{\max} :

$$A_{\max} = A_O \cdot \delta_{G1} \cdot \delta_{G2}. \quad (4.35)$$

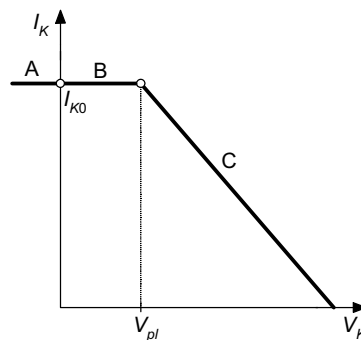
Ze względu na to, że jony poruszają się ruchem dryfowym, w praktyce zachodzi relacja

$$A \leq A_{\max}. \quad (4.35a)$$

Przy założeniu idealnego odseparowania elektronów przez siatki analizatora, prąd jonowy kolektora znajdującego się na potencjale zerowym ($V_K = 0$) jest nazywany jonowym prądem nasycenia I_{K0} i wyraża się zależnością [110, 195, 237, 241, 259]:

$$I_{K0} = Z e n_{i0} v_{Disr} A. \quad (4.36)$$

Pomiar parametrów prądu jonowego analizatora odbywa się *na drodze* ich wyhamowania potencjałem kolektora V_K bądź potencjałem ostatniej siatki (punkt 4.3.1). Otrzymuje się w ten sposób zależność $I_K = f(V_K)$, nazywaną charakterystyką analizatora. Idealizowany przebieg takiej charakterystyki (rys. 4.9) składa się z trzech stref: A, B i C.



Rys. 4.9. Idealizowana charakterystyka prądu jonowego, mierzonego na kolektorze analizatora pola opóźniającego, jako funkcja potencjału kolektora $I_K = f(V_K)$; wyjaśnienia oznaczeń w tekście

Fig. 4.9. The idealised characteristic of ion current measured on the RFA collector as function of the collector potential $I_K = f(V_K)$; explanation of symbols in the text

Strefy A i B to zakres, w którym prąd analizatora jest teoretycznie równy jego prądowi nasycenia, a potencjał kolektora nie ma wpływu na wartość jego prądu. Zależność ta wynika stąd, że jony docierające do kolektora posiadają energię kinetyczną zdolną pokonać potencjał plazmy V_{pl} , od której zostały odseparowane przez potencjały siatek bądź otworu wlotowego. Dlatego zmiana potencjału kolektora w zakresie $V_K \leq V_{pl}$ nie ma teoretycznie wpływu na prąd kolektora, gdyż w tych warunkach wszystkie jony posiadają energię spełniającą warunek:

$$E_i \geq ZeV_{pl} \quad (4.37a)$$

i teoretycznie wszystkie docierają do kolektora. Jeżeli jednak taka zmiana jest zauważalna, świadczy to o niecałkowitym odseparowaniu prądu elektronowego bądź o zbyt wysokiej wartości ujemnego potencjału siatek, oddziałującego przyspieszająco na jony.

Strefa C to zasadniczy zakres pomiarowy analizatora. Zwiększenie potencjału kolektora V_K ponad potencjał plazmy V_{pl} ($V_K \geq V_{pl}$) powoduje, że jedynie jony o energiach

$$E_i \geq Ze V_K \geq Ze \cdot V_{pl} \quad (4.37b)$$

osiągają kolektor, stanowiąc jego prąd. Prąd kolektora dla zakresu C jest więc funkcją rozkładu energii jonów $f(E_i)$ i wyraża się zależnością [110, 195, 237, 241, 259]:

$$I_K = \frac{2ZeAn_i}{m_i v_{Di}} \int_{E_i = ZeV_K (V_K \geq V_{pl})}^{\infty} f(E_i) dE_i. \quad (4.38)$$

Funkcja $f(E_i)$ opisuje rozkład względnej liczebności jonów w funkcji ich energii E_i [110]. Zależność (4.38) można przekształcić do postaci

$$\frac{dI_K}{dE_i} = \frac{2ZeAn_i}{m_i v_{Di}} f(E_i), \quad (4.39)$$

przy czym

$$dE_i = d[ZeV_K] = Ze \cdot dV_K, \quad (4.39a)$$

przy założeniu stałości potencjału plazmy V_{pl} . Stąd

$$\frac{dI_K}{dV_K} = \frac{2(Ze)^2 An_i}{m_i v_{Di}} f(E_i). \quad (4.39b)$$

Ponieważ energia termiczna jonów w plazmie łuku próżniowego nie przekracza 1 eV i jest wielokrotnie mniejsza od energii kinetycznej (rozdział 2), można założyć, że całkowita energia jonów jest w przybliżeniu równa energii kinetycznej (skierowa-

nej). Przy tym założeniu średnią prędkość skierowaną (dryfową) jonów odpowiadającą danemu potencjałowi V_K można obliczyć z zależności

$$v_{Di} = \sqrt{\frac{2ZeV_K}{m_i}}. \quad (4.40)$$

W szczególności podstawiając jako V_K :

- a) $V_K \leq V_{pl}$ – otrzymuje się dolną granicę prędkości dryfowej v_{Di0} wszystkich jonów w plazmie, odpowiadającą jonowemu prądowi nasycenia I_{K0} (4.36),
- b) $V_K = V_{Ksr}$ – otrzymuje się średnią wartość prędkości skierowanej jonów v_{Ksr} ,
- c) $V_K = V_{Kmax}$ – otrzymuje się maksymalną wartość prędkości skierowanej jonów v_{Kmax} .

Potencjał V_{Ksr} jest wyznaczany na podstawie przebiegu funkcji rozkładu energii jonów $f(E_i)/E_i$, przy czym V_{Ksr} odpowiada maksimum tego rozkładu. Funkcję tę otrzymuje się, dzieląc stronami zależność (4.39b) przez prąd nasycenia kolektora I_{K0} (4.36):

$$\frac{d \frac{I_K}{I_{K0}}}{dV_K} = \frac{2Ze}{m_i v_{Di}^2} f(E_i) = Ze \frac{f(E_i)}{E_i} = c_i \frac{f(E_i)}{E_i}. \quad (4.41)$$

Zależności (4.38)–(4.41) pozwalają na oszacowanie zarówno energii jonów docierających do kolektora, jak i rozkładu tej energii oraz określenie energii i prędkości najbardziej prawdopodobnej $v_{Di sr}$. Wykres odpowiadający równaniu (4.41) jest często wykorzystywany do ilustracji rozkładu $f(E_i)$ i do określenia jego wybranych parametrów [237, 259, 260].

4.3.3. Zagadnienie dokładności pomiarów z użyciem analizatora

Dokładność pomiaru analizatorem jest związana bezpośrednio z jego konstrukcją, a przede wszystkim z rozmiarami niektórych elementów analizatora w odniesieniu do parametrów badanej plazmy, głównie do długości Debye'a λ_D (4.3). Zagadnienia te są przedmiotem wielu szczegółowych analiz, zawartych m.in. w pracach Prokopenki, Laframboise'a i Goodingsa [241–244] oraz w pracy [237]. Obserwacje tych problemów w odniesieniu do plazmy łuku wielkoprądowego w próżni zostały omówione w pracach [200, 237, 259, 260]. Na uwagę zasługują dwa podstawowe zagadnienia:

- a) wielkość otworu wlotowego O do analizatora (rys. 4.7),
- b) rozmiar użytych siatek z punktu widzenia skuteczności separacji i spowalniania cząsteczek.

Wielkość otworu wlotowego charakteryzowana jest pewnym typowym rozmiarem ϕ , za który przyjmuje się zwykle średnicę, jeśli otwór jest kołem, lub szerokość, jeśli jest to szczelina. Rozmiar ten posiada swą krytyczną wartość ϕ_{kr} , poniżej której, czyli dla

$$\phi < \phi_{kr}, \quad (4.42)$$

otwór jest „niewidoczny” dla plazmy otaczającej przysłonę, tzn. warstwa ładunku przestrzennego o grubości d_w (rys. 4.8) przy powierzchni przysłony jest równomierna. Jeśli przysłona jest na potencjale swobodnym, grubość d_w szacuje się jako równą [237]:

$$d_w \approx 10\lambda_D, \quad (4.42a)$$

natomiast

$$\phi_{kr} \approx (1-2) d_w. \quad (4.43)$$

Zakłada się, że w tych warunkach pole elektryczne wytworzone wewnątrz obudowy analizatora nie oddziałuje na plazmę poza nią. Dla

$$\phi > \phi_k \quad (4.44)$$

otwór O (rys. 4.7) jest na tyle duży, że na jego obrzeżach występuje „efekt krawędzi” (*edge effect*) [237], a otaczająca plazma swobodnie przedostaje się do wnętrza analizatora. W tym przypadku przysłona pełni jedynie rolę ogranicznika ilości plazmy przedostającej się do analizatora, separując jego wnętrze od bezpośredniego oddziaływania czynników zewnętrznych [200, 259, 260].

Rozmiar użytych siatek ma przede wszystkim wpływ na ich transparencję (4.34) i skuteczność separacji ładunku. Znajomość podstaw teoretycznych tych zagadnień i ich analiza była niegdyś niezbędna przy opracowaniu podstaw funkcjonowania lamp elektronowych [61] i niektóre z tamtych zależności można odnieść do funkcjonowania siatek w analizatorze. Skuteczność separacji ładunku elektronowego przez siatki bądź szczelinę przysłony w plazmie wyładowania próżniowego była przedmiotem licznych prac [237, 241–243]. Opisujące je zależności teoretyczne cechuje znaczna złożoność. Dlatego w wielu badaniach [200, 259, 260] łuku elektrycznego w próżni, przy dużej niejednorodności i zmienności plazmy w czasie, bazuje się na obserwacjach eksperymentalnych. Jako charakterystyczny wymiar siatki przyjmuje się rozmiar jej oczka $d_s - 2r_s$ (rys. 4.7) i odnosi się go do długości Debye’a λ_D . Rozmiary siatki są również związane z równomiernością rozkładu wytwarzanego przez nią potencjału [61, 237]. Z zależności podanych w pracach [61, 237] wynika, że w odległości $d \approx 5\lambda_D$ potencjał wytworzony przez drucik siatki lub krawędź szczeliny spada do ok. 20–30% zadanej wartości. Teoretyczno-eksperymentalna analiza [237] omawianych zależności wskazuje na to, że wymiar $d_s - 2r_s$ powinien spełniać warunek:

$$d_s - 2r_s < 3\lambda_D, \quad (4.45)$$

natomiast odległości pomiędzy poszczególnymi siatkami (d_1 , d_2 , d_3 , rys. 4.7 i 4.8) powinny spełniać odpowiednio warunki:

$$d_1 < 10\lambda_{D1}; d_2 < 10\lambda_{D2}; d_3 < 10\lambda_{D3}, \quad (4.46)$$

przy czym λ_{D1} , λ_{D2} , λ_{D3} są długościami Debye'a w odpowiednich przestrzeniach d_1 , d_2 i d_3 analizatora. Sposób wykorzystania omówionych warunków będzie częściowo przedmiotem rozważań w dalszej części pracy.

5. Pomiary parametrów plazmy łuku próżniowego za pomocą sond elektrycznych

5.1. Informacje wstępne

Przez sondy elektryczne będą rozumiane w dalszej części tego opracowania zasadniczo dwa rodzaje sond, omówionych w rozdziale 4: sonda Langmuira oraz analizator pola opóźniającego (*retarding field analyser, RFA*). Pomiar parametrów plazmy łuku próżniowego przy użyciu sond Langmuira zajmowało się wielu badaczy [3, 9, 39, 40, 56, 98, 110, 111, 135, 137, 183, 192, 200, 231, 237, 259, 260, 271, 276, 277]. Istotnymi parametrami w zastosowaniach sond elektrycznych, opisanych w tych badaniach, są:

- rodzaj badanego łuku próżniowego (wyładowanie stabilne w plazmotronie/łuk łączeniowy),
- rodzaj prądu łuku (stały/przemienny),
- wartość prądu łuku.

W znacznej części znanych z literatury prac badania dotyczą łuku prądu stałego o umiarkowanych wartościach, zawierających się w zakresie od kilkudziesięciu do ok. 250 A, palącego się stabilnie [39, 40, 56, 98, 110, 111, 183, 192, 271, 276]. Inną grupę prac stanowią badania łuku łączeniowego [9, 98, 137, 200, 231, 259, 260]. Ważnymi zagadnieniami ze względu na dokładność pomiaru parametrów plazmy łuku łączeniowego są:

- dobór wielkości sondy,
- dobór odległości dzielącej sondę od łuku,
- dobór osłony sondy od bezpośredniego wpływu łuku elektrycznego; przez bezpośredni wpływ rozumie się tu zarówno pole elektromagnetyczne łuku, jak i zaburzenia w przestrzennym rozkładzie plazmy w przestrzeni międzystykowej i w jej sąsiedztwie; zaburzenia te mogą mieć wpływ na wartość potencjału swobodnego V_{fl} i potencjału plazmy V_{pl} (rys. 4.4).

Wiele pozycji literatury [3, 67, 68, 110, 134, 200, 237, 241–244, 259, 260] dotyczy zastosowania analizatora RFA do badań plazmy łuku próżniowego. Badano w nich przede wszystkim parametry łuku łączeniowego o znacznych wartościach

prądu, przy czym jednym z poruszanych problemów było zagadnienie separacji ładunku przez siatki analizatora w plazmie łuku próżniowego [110, 200, 237, 259, 260].

Celem tego rozdziału jest przedstawienie wybranych rezultatów badań parametrów plazmy łączeniowego łuku próżniowego z zastosowaniem sond elektrycznych oraz dyskusja ich poprawności i dokładności. Przedstawione wyniki badań dotyczą zastosowania różnych układów pomiarowych, omówionych w rozdziale 4.2, do badań wyładowań łukowych w próżni przy prądach łuku o kształcie pełnej półfali prądu sinusoidalnego oraz półfali uciętej impulsem przeciwpądu. Opisane badania są wynikiem wieloletnich prac autora. Niektóre ich wyniki były przedmiotem własnych publikacji autora [143, 146–150, 154, 155, 163] oraz publikacji wspólnych z innymi uczestnikami zespołu badawczego [93, 152, 164–170, 177, 180, 200, 296, 297]. Część opisanych badań jest efektem prac, wykonanych przez autora podczas stażu naukowego w Instytucie Aparatów Elektrycznych na Uniwersytecie Technicznym w Braunschweigu, w zespole kierowanym przez profesora Manfreda Lindmayera. W Braunschweigu autor wykonał badania, opisane w punktach 5.2 i 5.3, z zastosowaniem komory 3 (tab. 5.1) i sondy w kształcie kubka Faradaya (SKN i SKO, tab. 5.2, analizator z rys. 5.4), a ich wybrane wyniki zamieszczono w tej pracy za zgodą profesora Lindmayera. Efekty tych badań są częściowo opisane w referacie [200]. Autor chciałby w tym miejscu złożyć podziękowanie profesorowi Manfredowi Lindmayerowi i dr. Carstenowi Rustebergowi oraz innym kolegom z Uniwersytetu Technicznego w Braunschweigu za owocną współpracę i życzliwość podczas pobytu w ich Uczelni.

5.2. Pomiary przy użyciu sondy Langmuira

5.2.1. Opis konstrukcji zastosowanych sond

Badania wykonano w trzech różnych laboratoryjnych, rozbieralnych komorach próżniowych, których podstawowe dane zestawiono w tabeli 5.1. Zastosowano kilka różnych konstrukcji sond Langmuira (tabela 5.2).

Sonda płaska nieosłonięta. Najprostsza konstrukcja tej sondy jest przedstawiona na rysunku 5.1, przy czym zastosowano sondy o dwóch średnicach $2R_S$ i odległościach od krawędzi styków l_S , podanych w tabeli 5.2. Sondy te oznaczono dalej SPN1 i SPN2, odpowiednio dla średnic 3 mm i 8 mm. Inna konstrukcja sondy płaskiej to kolektor K analizatora RFA (rys. 5.2), w którym wymontowane zostały wszystkie trzy siatki G1, G2 i G3 oraz zdjęta przysłona P na wejściu analizatora (rys. 5.2). Otwór wlotowy analizatora skierowany był w stronę środka układu stykowego tak, że powierzchnia kolektora K była ustawiona prostopadle do powierzchni styków. Sondę tę oznaczono dalej jako SPN3 (tab. 5.2).

Tabela 5.1. Podstawowe dane komór badawczych, w których prowadzono pomiary plazmy łuku próżniowego z zastosowaniem sond elektrycznych

Table 5.1. Basic parameters of experimental chambers in which the measuring of vacuum arc plasma parameters, using electrical probes, were performed

Wyszczególnienie	Komora 1	Komora 2	Komora 3
Materiał styków	Cu (OFHC)	Cu (OFHC)	CuCr 75/25
Kształt styków	płaskie	płaskie	spiralne
Średnica styków	30 mm	20 mm	62 mm
Średnia prędkość ruchu styków	0,4 m/s	0,8 m/s	1,8 m/s
Końcowy odstęp międzystykowy	2,5 mm	nastawiany w zakresie (2–6) mm	12 mm
Przebieg prądu łuku	półfala 30 i 50 Hz	półfala 30 Hz	półfala 50 Hz
Możliwość nastaw amplitudy prądu łuku	(0–800) A	(0–800) A	(0–15 000) A
Ciśnienie robocze	$(2–5) \times 10^{-4}$ Pa	$(3–5) \times 10^{-3}$ Pa	$(1–2) \times 10^{-5}$ Pa

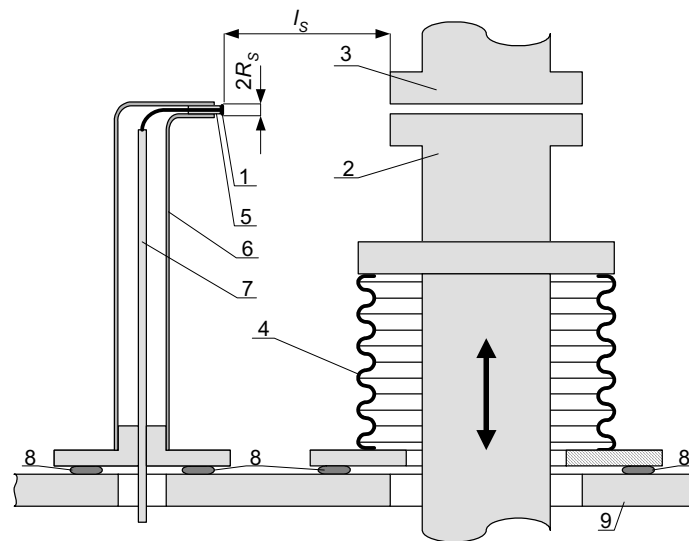
Tabela 5.2. Zestawienie sond Langmuira użytych w omówionych badaniach z podaniem numerów komór, w których je zastosowano, wraz z danymi dotyczącymi powierzchni czynnej sondy A_S i jej odległości od krawędzi styków l_S

Table 5.2. Statement of Langmuir probes used in the reported investigations, with the indication of: identification number of experimental chambers in which the probe was applied, the probe area A_S and the distance l_S between the probe and the contact range

Rodzaj sondy	Komora 1 (tab. 5.1)	Komora 3 (tab. 5.1)	Średnica sondy $2R_S$ [mm]	Powierzchnia czynna sondy A_S [mm ²]	Średnica otworu przysłony [mm]	Odległość od krawędzi styków l_S [mm]
SPN1	tak	–	3	7,06	–	30
SPN2	tak	–	8	50,3	–	30
SPN3	tak	–	12,4	120,8	–	35
SPO1	tak	–	8	50,3	2	30
SPO2	tak	–	12,4	120,8	1	35
SKN	–	tak	6	28,3	–	130
SKO1	–	tak	6	28,3	1	130
SKO2	–	tak	6	28,3	1	50
SKO3	–	tak	6	28,3	3	50

Sonda płaska osłonięta. Zastosowano dwie konstrukcje takiej sondy. Pierwsze rozwiązanie przedstawiono na rysunku 5.3, gdzie osłonę sondy od bezpośredniego działania łuku stanowi szklana szyjka, z otworem wlotowym skierowanym w stronę palącego się łuku. Sondę tę oznaczono dalej jako SPO1 (tab. 5.2). Inną

konstrukcją sondy płaskiej osłoniętej był kolektor analizatora RFA z rysunku 5.2, w którym wymontowano wszystkie siatki, lecz zamontowano przysłonę P. Zaletą tej konstrukcji była możliwość prostej zmiany średnic otworów wlotowych O, przez wstawienie odpowiedniej przysłony P. Sondę tę oznaczono dalej jako SPO2 (tab. 5.2).

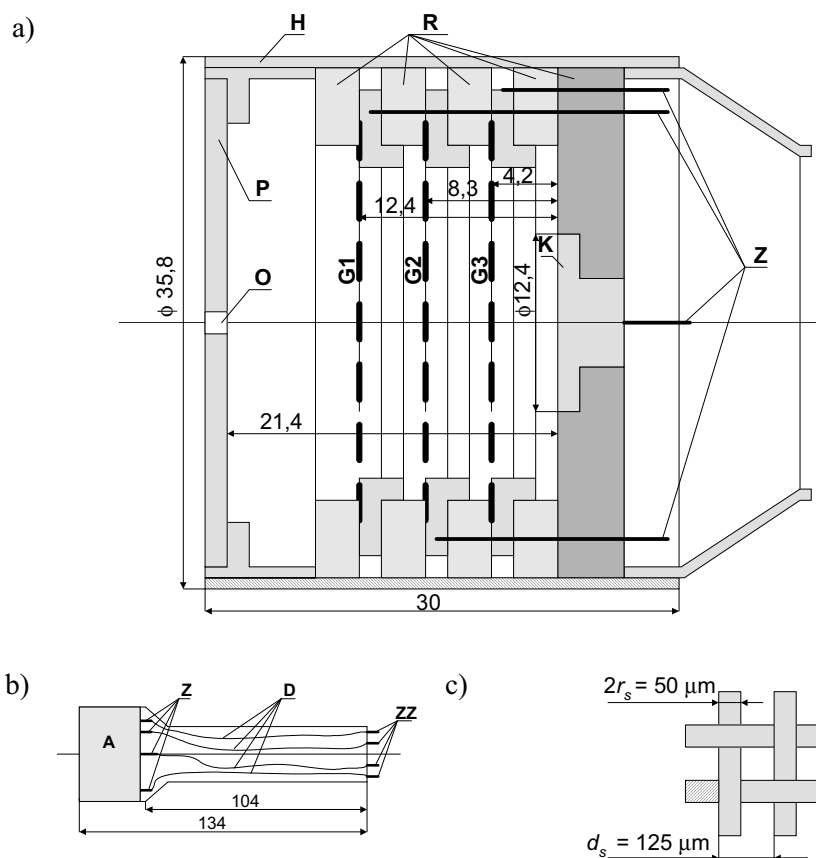


Rys. 5.1. Szkic przedstawiający budowę i usytuowanie płaskiej, nieosłoniętej sondy Langmuira względem układu stykowego wewnątrz komory badawczej; 1 – powierzchnia czynna sondy, 2, 3 – styki: ruchomy i nieruchomy, 4 – mieszek sprężysty, 5 – izolacja teflonowa, 6 – osłona szklana, 7 – przepust elektryczny próżnioszczelny, 8 – uszczelki układu próżniowego, 9 – fragment obudowy komory badawczej. Fotografie tej sondy przedstawiono na rysunku 6.7

Fig. 5.1. Sketch diagram of the construction and the placement of the flat, not shielded Langmuir probe inside the vacuum chamber; 1 – collecting area of the probe, 2, 3 – arcing contacts: movable and fix, 4 – syphon bellows, 5 – teflon insulation, 6 – glass shield, 7 – electrical vacuum pass, 8 – vacuum seal, 9 – part of the vacuum chamber housing. The photograph of this probe is shown in Fig. 6.7

Sonda nieosłonięta w kształcie kubka Faradaya była kolektorem analizatora RFA, przedstawionego na rysunku 5.4, w którym wymontowano wszystkie trzy siatki i przysłonę P. Sondę tę oznaczono dalej jako SKN (tab. 5.2).

Sonda osłonięta w kształcie kubka Faradaya była również kolektorem analizatora RFA, przedstawionego na rysunku 5.4, w którym wymontowano wszystkie trzy siatki, lecz pozostawiono przysłonę P. Sondę tę oznaczono dalej jako SKO (tab. 5.2).



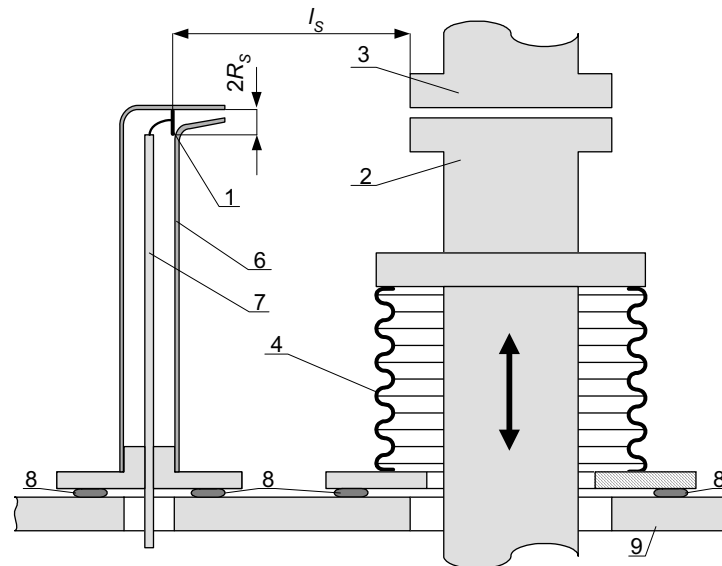
Rys. 5.2. Analizator RFA z kolektorem płaskim; a) budowa głowicy A analizatora, b) szkic całego analizatora z głowicą A, c) wymiary siatek; H – obudowa wykonana z konwaru (Fe+Ni+Co), P – przysłona, O – otwór wlotowy, G1, G2, G3 – siatki (stal nierdzewna), K – kolektor (stal nierdzewna), R – pierścienie porcelanowe, Z – zaciski wewnętrzne kolektora i siatek, D – przewody łączące, ZZ – zaciski zewnętrzne próżnioszczelne; wymiary na rysunkach a) i b) w mm.

Fotografię analizatora przedstawiono na rysunku 6.8

Fig. 5.2. Analyser RFA with the flat collector; a) construction of the head A, b) sketch of whole analyser with the head A, c) grid dimensions; H – housing made from Fe+Ni+Co alloy, P – aperture plate (diaphragm), O – orifice, G1, G2, G3 – grids (stainless steel), K – collector (stainless steel), R – ceramic rings, Z – inside contacts of grids and collector, D – wires, ZZ – outside contacts, vacuum leakproof; dimensions in Fig. a) and b) in mm. The photography of the analyser is shown in Fig. 6.8

Pomiary omówione w tym rozdziale przeprowadzono w komorach 1 i 3 (tabela 5.1). Parametry komory 1 są reprezentatywne dla komór łączników próżniowych niskiego napięcia, podczas gdy komora 3 odpowiada swymi parametrami łącznikom próżniowym wysokiego napięcia. Komora 2, wymieniona w tabeli 5.1 była wykorzy-

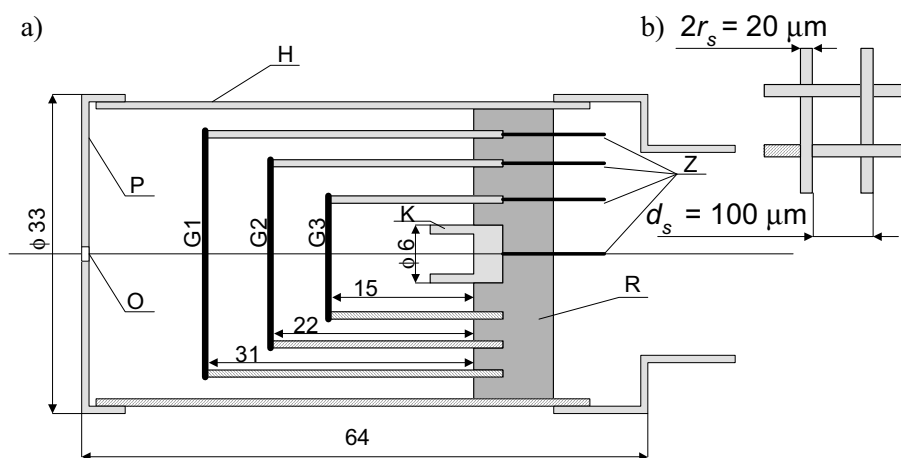
stana do badań zachowania się łuku w zewnętrznym polu magnetycznym, omówionych w rozdziale 7.



Rys. 5.3. Szkic przedstawiający budowę i usytuowanie płaskiej, osłoniętej sondy Langmuira względem układu stykowego wewnątrz komory badawczej; wszystkie oznaczenia jak na rys. 5.1.
Fig. 5.3. Sketch diagram of the construction and the placement of the flat, shielded Langmuir probe inside the vacuum chamber; all symbols like in Fig. 5.1.

Sonda z rysunku 5.2, która była równocześnie analizatorem pola opóźniającego, została zaprojektowana przez autora i wykonana w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej. Sonda z rysunku 5.4, to sonda używana w Uniwersytecie Technicznym w Braunschweigu. Sondy z rysunków 5.1 i 5.3 zostały zaprojektowane przez autora i wykonane w laboratorium Instytutu Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej.

Ważnym szczegółem konstrukcyjnym sond jest to, aby kontakt sondy z plazmą ograniczał się jedynie do aktywnej części przyrządu. Dlatego powierzchnie boczne sond powinny być szczelnie osłonięte materiałem izolacyjnym, zwykle szkłem, ceramiką lub teflonem, co jest w pewnym stopniu widoczne na rysunkach 5.1–5.4. Ponadto, jeśli wskutek napylenia osłon izolacyjnych sondy w plazmie prąd upływnościowy sondy przekracza określoną wartość, osłona ta powinna być wymieniona. W tabeli 5.2. wyszczególniono, do których z wymienionych w tabeli 5.1 komór próżniowych były przystosowane i w których komorach użyto opisane sondy.



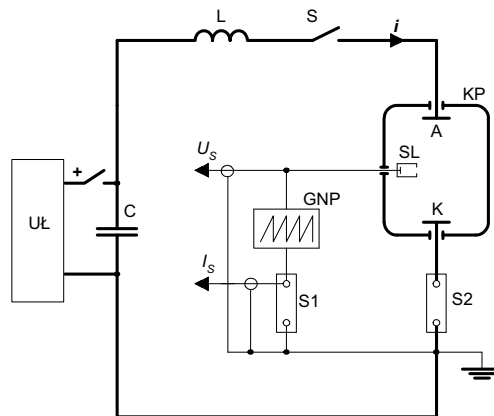
Rys. 5.4. Analizator RFA z kolektorem w kształcie kubka Faradaya (a) oraz rozmiar siatek (b); kolektor i siatki wykonane z niklu, obudowa H i przysłona P z mosiądzu; R – teflonowy pierścień mocujący; pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.2; wymiary na rys. a) w mm

Fig. 5.4. Analyser RFA with collector made as Faraday cap (a) and grids dimensions (b); collector and grids made from nickel, housing H and aperture plate P from brass; R – constructional ring made from teflon; further symbols like in Fig. 5.2; all dimensions in Fig. a) are in mm

Różnorodność użytych i opisanych w pracy konstrukcji sond wynika z wieloletnich badań autora, wykonanych w różnym czasie i niejednokrotnie w odmiennych warunkach. Konstrukcje sond wynikały z konieczności przystosowania ich nie tylko do wymogów wynikających z teorii Langmuira, lecz i do uwarunkowań technicznych istniejących w komorach próżniowych, w których prowadzono badania. Stanowią one również obraz poszukiwań optymalnego rozwiązania sondy do pomiarów plazmy łuku próżniowego i uzasadnienie ostatecznego wyboru sondy użytej w dalszych badaniach, opisanych w rozdziałach 6 i 7. Choć niektóre z otrzymanych wyników mogą być trudne do bezpośredniego wzajemnego porównania, to przedstawione rezultaty umożliwiają wyciągnięcie wielu wniosków praktycznych i dają obraz zachowania się różnej konstrukcji sond Langmuira w pomiarach plazmy łuku elektrycznego w próżni.

5.2.2. Pomiar parametrów elektronów sondą zasilaną napięciem piłokształtnym

Pomiary parametrów elektronów sondą zasilaną napięciem piłokształtnym wykonano w układach probierczych o ogólnym schemacie przedstawionym na rysunku 5.5, z zastosowaniem sond i laboratoryjnych komór próżniowych zestawionych w tabelach 5.1 i 5.2.



Rys. 5.5. Schemat układu badawczego do pomiaru parametrów plazmy łuku próżniowego z zastosowaniem sondy Langmuira zasilonej napięciem piłokształtnym; C – bateria kondensatorów, L – cewka bezrdzeniowa, S – łącznik załączający prąd probierczy, KP – próżniowa komora badawcza, A, K – styki komory badawczej, odpowiednio: anoda i katoda badanego wyładowania łukowego, SL – sonda Langmuira, S1, S2 – bezindukcyjne boczniki prądowe, GNP – generator napięcia piłokształtnego, UŁ – układ ładowania baterii kondensatorów, U_S – pomiar napięcia sondy, I_S – pomiar prądu sondy, i – prąd wyładowania łukowego (prąd probierczy)

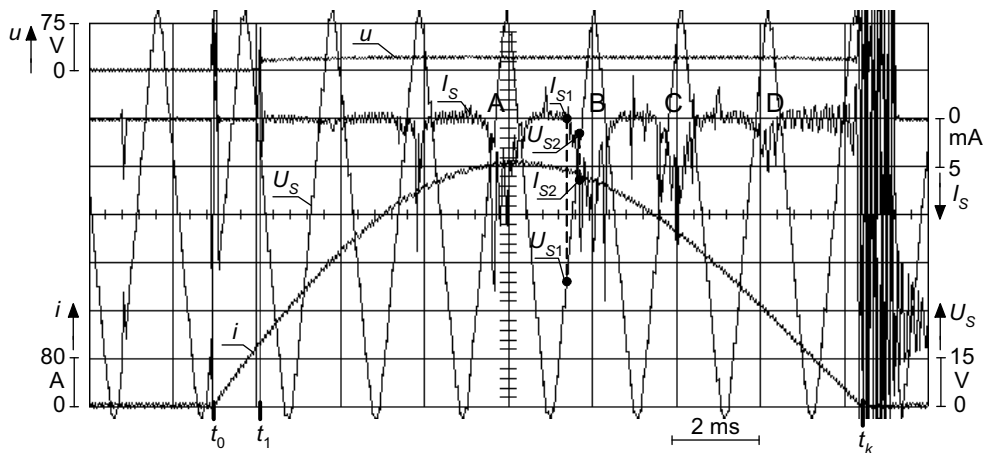
Fig. 5.5. Diagram of the experimental circuit for plasma parameters measurement using the Langmuir probe supplied with a saw-tooth potential; C – capacitor bank, L – coreless coil, S – switch for arc current switching-on, KP – experimental vacuum chamber, A, K – vacuum chamber contacts, respectively: anode and cathode of the investigated arc, SL – Langmuir probe, S1, S2 – low inductance shunts, GNP – saw-tooth voltage generator, UŁ – loading circuit, U_S – probe potential measurement, I_S – probe current measurement, i – current of the investigated arc

Prąd badanego łuku próżniowego i miał przebieg sinusoidalnej półfali, która w opisanych badaniach w otoczeniu swej amplitudy modelowała prąd stały. Korzystne było zatem zastosowanie możliwie niskiej częstotliwości, która w większości badań wynosiła 30 Hz, a jedynie w pewnej ich części 50 Hz (tab. 5.1). Źródłem prądu była wstępnie naładowana bateria kondensatorów C, a jego częstotliwość była zdeterminowana pojemnością tej baterii oraz indukcyjnością bezrdzeniowej cewki L (rys. 5.5).

Pojedynczy cykl pomiarowy (rys. 5.6) rozpoczynał się zamknięciem łącznika S w chwili t_0 , a tym samym załączeniem sinusoidalnej półfali prądu w obwodzie C-L-S-KP-S2. Wkrótce potem, w chwili t_1 , następowało rozwarcie styków komory próżniowej i zapłon łuku. Na oscylogramie z rysunku 5.6 moment ten jest identyfikowany pojawieniem się napięcia łuku u . Wyłączenie prądu i następowało w chwili t_k podczas naturalnego przejścia prądu przez zero. Czas palenia się łuku (t_1-t_k) to czas, w którym dokonywano pomiarów parametrów plazmy. Wyniki pomiarów przedstawione w tym punkcie, zestawione w tabeli 5.3 oraz na oscylogramach z rysunków 5.6–5.17, dotyczą prądów łuku:

a) o amplitudzie 400 A i częstotliwości 30 Hz, przy pomiarach sondami SPN i SPO, przy czym pomiar dokonany w otoczeniu amplitudy dotyczy prądów łuku o wartościach chwilowych od ok. 300 A do ok. 400 A (rys. 5.6),

b) o amplitudzie 1400 A i częstotliwości 50 Hz, przy pomiarach sondami SKN i SKO, przy czym pomiar był dokonany w czasie od 2 ms do 0,5 ms przed naturalnym przejściem prądu przez zero, (rys. 5.14), co odpowiada chwilowym wartościom prądu od ok. 800 A do ok. 200 A.



Rys. 5.6. Przykładowy oscylogram ilustrujący przebiegi: półfali prądu i i napięcia u łuku próżniowego, potencjału sondy Langmuira U_S i jej prądu I_S oraz sposób pomiaru parametrów prądu elektronowego z zastosowaniem piłokształtnego potencjału sondy; I_{S1} , I_{S2} , U_{S1} , U_{S2} – odpowiednie wartości prądu i potencjału sondy niezbędne do obliczenia energii (temperatury) elektronów (4.27); t_0 – chwila załączenia prądu, t_1 – chwila rozwarcia styków komory badawczej i zapłon łuku próżniowego, t_k – chwila wyłączenia półfali prądu, A, B, C, D – kolejne cykle pomiarowe piłokształtnego napięcia sondy; pomiar sondą SPO2 (tab. 5.2), amplituda prądu łuku $i = 400$ A

Fig. 5.6. Example of the oscillogram illustrating the flows of: half-wave of the arc current i and arc voltage u , Langmuir-probe potential U_S and its current I_S , as well as the manner of electron current measurement using the saw-tooth probe potential; I_{S1} , I_{S2} , U_{S1} , U_{S2} – values of probe current and voltage respectively, necessary to the electron energy (temperature) calculation (4.27); t_0 – time instant of the current switching-on, t_1 – the instant of contacts separation and arc initiation, t_k – current zero and arc ignition, A, B, C, D – succeeding measuring periods of saw-tooth probe voltage; measuring performed with the probe SPO2 (table 5.2), arc current amplitude $i = 400$ A

Parametry plazmy mierzono z zastosowaniem piłokształtnego potencjału sondy, w sposób opisany w rozdziale 4. Wykonane pomiary pozwoliły na określenie:

- energii elektronów kT_e , (zależność (4.27)),
- średniej prędkości elektronów \bar{v}_e (zależność (2.4)),

- c) średniej koncentracji elektronów n_e , (zależność (4.28)),
d) długości Debye'a λ_D , (zależność (4.3)).

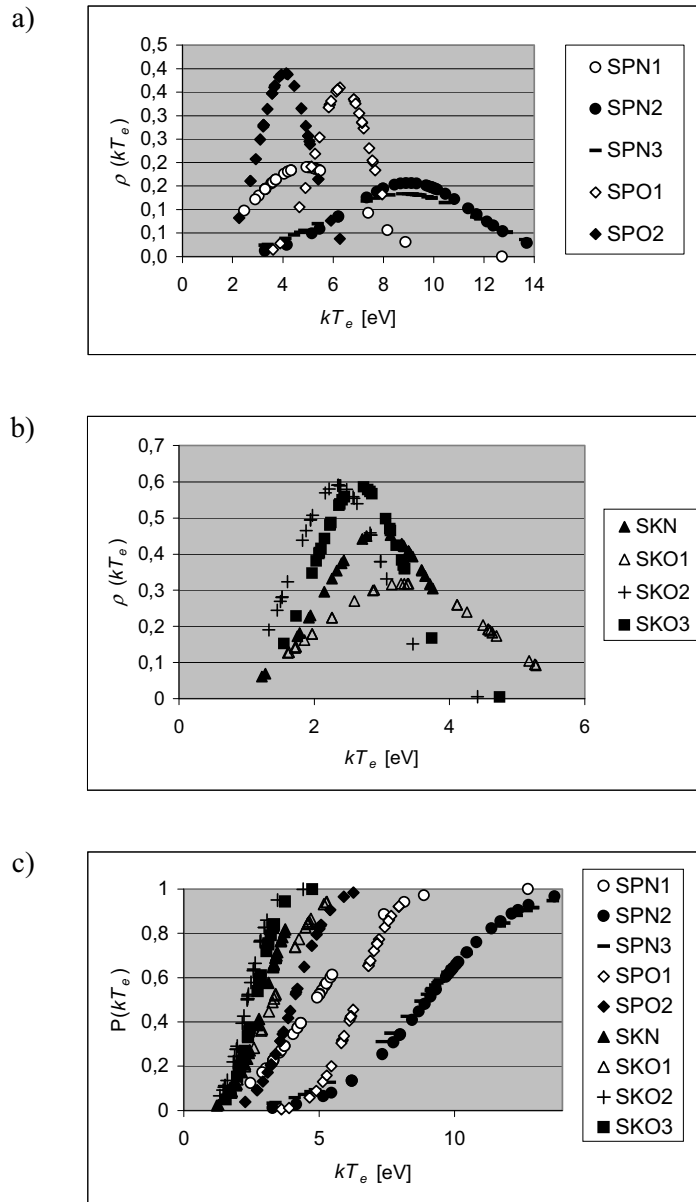
Tabela 5.3. Parametry prądu elektronowego mierzone sondami Langmuira (tab. 5.2) zasilanymi napięciem piłokształtnym w plazmie wytworzonej podczas przepływu sinusoidalnego prądu łuku próżniowego w układzie z rys. 5.5. Podano wartości średnie: energii kT_e , prędkości \bar{v}_e , koncentracji n_e i długości Debye'a λ_D , oraz ich odchylenia standardowe: $s_{st}(kT_e)$, $s_{st}(\bar{v}_e)$, $s_{st}(n_e)$, $s_{st}(\lambda_D)$

Table 5.3. Electron current parameters obtained during measurements with Langmuir probes (Table 5.2), supplied with the saw-tooth potential; the plasma was produced by the sine arc current, in the circuit illustrated in Fig. 5.5. There are given middle values of: energy kT_e , velocity \bar{v}_e , concentration n_e and Debye length λ_D , as well as values of its standard deviation

Rodzaj sondy (tab. 5.2)	kT_e [eV]	$s_{st}(kT_e)$ [eV]	$T_e \cdot 10^4$ [K]	$\bar{v}_e \cdot 10^6$ [m/s]	$s_{st}(\bar{v}_e) \cdot 10^6$ [m/s]	$n_e \cdot 10^{15}$ [m ⁻³]	$s_{st}(n_e) \cdot 10^{15}$ [m ⁻³]	$\lambda_D \cdot 10^{-4}$ [m]	$s_{st}(\lambda_D) \cdot 10^{-4}$ [m]
SPN1	4,88	2,09	5,66	1,45	0,28	65,8	13,8	0,64	0,17
SPN2	9,02	2,54	10,4	1,99	0,30	71,7	20,1	0,84	0,16
SPN3	8,80	2,99	10,2	1,95	0,36	59,7	14,5	0,92	0,25
SPO1	6,38	1,10	7,39	1,67	0,16	4,06	0,89	2,99	0,65
SPO2	4,06	1,02	4,71	1,34	0,17	0,41	0,21	7,96	2,24
SKN	2,84	0,77	3,29	1,12	0,16	18,2	2,66	0,93	0,17
SKO1	3,31	1,25	3,84	1,19	0,24	0,85	0,33	4,93	1,72
SKO2	2,35	0,67	2,72	1,02	0,14	1,21	0,29	3,34	0,78
SKO3	2,66	0,68	3,09	1,08	0,14	10,6	2,17	1,19	0,24

Na rysunku 5.6 zilustrowano sposób odczytu parametrów prądu sondy I_s i potencjału sondy U_s , niezbędnych do wykorzystania w zależności (4.27), pozwalającej obliczyć energię termiczną elektronów kT_e , a następnie inne wymienione wyżej parametry elektronów w plazmie. Dla każdego z układów sond wykonano co najmniej 30 cykli pomiarowych, takich jak to przedstawiono na rysunku 5.6. Uzyskane w ten sposób wyniki pomiarów dla każdego rodzaju sondy poddano obróbce statystycznej, określając dla każdego z nich wartość średnią oraz odchylenie standardowe (tab. 5.3). Tak uzyskane wyniki pomiarów zestawiono w tabeli 5.3 oraz zilustrowano graficznie na rysunkach 5.7 i 5.8.

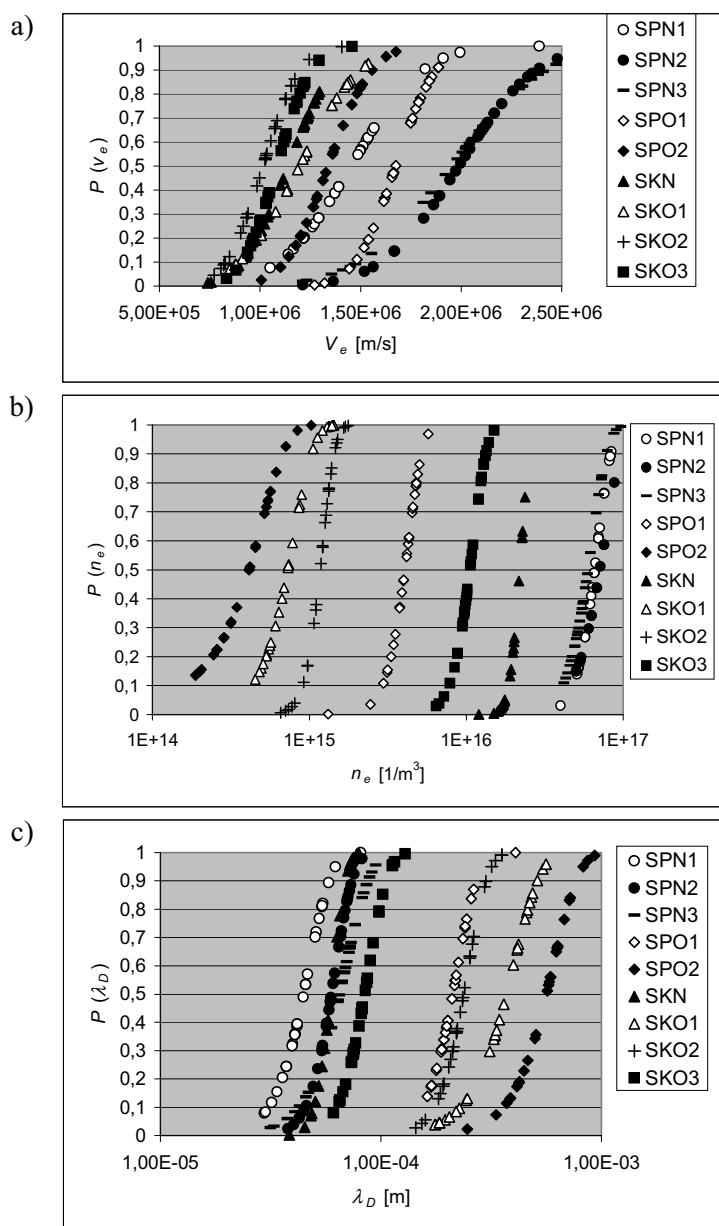
Opisane wyniki pomiarów były przedmiotem publikacji autora [143, 164, 165, 93, 146–150, 152, 166–171]. Ich efektem jest ocena przydatności sond Langmuira do pomiarów parametrów plazmy dyfuzyjnego łuku próżniowego.



Rys. 5.7. Graficzna ilustracja wyników pomiarów energii elektronów kT_e (tab. 5.3) dla analizowanych konstrukcji sond Langmuira (tab. 5.2):

a, b) łączne funkcje rozkładu normalnego, c) funkcje gęstości prawdopodobieństwa
 Fig. 5.7. Graphical illustration of electron energy kT_e measuring results (Table 5.3) for analysed Langmuir probe constructions (Table 5.2):

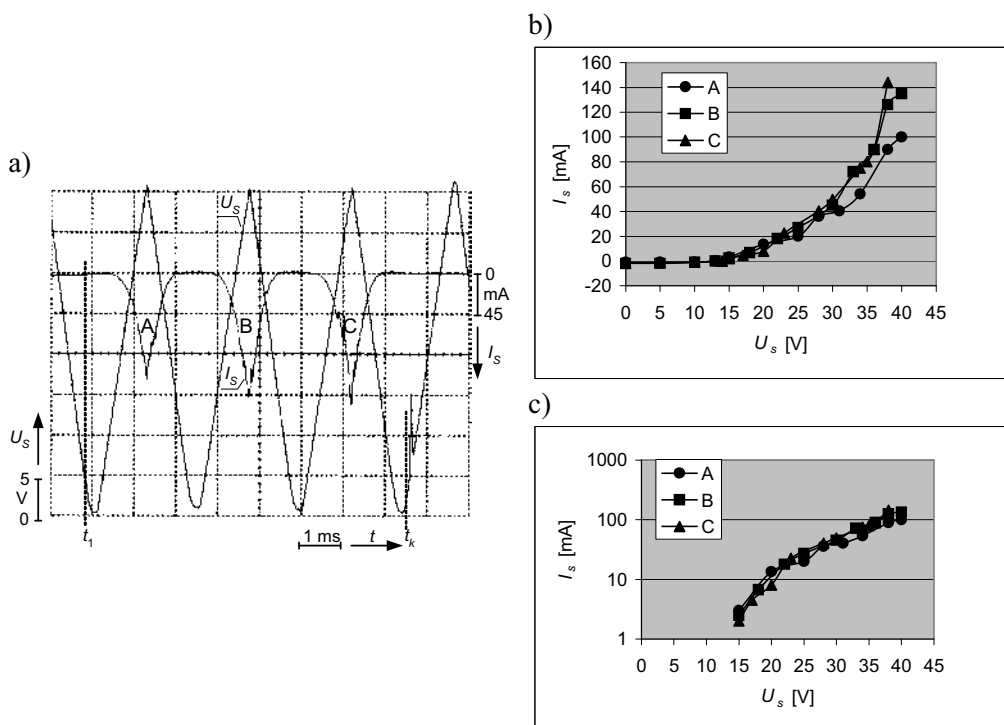
a, b) normal distribution functions, c) density of the probability functions



Rys. 5.8. Graficzna ilustracja rozkładów gęstości prawdopodobieństwa średniej prędkości elektronów \bar{v}_e , koncentracji elektronów n_{e0} i długości Debye'a λ_D (tab. 5.3) dla analizowanych konstrukcji sond Langmuira (tab. 5.2)

Fig. 5.8. Graphical illustration of probability of distribution density of mean electron velocity \bar{v}_e , electron density n_{e0} and Debye length λ_D (Table 5.3), for the analysed Langmuir probe constructions (Table 5.2)

Analiza uzyskanych wyników pomiarów daje możliwość porównania sond różnych przebadanych konstrukcji w zastosowaniu do badań łuku łączeniowego w próżni. Poniżej omówiono te zagadnienia, a wnioski wykorzystano m.in. w dalszej części pracy. Na wszystkich prezentowanych oscylogramach i charakterystykach sond Langmuira przyjęto konwencję dodatniego strzałkowania prądu elektronowego, w celu zachowania zgodności ze strzałkowaniem przyjętym w literaturze [3, 9, 43, 109, 110, 183, 213, 237] (rys. 4.4), choć w pomiarach oscyloskopowych w układzie z rysunku 5.5 prąd ten ma znak ujemny.



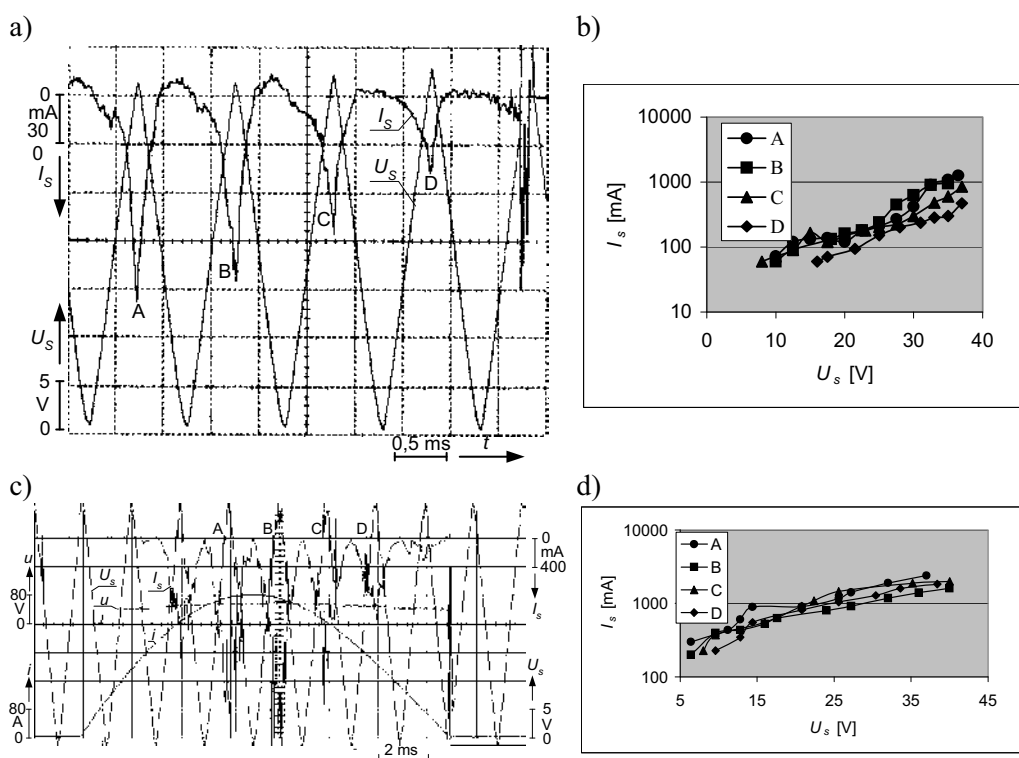
Rys. 5.9. Przykładowe przebiegi piłokształtnego potencjału sondy U_s oraz prądu sondy I_s przy pomiarze wykonanym sondą SPN1 (a) oraz charakterystyki sondy dla kolejnych cykli pomiarowych A, B i C (rys. a)

w skali liniowej (b) i półlogarytmicznej (c); sonda SPN1, amplituda półfali prądu łuku $\hat{i} = 400$ A

Fig. 5.9. Examples of saw-tooth probe potential U_s and probe current I_s measured using the probe SPN1 (a) and probe characteristics for the succeeding cycles A, B and C (fig. a) in the line scale (b) and in the half-logarithmic scale (c); probe SPN1, arc current amplitude $\hat{i} = 400$ A

Przebieg charakterystyki sondy i rola przysłony. Oscylogramy na rysunkach 5.9a, 5.10a i 5.10c przedstawiają przykładowe, typowe fragmenty przebiegów piłokształtnego potencjału sondy U_s oraz jej prądu I_s , dla sond płaskich nieosłoniętych, odpowiednio SPN1, SPN2 i SPN3 (tab. 5.2). Charakterystyczną cechą przebiegu prądu I_s jest tu w przybliżeniu wprost proporcjonalny jego wzrost wraz ze wzrostem potencja-

łu sondy U_s , przypominający swym kształtem ramiona trójkąta równoramiennego z wierzchołkiem pokrywającym się w czasie z wierzchołkiem przebiegu napięcia piłokształtnego. Przy takim przebiegu prądu sondy określenie położenia punktu zagięcia charakterystyki Langmuira (punkt C, rys. 4.4), a tym samym potencjału plazmy staje się bardzo trudne. Punkt ten ustala się z przebiegu charakterystyki sondy, wykreślonej w układzie współrzędnych z osią prądu w skali logarytmicznej, jak to zilustrowano na rysunkach 5.9c, 5.10b i 5.10d, dla cykli A, B, C bądź D piłokształtnego potencjału sondy odpowiednio z rys. 5.9a, 5.10a i 5.10c.

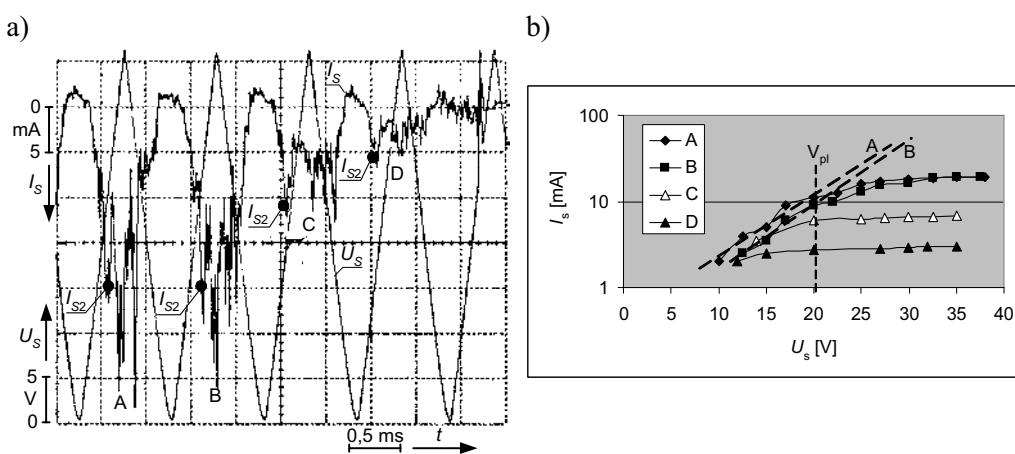


Rys. 5.10. Przykładowy oscylogram przebiegu prądu I_s i napięcia U_s sond nieosłoniętych SPN2 (a) i SPN3 (c) (tab. 5.2) dla czterech cykli pomiarowych A, B, C i D oraz odpowiadające im charakterystyki Langmuira $I_s = f(U_s)$ z osią prądu w skali logarytmicznej, (b i d)

Fig. 5.10. Exemplary oscillogram of the probe current I_s and probe voltage U_s of the non-shielded probes SPN2 (a) and SPN3 (b) (Table 5.2), for four measuring periods A, B, C and D and respective Langmuir characteristics $I_s = f(U_s)$ with the current axis in the logarithmic scale (b and d)

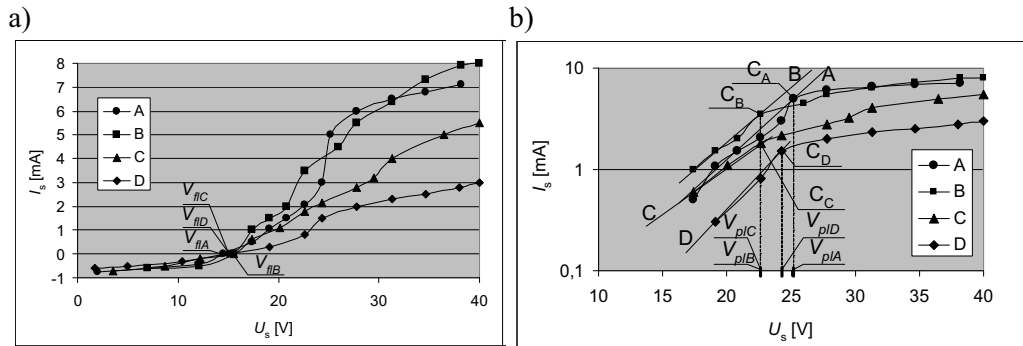
Zainstalowanie przysłony w istotny sposób wpływa korzystnie na zmianę przebiegu charakterystyki sondy płaskiej, co zilustrowano na rysunkach 5.11b i 5.12b, na przykładzie płaskich sond osłoniętych SPO1 i SPO2 (są to wyposażone w przysłonę

sondy SPN2 i SPN3, tab. 5.2). Na charakterystyce sondy wykreślonej w układzie współrzędnych z osią prądu w skali logarytmicznej można rozróżnić wyraźnie część prostoliniową, odpowiadającą zakresowi pomiarowemu sondy, oraz część odpowiadającą prądowi nasycenia elektronowego. Obydwie te części są rozdzielone punktem „zagięcia”, odpowiadającym punktowi C na rysunku 4.4, którego współrzędna na osi napięcia wyznacza potencjał plazmy V_{pl} (rys. 5.11b oraz V_{plA} , V_{plB} , V_{plC} i V_{plD} odpowiednio dla cykli pomiarowych A, B, C i D z rys. 5.12b). Punkt ten jest znacznie łatwiejszy do ustalenia niż w przypadku sond nieosłoniętych (rys. 5.9c, 5.10b i 5.10d). Położenie punktów „zagięcia” charakterystyk można również oszacować analizując oscylogramy prądu (rys. 5.6 i 5.11a), gdyż są to w miejsca „załamania się” w przybliżeniu prostoliniowych części przebiegu, które oznaczono jako prąd I_{s2} . Charakterystyka sondy z osią prądu w skali liniowej (rys. 5.9b i 5.12a) pozwala z kolei na określenie potencjału swobodnego V_{fl} , który odpowiada punktowi $I_s = 0$ (punkt B, rys. 4.4). Na rysunku 5.12a oznaczono wartości potencjału swobodnego V_{flA} , V_{flB} , V_{flC} i V_{flD} odpowiednio dla cykli pomiarowych A, B, C i D dla sondy SPO2 (rys. 5.6). Wartości potencjału plazmy V_{pl} zmieniają się (rys. 5.11b i 5.12b oraz 5.14–5.17) w zakresie od ok. 22 V do ok. 28 V, natomiast potencjał swobodny V_{fl} zmienia się w zakresie od ok. 13 do ok. 19 V. Różnica $V_{pl} - V_{fl}$ zawiera się w zakresie 5–9 V i wartości te są zgodne z innymi pomiarami znanymi z literatury [259].



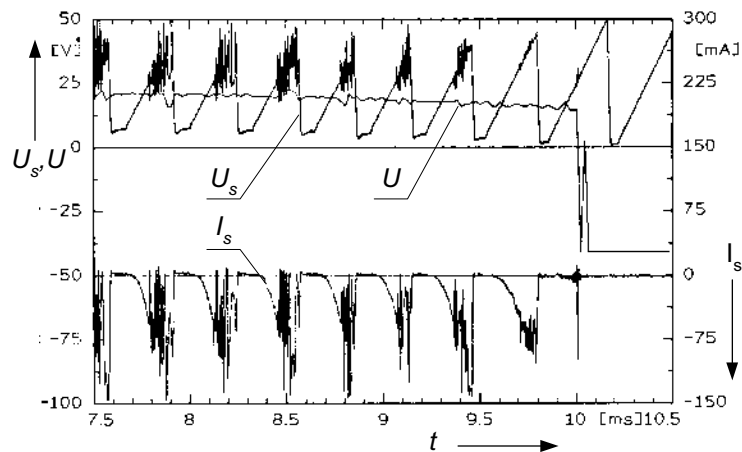
Rys. 5.11. Przykładowy oscylogram przebiegu prądu I_s i napięcia U_s sondy SPO1 (tab. 5.2) dla czterech cykli pomiarowych A, B, C i D (a) oraz odpowiadające im charakterystyki Langmuira $I_s = f(U_s)$ z osią prądu w skali logarytmicznej (b). Linie przerywane A i B ilustrują przybliżony przebieg liniowej części charakterystyki pomiarowej, odpowiednio dla krzywych A i B. V_{pl} jest odczytaną wartością potencjału plazmy

Fig. 5.11. Exemplary oscillogram of the probe current I_s and probe voltage U_s of the probe SPO1 (Table 5.2), for four measuring periods A, B, C and D (a) and respective Langmuir characteristics $I_s = f(U_s)$ with the current axis in the logarithmic scale (b). The dashed lines A and B illustrate the estimated linear part of the characteristics A and B respectively. V_{pl} is the estimated plasma potential value



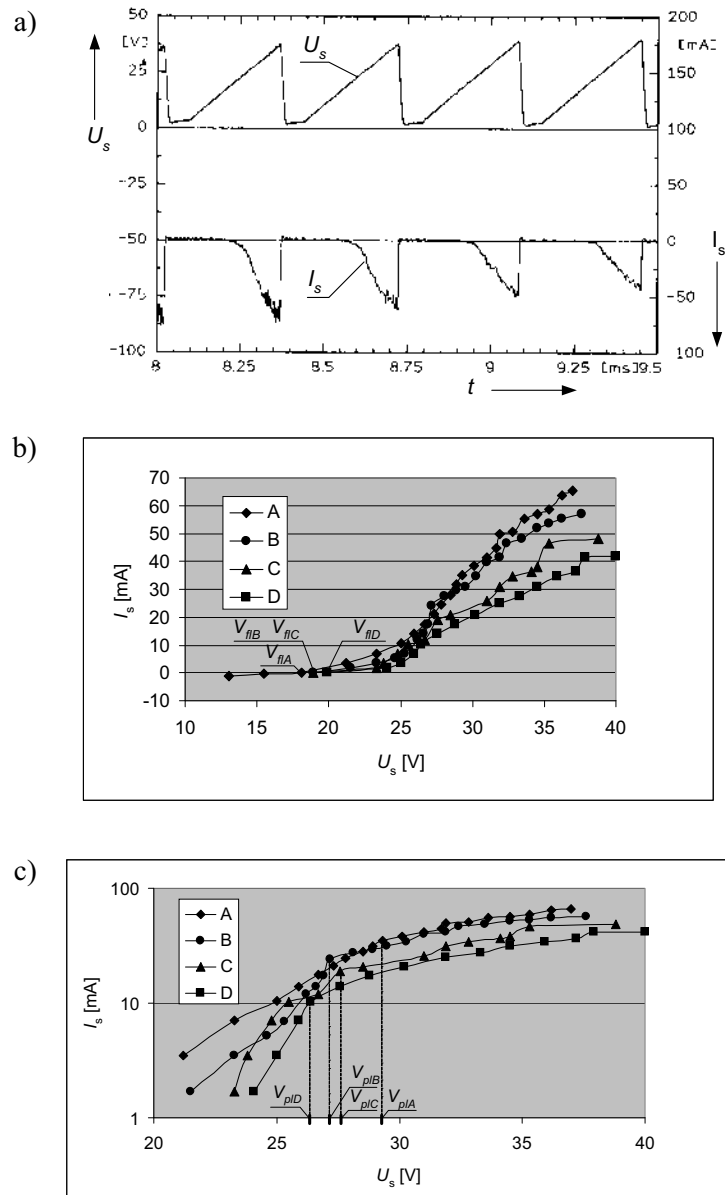
Rys. 5.12. Charakterystyki Langmuira $I_S = f(U_S)$ dla czterech cykli pomiarowych A, B, C i D przebiegu przedstawionego na rys. 5.6 (sonda SPO2, prąd 400 A), z osią prądu w skali liniowej (a) i logarytmicznej (b); V_{flA} , V_{flB} , V_{flC} i V_{flD} – wartości potencjału swobodnego odpowiednio dla cykli pomiarowych A, B, C i D; na rys. 5.12b proste A, B, C i D aproksymują prostoliniową część pomiarową charakterystyk, C_A , C_B , C_C i C_D – punkty „zagięcia” charakterystyki wyznaczające wartości potencjału plazmy V_{plA} , V_{plB} , V_{plC} i V_{plD} dla kolejnych cykli pomiarowych A, B, C i D

Fig. 5.12. Langmuir characteristics $I_S = f(U_S)$ of four measuring periods A, B, C and D presented in Fig. 5.6 (the probe SPO2, arc current 400 A), with the current axis in line scale (a) and the logarithmic one (b); V_{flB} , V_{flC} i V_{flD} – values of floating potential for measuring periods A, B, C and D respectively; in the Fig. 5.12b lines A, B, C i D approximate the line-part of characteristics, C_A , C_B , C_C i C_D – „bending” points of the characteristics which mark the plasma potential values V_{plA} , V_{plB} , V_{plC} i V_{plD} of the successive measuring periods



Rys. 5.13. Przykładowy oscylogram przebiegu prądu I_S i napięcia U_S sondy nieosłoniętej o kształcie kubka Faradaya umieszczonej w odległości 5 cm od krawędzi styków w komorze nr 3 (tab. 5.1); amplituda półfali prądu łuku $\hat{i} = 1400$ A; U – napięcie łuku (przejście prądu przez zero w czasie 10 ms)

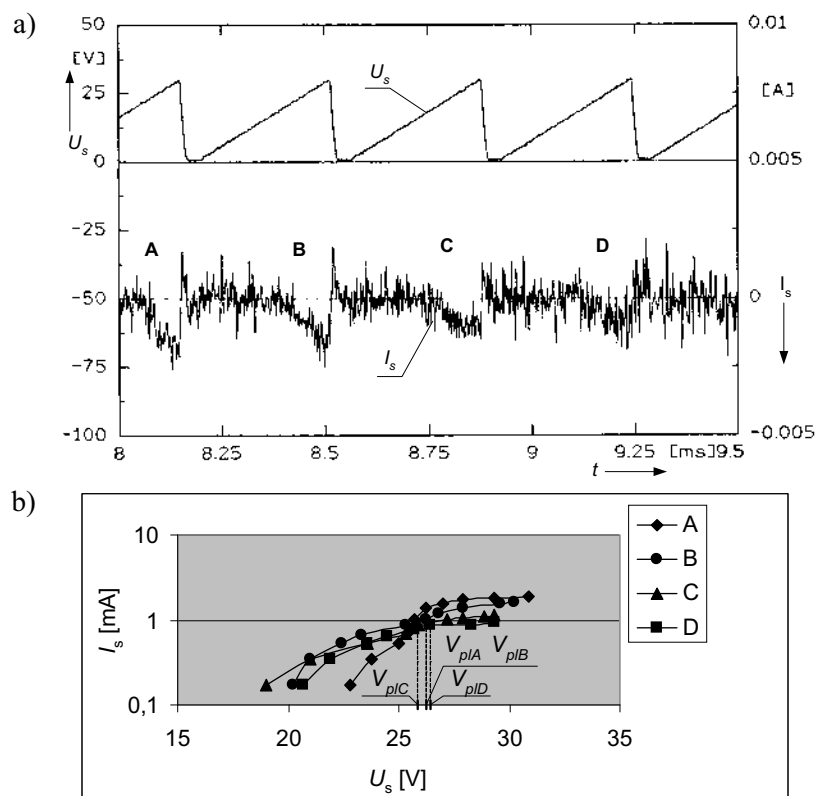
Fig. 5.13. Exemplary oscillogram of the probe current I_S and probe voltage U_S of the non-shielded Faraday-cup probe placed at the distance of 5 cm from the contact range in the chamber No 3 (Table 5.1); arc current amplitude $\hat{i} = 1400$ A; U – arc voltage (current zero at 10 ms)



Rys. 5.14. Oscylogramy napięcia U_s i prądu I_s sondy SKN (tab. 5.2) (a) oraz charakterystyki sondy dla kolejnych cykli pomiarowych A, B, C i D z osią prądu sondy w skali liniowej (b) i logarytmicznej (c); amplituda półfali prądu łuku $\hat{i} = 1400$ A; pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.12

Fig. 5.14. Oscillograms of probe voltage U_s and current (a) and probe characteristics with the current axis in the line scale (b) and the logarithmic one (c); probe SKN (Table 5.2); arc current amplitude $\hat{i} = 1400$ A; other symbols like in the Fig. 5.12

Należy zauważyć zróżnicowanie przebiegów charakterystyk sondy dla poszczególnych cykli pomiarowych A, B, C i D wówczas, gdy średnie wartości prądu łuku w tych cyklach wyraźnie się zmniejszają (rys. 5.11b, 5.12b). Charakterystyki uzyskane dla mniejszych wartości chwilowych prądu łuku mają mniejszą stromość, a tym samym nieco inne parametry. Charakterystyki uzyskane dla piłokształtnych cykli pomiarowych, odpowiadających w przybliżeniu podobnym wartościom chwilowym prądu łuku (rys. 5.9c, 5.10d), mają natomiast przebieg wzajemnie zbliżony.

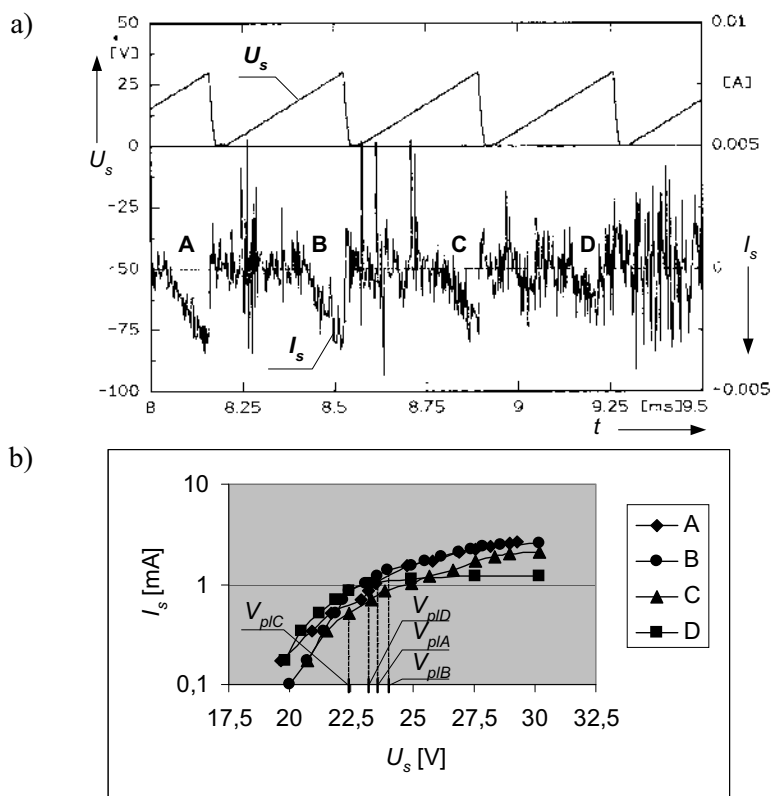


Rys. 5.15. Przykładowy oscylogram przebiegu prądu I_S i napięcia U_S sondy SKO1 (tab. 5.2) dla czterech cykli pomiarowych A, B, C i D (a) oraz odpowiadające im charakterystyki Langmuira $I_S = f(U_S)$ z osią prądu w skali logarytmicznej (b). Pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.12

Fig. 5.15. Exemplary oscillogram of the probe current I_S and probe voltage U_S of the probe SKO1 (Table 5.2), for four measuring periods A, B, C and D (a) and respective Langmuir characteristics $I_S = f(U_S)$ with the current axis in the logarithmic scale (b). Other symbols – as in the Fig. 5.12

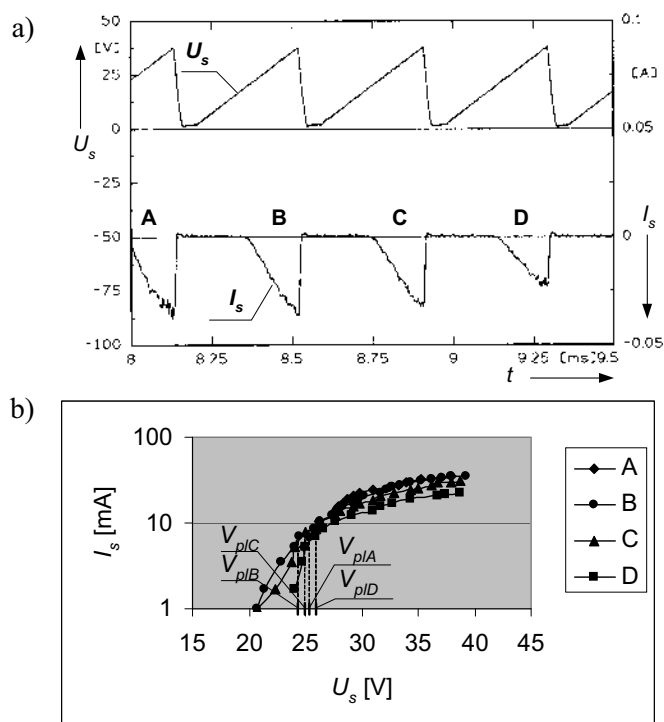
Najbardziej istotną rolą przysłony sondy wydaje się jednak być eliminacja zakłóceń, powodowanych bliskością wyładowania łukowego oraz dobór odpowiedniej wartości prądu pomiarowego, co ilustrują omówione przykłady z rysunków 5.9–5.12. Zagadnienie to przedstawiono również na przykładzie sondy w kształcie kubka Faradaya. Pomiar nie-

osłoniętą sondą SKN umieszczoną w odległości 50 mm od krawędzi styków daje wynik widoczny na rysunku 5.13, podczas gdy pomiar parametrów plazmy tego samego łuku, tą samą sondą, lecz oddaloną o 130 mm od krawędzi styków (SKN, tabela 5.2) daje rezultat widoczny na rysunku 5.14. Na rysunku 5.13 widoczne są na tyle duże zaburzenia prądu sondy, że utrudniają one jednoznaczne wyznaczenie przebiegu charakterystyki sondy. Z kolei po przysłonięciu sondy SKN przysłoną z otworem o średnicy 1 mm (sonda SKO1, tab. 5.2) uzyskuje się wprawdzie charakterystykę sondy (rys. 5.15), lecz prąd sondy jest na tyle mały, że poziom nieregularnych oscylacji wokół jego przebiegu jest znaczny i można go oszacować na blisko 30–40% uśrednionej wartości prądu I_s (rys. 5.15a). Skutkiem tak znacznego poziomu zaburzeń jest z pewnością wyższa wartość odchyłek standardowych mierzonych parametrów (sonda SKN i SKO1, tab. 5.3). Podobny efekt przysłonięcia sondy wynika z porównania wyników pomiaru dla sondy w kształcie kubka Faradaya, umieszczonej w odległości 50 mm od krawędzi styków (rys. 5.13, 5.16 i 5.17).



Rys. 5.16. Przykładowy oscylogram prądu I_s i napięcia sondy U_s dla pomiaru sondą osłoniętą SKO2 (tab. 5.2), o średnicy otworu przysłony 1 mm; pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.12

Fig. 5.16. Example of the probe current I_s and voltage U_s oscillograms of the probe SKO2 (Table 5.2), with 1 mm orifice diameter in the shield; other symbols like in the Fig. 5.12



Rys. 5.17. Przykładowy oscylogram prądu I_s i napięcia sondy U_s dla pomiaru sondą osłoniętą SKO3 (tabela 5.2), o średnicy otworu przysłony 3 mm; pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.12

Fig. 5.17. Example of the probe current I_s and voltage U_s oscillograms of the probe SKO3 (Table 5.2), with 3 mm orifice diameter in the shield; other symbols like in the Fig. 5.12

Energia elektronów. W tabeli 5.4 zestawiono znane z literatury wyniki prac eksperymentalnych, dotyczących pomiaru energii termicznej elektronów w plazmie łuku próżniowego o prądach od 100 A do 1250 A. Wartości tej energii zawierają się w zakresie od 0,8 do 4,6 eV. Choć warunki, w jakich wykonywano pomiary zestawione w tabeli 5.4 różniły się wzajemnie, to mogą one posłużyć jako punkt odniesienia do rezultatów uzyskanych w prezentowanej pracy (tab. 5.3). W efekcie tego porównania można stwierdzić, że:

- Pomiar sondą w kształcie kubka Faradaya (SKN i SKO) daje wyniki najbardziej zbliżone do rezultatów przedstawionych w tabeli 5.4, mieszczące się w przedziale od ok. 2,3 eV do ok. 3,4 eV; ponadto dla sondy tej uzyskano najmniejsze odchylenia standardowe mierzonej kT_e .

- Spośród sond płaskich, jedynie wyniki uzyskane dla sond SPO2 i SPN1 mieszczą się w granicach przedstawionych w tabeli 5.4. Pomiary uzyskane sondą SPO1 można uznać za leżące na granicy poprawnego pomiaru, pozostałe sondy (SPN2 i SPN3) mierzą natomiast znacznie wyższe wartości energii elektronów, z dużym odchyleniem standardowym, co świadczy o nieodpowiednim doborze ich parametrów.

• Wynik pomiaru sondami płaskimi nieosłoniętymi (SPN) posiada znacznie większe odchylenia standardowe niż w przypadku sond osłoniętych (SPO).

Przeprowadzone pomiary energii elektronów świadczą o korzystnych warunkach kolekcji ładunku przez sondę o kształcie kubka Faradaya. Wynika to z niewielkiej wartości ilorazu promienia czołowej powierzchni sondy R_S (rys. 5.4) do jej całkowitej powierzchni, dzięki czemu uzyskuje się stosunkowo niewielką gęstość prądu sondy w porównaniu z jej wymiarem charakterystycznym, czyli promieniem R_S . W przypadku użycia sond płaskich (SPN i SPO, tab. 5.3) obserwuje się gorsze warunki kolekcji, o czym świadczą wyższe wartości zmierzonej energii termicznej elektronów.

Tabela 5.4. Wyniki znanych z literatury pomiarów energii termicznej elektronów w plazmie łuku elektrycznego w próżni

Table 5.4. Measuring results of thermal electron energy in the vacuum arc plasma given in different literature sources

Lp.	kT_e [eV]	Prąd łuku	Rodzaj sondy Langmuira	Publikacja
1	2,1	DC, 120 A	pierścieniowa, 73–150 mm od krawędzi styków	192
2	2,8–3,5	DC, 230 A	pierścieniowa, 73–150 mm od krawędzi styków	192
3	1,5–2,5	DC, 100 A	płaska	183
4	0,8–1,0	DC, 100 A	kubek Faradaya, 50 mm od powierzchni styków	110
5	2,2–2,9	AC, 50 Hz, 1,25 kA, ostatnie 3 ms	cyldryczna, 50 mm od krawędzi styków	259
6	0,8–1,0	AC, 50 Hz, 1,25 kA, ostatnie 3 ms	cyldryczna, 200 mm od krawędzi styków	259
7	2,4–4,6	AC, 50 Hz, 1 kA, ostatnie 3 ms	kubek Faradaya	200
8	2.2–3.0	AC, 500 Hz,	cyldryczna	9

Średnia prędkość termiczna elektronów \bar{v}_e , średnia koncentracja elektronów n_e i długość Debye'a λ_D . Pomiar prędkości elektronów cechuje się najmniejszym odchyleniem standardowym (tab. 5.3, rys. 5.8a) dla sondy w kształcie kubka Faradaya, sond płaskich osłoniętych SPO1 i SPO2 oraz sondy płaskiej SPN1, czyli dla tych wszystkich sond, dla których uzyskano pomiar energii elektronów najbardziej zbliżony do wyników innych badań (tab. 5.4). Średnie wartości tych prędkości mieszczą się w zakresie od ok. $1 \cdot 10^6$ m/s do ok. $1,67 \cdot 10^6$ m/s i są w dużej zgodności z wynikami innych badań [110, 200, 237, 259, 260]. Pomiary pozostałymi sondami dają wyższe wartości prędkości elektronów, o większym odchyleniu standardowym, które należy uznać za mniej dokładne.

Średnie wartości koncentracji elektronów są silnie zróżnicowane w zależności od odległości sondy od badanego łuku oraz od tego, czy sonda jest osłonięta, czy nie

(tab. 5.3). Sondy osłonięte (SPO i SKO) umożliwiają pomiar koncentracji plazmy wewnątrz osłony sondy, czyli koncentracji o wartościach znacznie mniejszych od wartości uzyskanych dla sond nieosłoniętych. Przeprowadzone badania potwierdziły generalną proporcjonalną zależność koncentracji od wartości prądu łuku i jej odwrotnie proporcjonalną zależność od odległości sondy od łuku, zgodnie z równaniem (4.1). Chociaż pomiar koncentracji elektronów sondami osłoniętymi nie daje bezpośrednio wyniku pozwalającego na ocenę koncentracji plazmy na zewnątrz sondy, to można uzyskać taką przybliżoną ocenę mnożąc uzyskany wynik przez iloraz powierzchni czynnej sondy A_S do powierzchni otworu wlotowego przysłony A_O (tab. 5.2), zgodnie z zależnością

$$n'_e = n_e \frac{A_S}{A_O}. \quad (5.1)$$

Tabela 5.5. Zestawienie wybranych parametrów plazmy obliczonych na podstawie pomiarów sondami Langmuira (tab. 5.2 i 5.3), przydatnych m. in. do oceny wg kryterium (4.6)

Table 5.5. Statement of chosen vacuum arc plasma parameters calculated on the ground of Langmuir probe measurements (Tables 5.2 and 5.3), used among other things to approximation according to criterion (4.6)

Rodzaj sondy (tabela 5.2)	$\ln(A)$	λ_e [m]	R_S [mm]	λ_D [$\cdot 10^{-4}$ m]	Kn	n'_e [$\cdot 10^{15}$ m $^{-3}$]
SPN1	12,8	3,45	1,5	0,64	2300	–
SPN2	13,7	10,1	4	0,84	2513	–
SPN3	13,7	11,6	6,2	0,92	1864	–
SPO1	14,6	84,2	4	2,99	21045	65,0
SPO2	15,1	340	6,2	7,96	54867	62,7
SKN	12,6	4,28	3	0,93	1426	–
SKO1	14,4	110	3	4,93	36673	30,6
SKO2	13,7	40,7	3	3,34	13560	43,6
SKO3	12,8	6,39	3	1,19	2130	42,4

Należy dodać, że pomiar koncentracji elektronów wewnątrz przysłony sondy stanowi informację przydatną do analizy skuteczności separacji ładunku wewnątrz obudowy sondy, w przypadku jej użycia jako kolektora analizatora pola opóźniającego (rys. 5.2 i 5.4). Uwaga ta dotyczy również średniej drogi swobodnej elektronów λ_e . Uzyskane wartości λ_e dla sond nieosłoniętych (tab. 5.5), zawierające się od kilku do kilkunastu metrów, są wynikiem zgodnym z innymi znanymi z literatury badaniami [259], podczas gdy λ_e dla sond osłoniętych osiągają wartości dochodzące nawet do kilkuset metrów (tab. 5.5). Świadczy to o znacznym rozrzedzeniu plazmy wewnątrz obudowy sondy. Dlatego jako realne wartości drogi swobodnej elektronów λ_e i liczby Knudsen Kn w badanej plazmie łuku poza obszarem międzystykowym należy brać te, które mierzone

były sondami nieosłoniętymi SPN i SKN. Wielkości te, mierzone sondami osłoniętymi SPO i SKO podano wprawdzie w tabeli 5.5, lecz jedynie jako parametr porównawczy, informujący o stopniu rozrzedzenia plazmy wewnątrz obudowy sondy.

Długość Debye'a λ_D wraz z drogą swobodną elektronów λ_e i promieniem sondy R_S stanowi informację przydatną do oceny spełnienia warunku (4.6). Ponadto λ_D może służyć do formułowania kryteriów poprawnej separacji ładunku przez siatki analizatora pola opóźniającego o konstrukcjach bazujących na badanych sondach Langmuira. Kryterium (4.6) było spełnione w omawianych pracach, co potwierdzają dane zestawione w tabeli 5.5.

Tabela 5.6. Zmierzone wartości średniej koncentracji elektronów n_e , obliczonej koncentracji plazmy n w miejscu zainstalowania sondy, elektronowego prądu nasycenia sondy I_{e0} i jego gęstości J_{e0} oraz współczynników KS_1 i KS_2 wyjaśnionych w tekście

Table 5.6. Mean values of the measured electron concentration n_e , calculated plasma concentration n in the place where the probe was installed, electron saturation current I_{e0} and its density J_{e0} as well as factors KS_1 and KS_2 , explained in the text

Rodzaj sondy	n_e	n	I_{e0}	J_{e0}	KS_1	KS_2
	zmierzona [$\cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$]	obliczona [$\cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$]	[mA]	[$\cdot 10^{-3} \text{ A/m}^2$]	[$\cdot 10^{-9}$]	[$\cdot 10^{-3}$]
SPN1	65,8	79,6 ¹⁾	26,6	3,76	10,2	7,84
SPN2	71,7	79,6 ¹⁾	282	5,61	15,2	55,8
SPN3	59,7	64,5 ¹⁾	544	4,50	12,2	98,6
SPO1	4,06	4,98 ³⁾	13,7	0,27	0,734	3,48
SPO2	0,41	0,39 ⁴⁾	2,63	0,022	0,060	0,62
SKN	18,2	11,6 ²⁾	22,7	0,80	2,61	1,67
SKO1	0,85	0,32 ⁵⁾	1,08	0,038	0,124	0,045
SKO2	1,21	1,27 ⁶⁾	1,37	0,048	0,157	0,304
SKO3	10,6	11,4 ⁶⁾	12,9	0,46	1,50	2,83

1) dla średniej wartości prądu łuku i (5.1) 260 A,

2) dla średniej wartości prądu łuku i (5.1) 900 A,

3) n' dla n sondy SPN2,

4) n' dla n sondy SPN3,

5) n' dla n sondy SKN,

6) n' dla n obliczonej w odległości 50 mm od krawędzi styków.

Podsumowanie pomiarów sondą zasilaną napięciem pilokształtnym. Z przedstawionych obserwacji wynika, że uzyskanie miarodajnych wyników pomiaru parametrów plazmy łuku łączeniowego w próżni w opisanych warunkach jest uzależnione od wzajemnej relacji wielu czynników, do których można zaliczyć:

- proporcję pomiędzy gęstością prądu pomiarowego sondy (elektronowego prądu nasycenia J_{ne0}) i gęstością prądu łuku J ,
- powierzchnię czynną A_S bądź promień R_S sondy lub w przypadku sond osłoniętych – powierzchnię otworu wlotowego przysłony A_O lub promień R_O tego otworu,
- odległość sondy od badanego łuku (krawędzi styków) l_S .

Pomimo że wszystkie spośród przebadanych sond spełniały warunek (4.6), to porównując wartości zmierzonych wielkości z wielkościami znanymi z literatury (tab. 5.4) oraz oceniając jakość uzyskanych przebiegów, nie wszystkie pomiary można uznać za w pełni miarodajne. Wynika stąd, że w przedstawionych zastosowaniach sond Langmuira celowym jest uściślenie warunku (4.6). Próbę taką podjęto w oparciu o dane zestawione w tabeli 5.6 oraz na rysunkach 5.18 i 5.19. Podobną analizę przedstawiono również w publikacji [143].

W dwóch pierwszych kolumnach tabeli zestawiono dla porównania średnie wartości koncentracji elektronów n_e zmierzone opisanymi sondami oraz wartości koncentracji plazmy obliczone z zależności (4.1). Zależność ta określa koncentrację nośników prądu n w plazmie łuku próżniowego, którymi w ok. 90% są elektrony. Dlatego obliczoną wartość n (tab 5.6) można porównać ze zmierzoną koncentracją elektronów n_e , przy założeniu $n_e \approx n$. Wartość współczynnika β w zależności (4.1) zależy od usytuowania miejsca pomiaru względem osi kolumny łukowej. Ivanov, Jüttner i in. [111] określili $\beta = 0,5$ dla plazmy wokół łuku próżniowego, gdy promień r jest w przybliżeniu prostopadły do osi łuku. W pracy [110] wyznaczono natomiast $\beta = 1 \pm 0,2$ przy pomiarze sondą umieszczoną naprzeciwko płamek katodowych, w osi symetrii anody. Różnica w wartości współczynnika β w obydwu sytuacjach wynika z nierównomiernego rozkładu przestrzennego plazmy w osi anoda–katoda. Odnosząc te ustalenia do geometrii badanego układu, w którym sonda była umieszczona równolegle do powierzchni styczności elektrod, w linii prostopadłej do osi łuku, przyjęto wartość $\beta = 0,5$, jak w [111]. Jako średnią odległość sondy od badanego łuku r (4.1) przyjęto

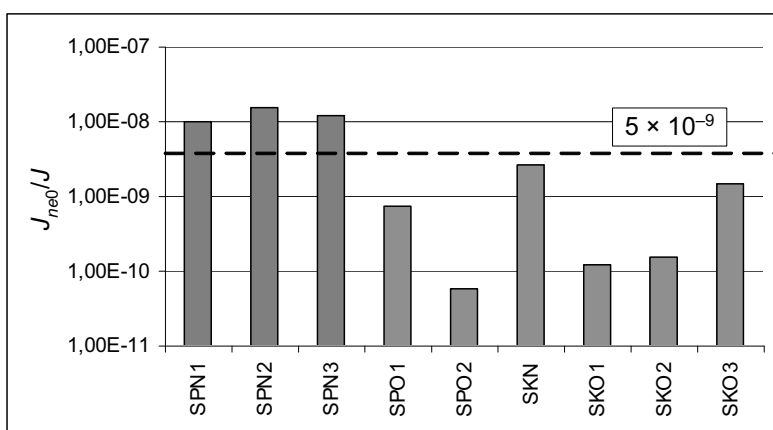
$$r = l_s + \frac{R_{st}}{2}, \quad (5.2)$$

zakładając, że jest to odległość sondy od osi łuku, pokrywającej się z osią symetrii styków. Zależność (4.1) pozwala na obliczenie koncentracji plazmy dla sondy nieosłoniętej, znajdującej się w odległości r od osi łuku. W sondach osłoniętych przysłona ogranicza liczbę cząsteczek docierających do sondy, a tym samym zmniejsza koncentrację plazmy w jej bezpośrednim otoczeniu, w stopniu zależnym od proporcji powierzchni jej otworu wlotowego A_O do powierzchni tej samej sondy, lecz nieosłoniętej. Koncentrację plazmy dla sond osłoniętych obliczono więc z zależności

$$n_O = n_N \frac{A_O}{A_S}, \quad (5.3)$$

przy czym koncentracja plazmy dla sondy osłoniętej n_O i nieosłoniętej n_N dotyczy tej samej sondy, lecz odpowiednio z przysłoną i bez przysłony. W stopce tabeli 5.6 podano odpowiednie pary sond osłoniętych i nieosłoniętych w omawianych badaniach. Obliczone wartości koncentracji plazmy n wykazują zadowalającą zgodność z wynikiem pomiarów koncentracji elektronów n_e . Potwierdza to poprawność przeprowadzonych pomiarów i słuszność zastosowania zależności (4.1) do opisu koncentracji plazmy w badanym łuku.

Dodatkowym kryterium oceny przydatności przebadanych konstrukcji sond do pomiaru parametrów plazmy łuku próżniowego może być porównanie uzyskanych wyników pomiaru temperatury elektronów kT_e z rezultatami innych, znanych z literatury badań [43, 110, 183, 213, 237]. Z porównania zmierzonych wartości kT_e (tab. 5.3) z wynikami badań innych autorów (tabela 5.4) wynika, że jako wiarygodne należy przyjąć pomiary, w których temperatura elektronów mieściła się w zakresie od ok. 1 eV do ok. 4,5 eV. Warunek ten w omawianych badaniach spełniają wszystkie sondy osłonięte oraz sonda SKN, natomiast pomiary wykonane wszystkimi trzema nieosłoniętymi sondami płaskimi należy uznać za mało wiarygodne.



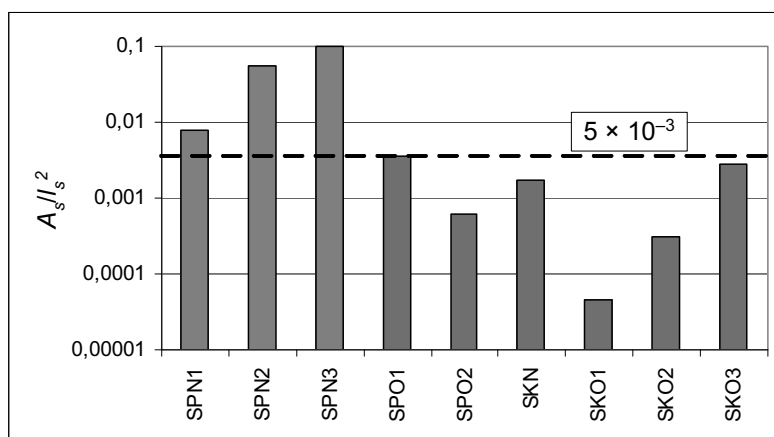
Rys. 5.18. Zestawienie wartości współczynnika KS_1 (5.7) dla badanych sond
Fig. 5.18. Comparison of factor KS_1 (5.7) for examined probes

W tabeli 5.6 zestawiono wartości dwóch współczynników KS_1 i KS_2 , które mogą być przydatne przy doborze wielkości sondy, jej ewentualnej przysłony i odległości, w jakiej powinna się znajdować od badanego łuku. Pierwszy współczynnik:

$$KS_1 = \frac{J_{ne0}}{J} \quad (5.4)$$

wyraża stosunek gęstości największego prądu pomiarowego sondy, czyli elektronowego prądu nasycenia J_{e0} do średniej gęstości prądu łuku J . Sens fizyczny tego współczynnika można wyjaśnić jako miarę ingerencji sondy w zmianę warunków w badanej plazmie łuku. Współczynnik KS_1 powinien być z jednej strony możliwie mały, aby sonda nie zaburzała mierzonej plazmy, lecz z drugiej strony zbyt mała gęstość prądu sondy może być również źródłem znacznej amplitudy składowej zaburzającej przebieg prądu sondy, co jest przykładowo widoczne przy porównaniu przebiegów przedstawionych na rysunkach 5.16a i 5.17a. Na rysunku 5.18 zestawiono wartości KS_1 w postaci wykresu słupkowego, zaznaczając przybliżoną górną granicę $5 \cdot 10^{-9}$, powyżej której pomiar sondą Langmuira może się oka-

zać mało wiarygodny. Nie podano tu dolnej granicy współczynnika KS_1 , lecz można ją oszacować jako ok. 10^{-10} , a wynika ona ze znaczącego poziomu zakłóceń w prądzie sondy w porównaniu z wartością samego prądu. Jest to widoczne dla sond SPO2 oraz SKO1 i SKO2 (rys. 5.6, 5.15 i 5.16).



Rys. 5.19. Zestawienie wartości współczynnika KS_2 (5.8) dla badanych sond
Fig. 5.19. Comparison of factor KS_2 (5.8) for examined probes

Drugi współczynnik wyraża stosunek powierzchni pomiarowej sondy A_S do kwadratu jej odległości od badanego łuku:

$$KS_2 = \frac{A_S}{l_S^2}. \quad (5.5)$$

Przyjęcie powierzchni sondy A_S jako wielkości charakterystycznej jest bardziej miarodajne niż posługiwanie się jej wymiarem liniowym, np. promieniem R_S , gdyż efektywny prąd sondy zależy od jej powierzchni. Współczynnik KS_2 (rys. 5.19) daje podobną informację jak współczynnik KS_1 , a wyznaczona dla niego granica wiarygodności pomiaru daną sondą to $5 \cdot 10^{-3}$.

Należy dodać, że podane granice akceptowalnych wartości wskaźników KS_1 i KS_2 to wartości przybliżone i przyjęte tu w pewnym sensie w sposób arbitralny. Wynikają one jednak bezpośrednio z przeprowadzonej analizy eksperymentalnej i wyrażają określony sens fizyczny, zgodny z warunkami poprawnej pracy sondy:

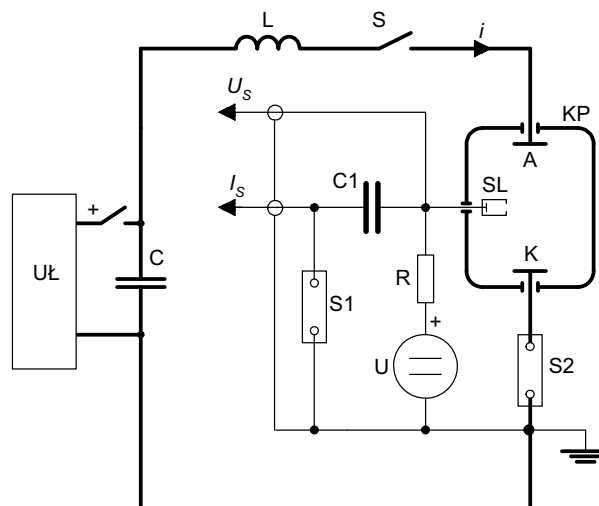
- wskaźnik KS_1 – ogranicza gęstość prądu sondy w stosunku do gęstości prądu wyładowania łukowego,
- wskaźnik KS_2 – limituje powierzchnię czynną sondy w stosunku do odległości sondy od badanego wyładowania łukowego.

Dają one informację o właściwym dopasowaniu parametrów sondy do plazmy łączeniowego łuku próżniowego, palącego się w warunkach zbliżonych do opisanych

w pracy. Posłużenie się zaproponowanymi wskaźnikami daje, obok kryterium (4.6), dodatkową uzupełniającą i przydatną w praktyce informację.

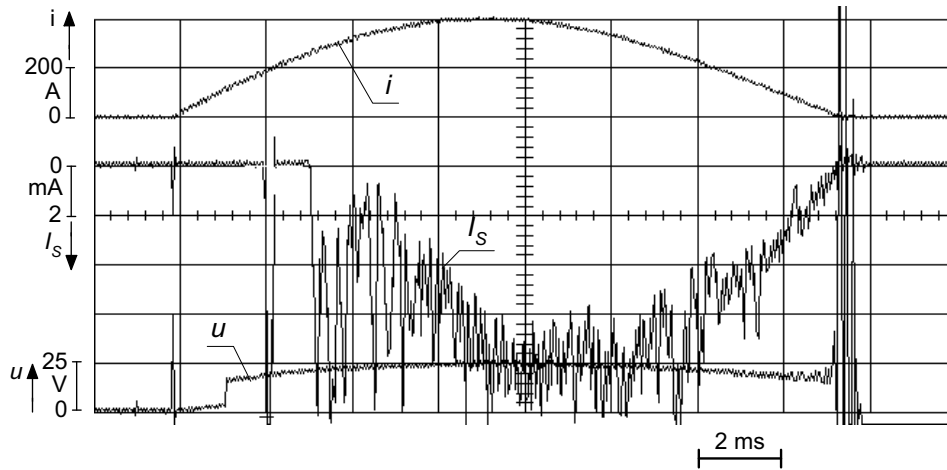
5.2.3. Pomiar parametrów elektronów sondą zasilaną napięciem stałym

Sonda Langmuira zasilana stałą wartością potencjału posiada ustalony punkt pracy na swej charakterystyce (rozdz. 4.2.2) i umożliwia obserwację zmian parametrów tego punktu w funkcji czasu, wraz ze zmianami zachodzącymi w analizowanej plazmie łuku. Badania takie ilustrują ilościową zmianę wartości prądu sondy, a tym samym ilościową zmianę mierzonego parametru plazmy, przykładowo elektronowego prądu nasycenia, wraz ze zmianą prądu łuku w czasie, np. w trakcie pojedynczej, sinusoidalnej półfali prądu. Przykładowy układ pomiarowy do wykonania takich badań przedstawiono na rysunku 5.20, a na rysunkach 5.21, 5.22 i 5.23 zilustrowano przebiegi prądu sondy I_S odpowiednio dla trzech różnych napięć zasilania: U_S , uzyskane przy pomiarze sondą SPO2 (tab. 5.2).



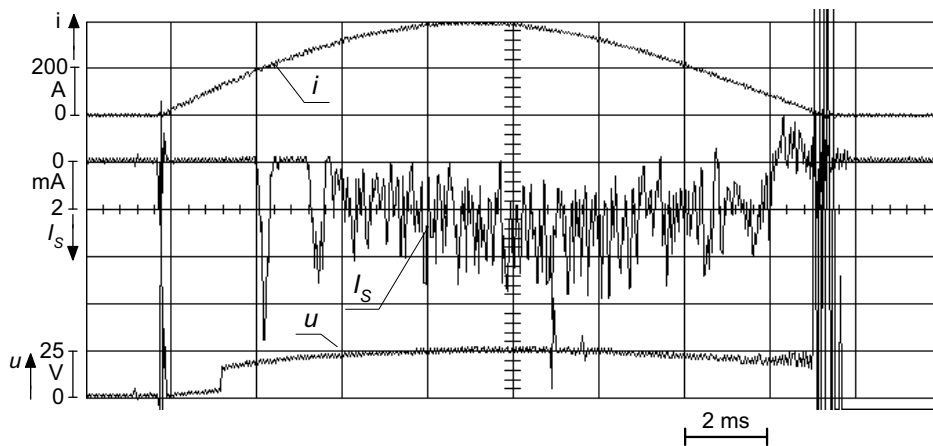
Rys. 5.20. Schemat układu badawczego do pomiaru parametrów plazmy łuku próżniowego z zastosowaniem sondy Langmuira zasilonej napięciem o stałej wartości; C – bateria kondensatorów, L – cewka bezrdzeniowa, S – łącznik załączający prąd probierczy, KP – próżniowa komora badawcza, A, K – styki komory badawczej, odpowiednio: anoda i katoda badanego wyładowania łukowego, SL – sonda Langmuira, S1, S2 – bezindukcyjne boczniki prądowe, C1 – kondensator, R – rezystor, U – źródło napięcia stałego, UŁ – układ ładowania baterii kondensatorów, U_S – pomiar napięcia sondy, I_S – pomiar prądu sondy, i – prąd wyładowania łukowego (prąd probierczy)

Fig. 5.20. Diagram of the experimental circuit for plasma parameters measurement using the Langmuir probe supplied with a constant potential; C – capacitor bank, L – coreless coil, S – switch for arc current switching-on, KP – experimental vacuum chamber, A, K – vacuum chamber contacts, respectively: anode and cathode of the investigated arc, SL – Langmuir probe, S1, S2 – low inductance shunts, C1 – capacitor, R – resistor, U – DC voltage source, UŁ – loading circuit, U_S – probe potential measurement, I_S – probe current measurement, i – current of the investigated arc



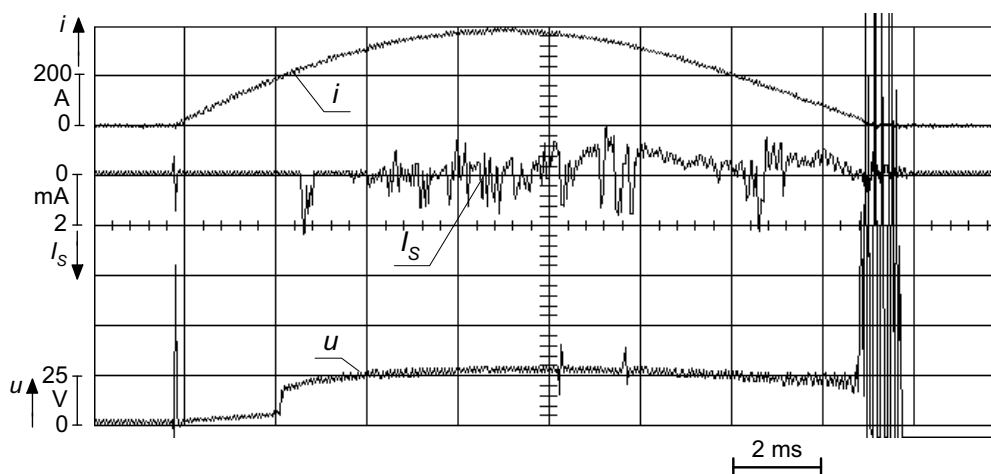
Rys. 5.21. Przykładowy przebieg prądu sondy I_S zasilanej stałym potencjałem $U_S = +25\text{ V}$ w układzie z rys. 5.20, dla pełnej półfali prądu łuku i ; u – napięcie łuku; sonda SPO2, tab. 5.2

Fig. 5.21. Example of the probe current flow I_S while supplying of the probe with the constant potential $U_S = +25\text{ V}$, in the test circuit from Fig. 5.20, for the whole half-wave of the arc current i ; u – arc voltage; probe SPO2, Table 5.2



Rys. 5.22. Przykładowy przebieg prądu sondy I_S zasilanej stałym potencjałem $U_S = +16\text{ V}$ w układzie z rys. 5.20, dla pełnej półfali prądu łuku i ; u – napięcie łuku; sonda SPO2, tab. 5.2

Fig. 5.22. Example of the probe current flow I_S while supplying of the probe with the constant potential $U_S = +16\text{ V}$ in the test circuit from Fig. 5.20, for the whole half-wave of the arc current i ; u – arc voltage; probe SPO2, Table 5.2



Rys. 5.23. Przykładowy przebieg prądu sondy I_S zasilanej stałym potencjałem $U_S = +3$ V w układzie z rys. 5.20, dla pełnej półfali prądu łuku i ; u – napięcie łuku; sonda SPO2, tab. 5.2

Fig. 5.23. Example of the probe current flow I_S while supplying of the probe with the constant potential $U_S = +3$ V in the test circuit from Fig. 5.20, for the whole half-wave of the arc current i ; u – arc voltage; probe SPO2, Table 5.2

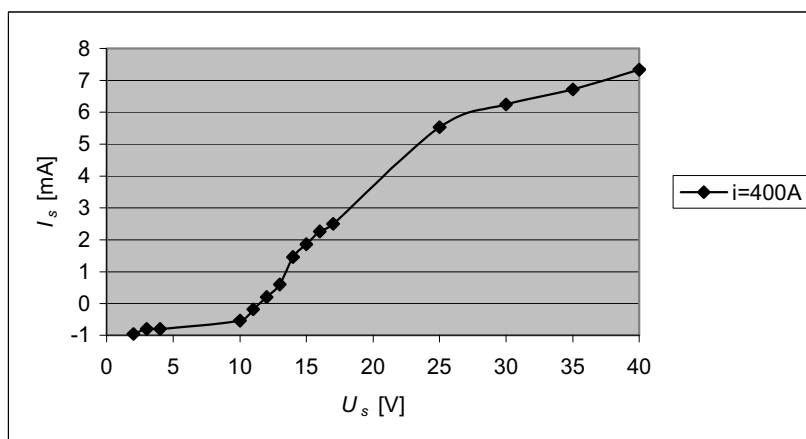
Gdy sonda jest zasilona potencjałem równym lub nieco wyższym od potencjału plazmy V_{pl} , wówczas jej prąd jest prądem nasycenia elektronowego. Sytuację taką ilustruje oscylogram na rysunku 5.21, gdy sonda jest zasilona napięciem $U_S = +25$ V $> V_{pl}$, a jej prąd jest wyraźnym prądem nasycenia elektronowego. Jego wartość zmienia się proporcjonalnie do wartości prądu łuku. Pomiar ten odpowiada w przybliżeniu zakresowi tuż powyżej punktu C (rys. 4.4) na charakterystyce Langmuira. Wraz ze zmniejszaniem potencjału sondy (zakres od punktu C do punktu B na rys. 4.4), obserwuje się stopniowe zmniejszanie się wartości prądu sondy (rys. 5.22), aż do miejsca, gdy coraz większa część przebiegu zaczyna przyjmować znak dodatni, czyli sonda wchodzi w zakres prądu jonowego (rys. 5.23). Oznacza to, że potencjał sondy jest niższy od potencjału swobodnego V_f (zakres na lewo od punktu B na rys. 4.4), co zilustrowano na rys. 5.23 dla potencjału sondy $U_S = +3$ V, odpowiadającego prądowi nasycenia jonowego. Zilustrowane zmiany przebiegu prądu sondy wynikają bezpośrednio z zależności (4.21), (4.22) i (4.24), i są spowodowane:

- zmianą koncentracji ładunku n_e oraz n_i , a tym samym n_{e0} i n_{i0} w funkcji zmian gęstości prądu łuku zgodnie z zależnościami (2.5) i (2.6),
- zmianą potencjału sondy (napięcie U_W w zależności (4.24)).

Na podstawie serii oscylogramów, takich jak przedstawione na rysunkach 5.21, 5.22 i 5.23 jest możliwe określenie charakterystyk sondy Langmuira z wykorzystaniem:

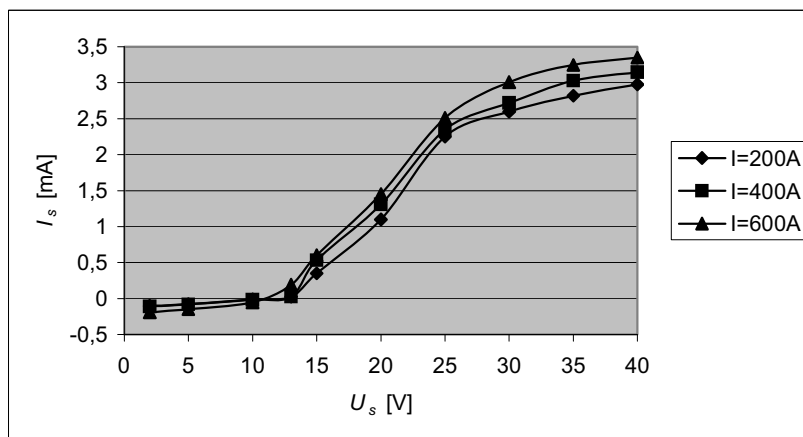
- pomiaru chwilowej wartości prądu sondy odpowiadającego wybranej chwilowej wartości prądu łuku, w funkcji stałych, nastawianych wartości potencjału sondy (rys. 5.24),

b) pomiaru uśrednionych wartości prądu sondy w określonym przedziale czasu, np. w czasie przepływu półfali prądu sinusoidalnego, w funkcji stałych, nastawianych wartości potencjału sondy (rys. 5.25).



Rys. 5.24. Przykładowa charakterystyka sondy Langmuira, wyznaczona dla chwilowej wartości prądu łuku równej 400 A, w funkcji nastawianych, stałych wartości potencjału sondy U_s (sonda SPO2, tab. 5.2)

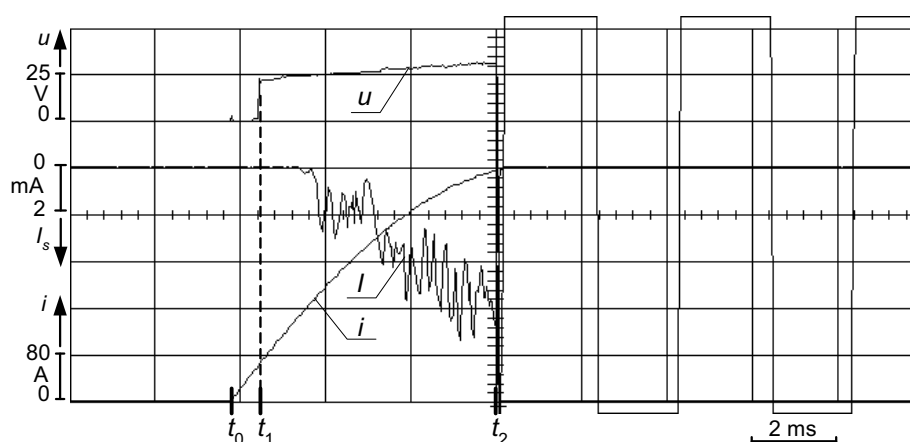
Fig. 5.24. Example of the Langmuir probe characteristic obtained for the instant arc current value 400 A as function of the set, constant probe potential values U_s (probe SPO2, Table 5.2)



Rys. 5.25. Przykładowe charakterystyki sondy Langmuira wyznaczone na podstawie pomiaru uśrednionej wartości prądu sondy dla półfali prądu łuku o trzech różnych amplitudach 200, 400 i 600 A, w funkcji nastawianych, stałych wartości potencjału sondy U_s (sonda SPO2, tab. 5.2)

Fig. 5.25. Example of the Langmuir probe characteristics obtained for the averaged half-wave sine arc current with amplitudes of 200, 400 and 600 A, as function of the set constant probe potential values U_s (probe SPO2, Table 5.2)

Szczególną cechą sondy zasilonej stałym potencjałem jest możliwość wykorzystania jej do pomiaru czasu zaniku prądu elektronowego po wymuszonym wyłączeniu łuku próżniowego przeciwprądem. Samo zagadnienie wymuszonego wyłączenia przeciwprądem jest przedmiotem następnego rozdziału pracy, w tym miejscu natomiast opisano jedynie zastosowanie sondy do pomiaru czasu zaniku prądu elektronowego w takim przypadku. Oscylogram na rysunku 5.26 ilustruje przebieg analogiczny do przebiegu z rysunku 5.21, gdy sonda pracuje w trybie prądu nasycenia elektronowego, lecz półfala prądu łuku jest wyłączona przeciwprądem. W chwili t_2 , po załączeniu impulsu przeciwprądu, prąd łuku zostaje sprowadzony do zera, i w tej samej chwili jest widoczny zanik prądu sondy I_s .



Rys. 5.26. Przykładowe przebiegi prądu łuku i , napięcia łuku u oraz prądu sondy I_s (sonda SPO2, tab. 5.2), podczas wyłączenia prądu łuku przeciwprądem; t_0 – chwila załączenia prądu, t_1 – chwila rozejścia się styków i zapłon łuku, t_2 – chwila załączenia impulsu przeciwprądu i wyłączenie prądu łuku

Fig. 5.26. Exemplary oscillograms of the arc current i , arc voltage u and probe current I_s (probe SPO2, Table 5.2), during the counter-pulse switching operation of the arc current; t_0 – time instant of the current switching-on, t_1 – time instant of contacts separation and beginning of the arc, t_2 – time instant of counter-pulse current switching-on and switching-off of the arc current

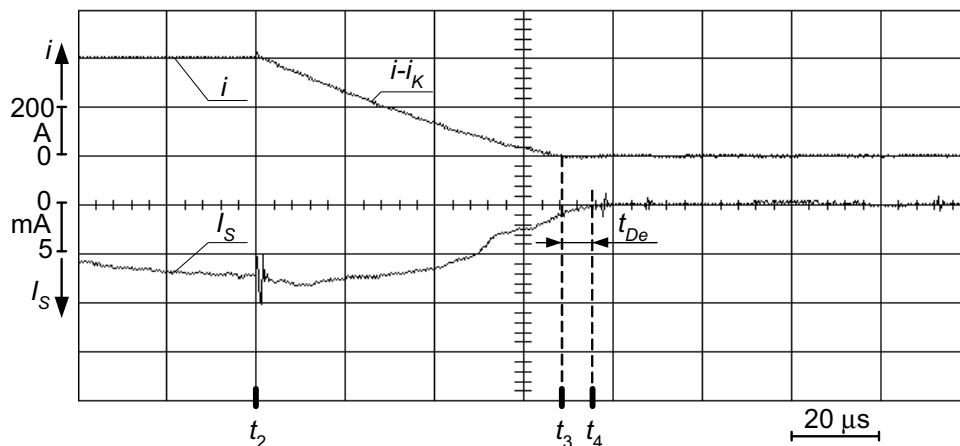
Proces ten, w odpowiednio powiększonej skali czasu, zilustrowano na rysunku 5.27, gdzie widoczny jest przebieg wymuszonego wyłączenia prądu w czasie od chwili załączenia przeciwprądu t_2 do chwili t_3 , gdy następuje przejście prądu łuku przez zero. W tym samym czasie następuje równoczesny zanik prądu sondy I_s . Czas opóźnienia zaniku prądu elektronowego t_{De} (rys. 5.27) jest określony jako różnica pomiędzy chwilą t_3 – przejścia przez zero prądu łuku i oraz chwilą t_4 – dojścia do zera prądu sondy.

W ocenie dokładności takiego pomiaru należy wziąć pod uwagę, że:

a) sonda Langmuira dokonuje miejscowego pomiaru parametrów plazmy, czyli w opisanym przypadku mierzy obecność prądu elektronowego w takiej odległości od badanego łuku, w jakiej została zainstalowana,

b) zerowa wartość zmierzonego prądu sondy dotyczy określonej skali pomiarowej prądu i i oznacza określoną, lecz nie zerową, gęstość prądu elektronowego;

Poniżej przeprowadzono krótką dyskusję obydwu aspektów: a) i b) związanych z dokładnością pomiaru czasu opóźnienia prądu elektronowego.



Rys. 5.27. Przykładowy oscylogram pomiaru czasu zaniku t_{De} prądu elektronowego przy pomocy sondy Langmuira (SPO2, tab. 5.3) pracującej na potencjale +25 V, po wymuszonym wyłączeniu prądu łuku i impulsem przeciwprądu i_K ; t_2 – chwila załączenia przeciwprądu, t_3 – chwila przejścia prądu łuku przez zero; amplituda sinusoidalnej półfali prądu łuku $\hat{i} = 400$ A, stromość narostu przeciwprądu $di_K/dt = 6$ A/ μ s

Fig. 5.27. Exemplary oscillogram of the electron current decay time t_{De} using the Langmuir probe (SPO2, Table 5.2) operated on the potential +25 V, after the arc current i extinguishing with the counter-pulse current i_K ; t_2 – time instant of the counter-pulse current switching-on, t_3 – time instant of the arc current zero; amplitude of the sine half-wave current $\hat{i} = 400$ A, falling rate of the counter-pulse current $di_K/dt = 6$ A/ μ s

Błąd wynikający z czynników opisanych w punkcie a) można skorygować, uwzględniając czas przelotu elektronów od miejsca palenia się łuku do miejsca pomiaru, czyli do miejsca zainstalowania sondy. W omawianych pomiarach czas ten można oszacować na ok. 0,05 μ s, czyli jest to wartość pomijalnie mała w przytoczonych tu wynikach badań.

Współzależność wartości prądu sondy i gęstości prądu elektronowego (punkt b) jest określona równaniem (4.18), z którego wynika wzajemna, wprost proporcjonalna zależność obydwu tych wielkości. Ponieważ prąd sondy jest mierzony w skali liniowej, można więc założyć, że zmniejszenie się jego wartości poniżej 0,01 podziałki (np. działki na ekranie oscyloskopu) oznacza praktycznie wartość zerową w omawianym sposobie pomiaru. Koncentracje cząsteczek zmierzone i obliczone w analizowanych pomiarach (tab. 5.3 i 5.6) są rzędu 10^{15} m^{-3} , stąd zerową wartość prądu sondy można interpretować jako koncentrację elektronów nie większą niż rzędu 10^{13} m^{-3} . Podobne współzależności stosowane były w innych, znanych z literatury pracach. Zakres zmian prądu sondy Langmuira użytej w badaniach Jüttnera i in. [110] oraz

gęstości tego prądu obejmują dwa rzędy wielkości. W pracy [259] spadek gęstości prądu elektronowego o jeden rząd wielkości w porównaniu ze stanem wyjściowym traktowany jest praktycznie jako wartość bliska zero. Z podobnym podejściem można się spotkać w pracach Linsa [205], gdzie spadek koncentracji jonów o dwa rzędy jest traktowany jako zanik do wartości bliskiej zero. Podsumowując powyższe uwagi można stwierdzić, że w pomiarze zaniku prądu elektronowego sondą Langmuira wartość zerowa tego prądu powinna być interpretowana jako odpowiadająca koncentracji elektronów w przybliżeniu o dwa rzędy niższej od tej, jaka odpowiada prądowi nasycenia elektronowego sondy. W omawianych badaniach wartość tę można więc oszacować na 10^{13} m^{-3} . Należy dodać, że koncentracja plazmy i koncentracja elektronów, przyjęte w punktach 3.3.3 i 3.4.2 jako wartości zapewniające zadowalającą wytrzymałość połukową na poziomie 10^{14} m^{-3} (3.30), dotyczą koncentracji w przestrzeni międzystykowej. W omawianych tu pomiarach granica koncentracji 10^{13} m^{-3} dotyczy określonego miejsca poza przestrzenią międzystykową.

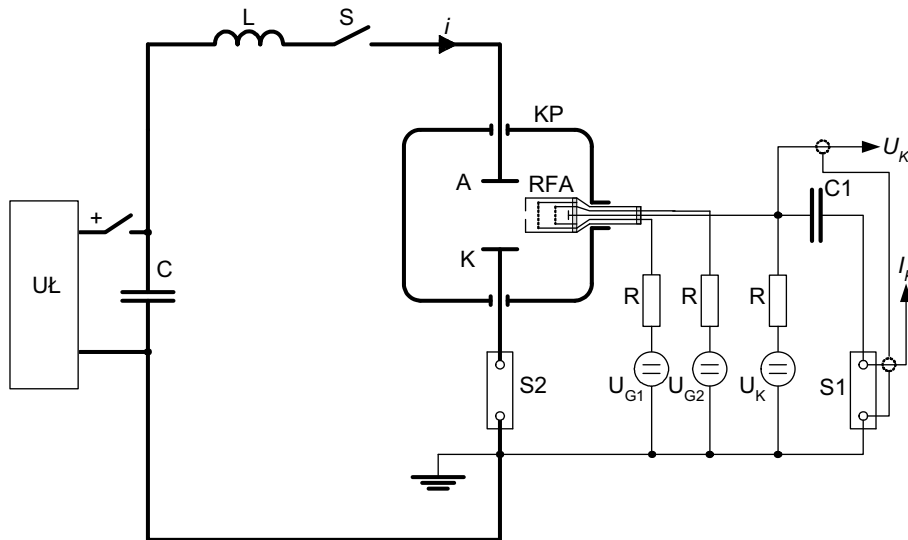
Ostatnia uwaga dotyka problemu, na ile pomiar parametrów plazmy w określonej odległości od wyładowania daje informację o przebiegu zjawisk w przestrzeni międzystykowej. Pomiar sondami umiejscowionymi poza przestrzenią międzystykową są opisane w wielu pozycjach literatury [5, 67, 68, 110, 182, 183, 259, 260]. Zakłada się w nich, że zanik danej wielkości w obszarze poza przestrzenią międzystykową (np. zanik koncentracji cząsteczek przed naturalnym przejściem prądu łuku przez zero [259, 260]), jest proporcjonalny do zaniku tej samej wielkości w obszarze międzystykowym. Zanik plazmy w przestrzeni międzystykowej powoduje zanik dyfuzji cząsteczek poza tę przestrzeń. Należy sobie jednak zdawać sprawę z uproszczeń przyjętych w takim obrazie zjawiska, w którym zakłada się m.in. równomierną dyfuzję plazmy w płaszczyźnie prostopadłej do osi łuku.

5.3. Pomiary z zastosowaniem analizatora pola opóźniającego (RFA)

5.3.1. Konstrukcja analizatora i dobór jego parametrów

Analizatory pola opóźniającego zastosowane w badaniach prezentowanych w pracy były zbudowane na bazie sond Langmuira, omówionych w punkcie 5.2 (rys. 5.2 i 5.4). Analizator przedstawiony na rysunku 5.2, zaprojektowany przez autora i wykonany w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej, oznaczono umownie w dalszej części pracy symbolem RFA1. Drugi analizator, z rys. 5.4, był używany przez autora do pomiarów w Uniwersytecie Technicznym w Braunschweig i został oznaczony symbolem RFA2. Zasadę działania i sposób podłączenia analizatora omówiono szczegółowo w rozdziale 4. Transparencje siatek obydwu analizatorów, obliczone z zależności (4.34), wynoszą odpowiednio 0,36 i 0,64. W badaniach plazmy łuku łączeniowego omówionych w pracy obydwie analizatory pracowały wyposażone

w dwie bądź w trzy siatki, z obudową znajdującą się na potencjale swobodnym. Układ połączeń analizatora w badaniach łuku łączeniowego o kształcie sinusoidalnej półfali prądu przedstawiono na rysunku 5.28.



Rys. 5.28. Schemat układu pomiarowego do badania parametrów plazmy próżniowego łuku łączeniowego z zastosowaniem analizatora pola opóźniającego (RFA); C – bateria kondensatorów, L – cewka bezrdzeniowa, S – łącznik załączający prąd probierczy, KP – próżniowa komora badawcza, A, K – styki komory badawczej, odpowiednio: anoda i katoda badanego wyładowania łukowego, RFA – analizator, S1, S2 – bezindukcyjne boczniki prądowe, C1 – kondensator, R – rezystory, U_{G1} , U_{G2} – źródła napięcia (potencjałów) siatek, U_K , U_K – źródło napięcia (potencjału) kolektora i jego pomiar, I_K – pomiar prądu kolektora, UŁ – układ ładowania baterii kondensatorów, i – prąd wyładowania łukowego

Fig. 5.28. Diagram of the experimental circuit for plasma parameters measurement using the retarding field analyser; C – capacitor bank, L – coreless coil, S – switch for arc current switching-on, KP – experimental vacuum chamber, A, K – vacuum chamber contacts, respectively: anode and cathode of the investigated arc, RFA – analyser, S1, S2 – low inductance shunts, C1 – capacitor, R – resistors, U_{G1} , U_{G2} – voltage (potential) sources for grids supplying, U_K , U_K – voltage (potential) source for collector supplying and its measurement, I_K – collector current measurement, UŁ – loading circuit, i – current of the investigated arc

Doboru średnicy otworu wlotowego analizatora, rozmiarów siatek oraz ich potencjałów dokonano na podstawie szczegółowych badań wstępnych przyrządu. Podstawy teoretyczne takiego doboru omówiono w punkcie 4.3.3. W toku badań wstępnych należy zwrócić m.in. uwagę na następujące zagadnienia:

a) Długości Debye'a λ_D występujące w zależnościach (4.42a) i (4.45) dotyczą odpowiednio różnych przestrzeni we wnętrzu analizatora, oznaczonych na rysunkach 4.7 i 4.8 odpowiednio jako d_1 , d_2 i d_3 . W zależności (4.42a) chodzi o plazmę w komorze

próżniowej, przed otworem wlotowym O do analizatora (rys. 4.7), natomiast w nierówności (4.45) jest to plazma znajdująca się przed analizowaną siatką, a więc odpowiednio w przestrzeni d_1 (λ_{D1}) dla siatki pierwszej (rys. 4.7 i 4.8), d_2 (λ_{D2}) dla siatki drugiej oraz d_3 (λ_{D3}) dla siatki trzeciej. W kolejnych z tych przestrzeni występują różne wartości koncentracji plazmy, a tym samym różne długości Debye'a (λ_{D1} , λ_{D2} , λ_{D3}) oraz odpowiednio trzy różne drogi swobodne elektronów (λ_{e1} , λ_{e2} , λ_{e3}).

b) Odległość pomiędzy siatkami powinna być większa od $10\lambda_D$, przy czym chodzi tu o długości Debye'a λ_{D1} , λ_{D2} , λ_{D3} , odpowiednio dla trzech kolejnych siatek. Zasadniczą trudnością jest uzyskanie określonej koncentracji plazmy w poszczególnych częściach obudowy analizatora.

c) W praktyce istnieje jedynie ograniczona możliwość zmian rozmiarów siatek i wymiarów analizatora, która jest do dyspozycji w prowadzonych badaniach. Wykonanie analizatora to czynność kosztowna, gdyż jest to zwykle urządzenie konstruowane indywidualnie do konkretnej komory badawczej i rzadko istnieje możliwość pożądanego uniwersalności w budowie przyrządu, co pozwalałoby na zmianę jego parametrów.

Tabela 5.7. Zestawienie zmierzonych eksperymentalnie wartości λ_{D1} dla półfali prądu łuku i o amplitudach 400 A i 600 A, wykonane dla trzech różnych średnic otworu wlotowego d_O sondy SPO2, użytej następnie jako analizator RFA1

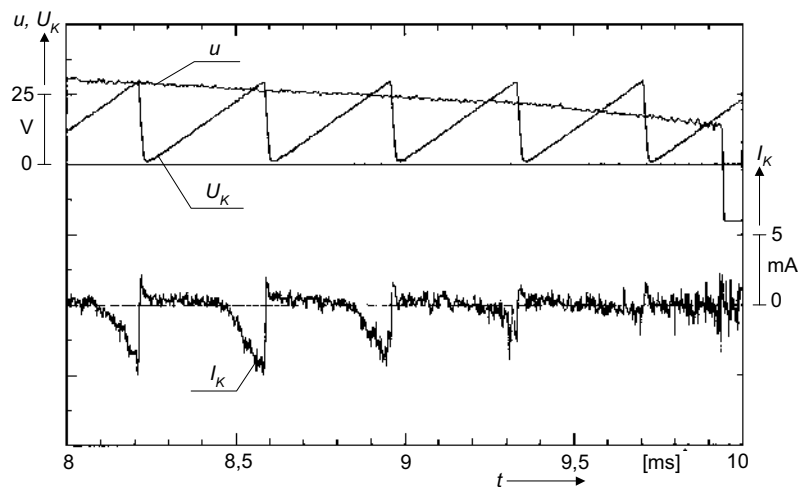
Table 5.7. Statement of experimentally measured values of λ_{D1} for sine half-wave of current with amplitudes 400 A and 600 A, at three different orifice diameters d_O of the probe SPO2, used later as the analyser RFA1

i	$\lambda_{D1} [\times 10^{-4} \text{ m}]$		
	$d_O = 1 \text{ mm}$	$d_O = 2 \text{ mm}$	$d_O = 3 \text{ mm}$
[A]			
400	7,96	4,23	1,98
600	5,34	2,54	1,89

Wymienione czynniki sprawiają, że przygotowanie analizatora do badań wymaga bardzo starannego doboru jego parametrów, czego dokonuje się zwykle na drodze eksperymentalnej. Poniżej przedstawiono krótką ilustrację takiej procedury dla analizatora pracującego w trybie separacji prądu elektronowego, z częściowym wykorzystaniem pomiarów sondami Langmuira, omówionymi w punkcie 5.2.2. Dla analizatora RFA1, który pozbawiony siatek bądź przysłony służył jako sonda SPN3 bądź SPO2, można odczytać z tabeli 5.5 odpowiednie długości Debye'a, przy czym $\lambda_D = 0,92 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ dla SPN3 odpowiada przestrzeni wewnątrz komory badawczej, przed otworem wlotowym do analizatora. To właśnie na podstawie tej wartości można oszacować grubość warstwy d_w (rys. 4.8), zgodnie z zależnością (4.22a) jako

$$d_w \approx 10 \cdot 0,92 \cdot 10^{-4} \text{ m} \approx 0,92 \cdot 10^{-3} \text{ m}. \quad (5.6)$$

Obliczona w ten sposób wartość determinuje zalecaną zgodnie z zależnościami (4.43) i (4.44) wielkość otworu wlotowego O do analizatora (rys. 4.7 i 4.8). Minimalna średnica otworu powinna być więc równa co najmniej długości d_w , (4.44), aby otwór ten był „widoczny” dla plazmy otaczającej analizator. W omawianych badaniach minimalna wartość tej średnicy wynosi więc 1 mm. Średnica otworu wlotowego determinuje z kolei koncentrację plazmy wewnątrz obudowy, a tym samym długość Debye’a λ_{D1} w przestrzeni d_1 (rys. 4.8). Pomiar tych wartości (tab. 5.7) jest niezbędny w celu właściwego dostosowania wartości λ_{D1} do wielkości oczka siatki G1 (rys. 4.8).



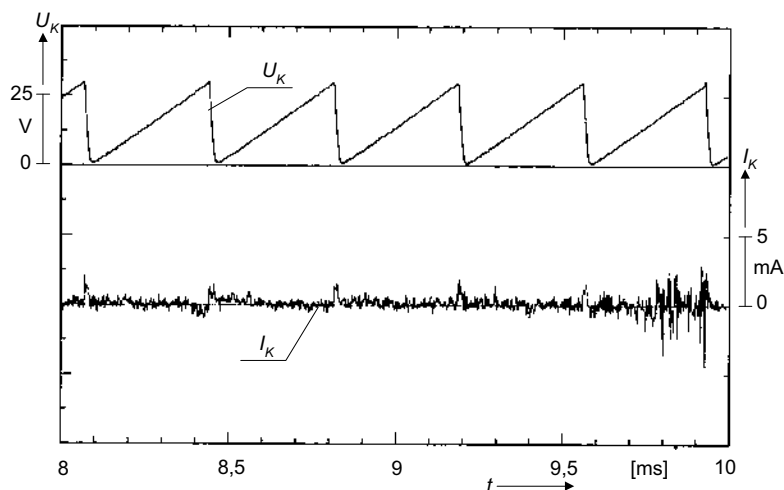
Rys. 5.29. Ilustracja przebiegów prądu I_K i napięcia kolektora U_K analizatora RFA2 pracującego z jedną siatką G1 (rys. 4.8 i 5.4), z kolektorem zasilonym napięciem piłokształtnym jako sonda Langmuira; siatka G1 jest na potencjale swobodnym, $U_{G1} = V_{fl}$; u – napięcie łuku; oscylogram ilustruje ostatnie 2 ms półfali o częstotliwości ok. 50 Hz

Fig. 5.29. Illustration of collector current I_K and voltage U_K flows of the analyser RFA2 operated with the single grid G1 (Fig. 4.8 and 5.4), with the collector supplied with saw-tooth voltage as the Langmuir probe; grid G1 floatend, $U_{G1} = V_{fl}$; u – arc voltage; the oscillogram illustrate the last 2 ms of half wave flow with frequency of about 50 Hz

Dobór otworu wlotowego analizatora, w przypadku gdy przysłona nie spełnia funkcji separacji ładunku o określonej polaryzacji, oprócz omówionego już warunku (4.44) powinien uwzględniać warunki niezbędne do właściwej separacji ładunku przez odpowiednią siatkę. Dane z tabeli 5.7 pozwalają na dokonanie ustaleń dla siatki G1 (rys. 4.8), czyli pierwszej za otworem wlotowym. Wymiar $d_s - 2r_s$ analizatora RFA1 (rys. 5.2) wynosi 75 μm , czyli warunek (4.45) jest spełniony dla wszystkich średnic d_o otworów wlotowych w tabeli 5.7. Jednak długość d_1 (rys. 4.8 i 5.2) powinna równocześnie spełniać warunek (4.46), co ma miejsce jedynie w przypadku otworu o średnicy 3 mm. W ten sposób należy dobrać otwór o średnicy 3 mm do analizatora RFA1.

Dobór drugiej siatki (G2, rys. 4.8) zgodnie z warunkiem (4.46) dotyczy sytuacji, gdy siatka ta miałaby stanowić drugą separującą „zaporę” dla prądu elektronowego, pochodzą-

cego z badanej plazmy. Sytuacja taka występuje wówczas, gdy po podaniu ujemnego potencjału na pierwszą siatkę (rys. 4.8a) stwierdzi się obecność prądu elektronowego w przestrzeni d_2 . W takiej sytuacji należy zmierzyć parametry tego prądu, włączając kolektor analizatora K za pierwszą siatką G1 (przy wymontowanej drugiej siatce G2) jako sondę Langmuira w sposób opisany w punkcie 5.2 i na tej podstawie obliczyć długość Debye'a λ_{D2} . W praktyce nie jest to łatwe zadanie, ze względu na bardzo niewielką ilość prądu elektronowego za siatką G1, wskutek częściowego odseparowania go przez tę siatkę. W tych warunkach mogą wystąpić trudności w uzyskaniu pożądanej dokładności pomiaru. Dlatego w praktyce celowym jest staranny dobór parametrów siatki pierwszej tak, aby uzyskać skuteczną separację prądu elektronowego przy użyciu tylko jednej, pierwszej siatki G1 (rys. 4.8). Zadowalającą skuteczność takiej separacji przy użyciu jednej siatki zilustrowano na rysunkach 5.29 i 5.30, gdzie widoczne są przebiegi prądu I_K i napięcia kolektora U_K analizatora RFA2, pracującego jako sonda SKO2 przy siatce będącej na potencjale swobodnym oraz zasilonej odpowiednim potencjałem ujemnym.



Rys. 5.30. Oscylogram jak na rys. 5.29, lecz przy napięciu siatki $U_{G1} = -10$ V
 Fig. 5.30. Oscillogram like in Fig. 5.29, but for the grid potential $U_{G1} = -10$ V

Druga siatka G2 (rys. 4.8a) pełni w badaniach plazmy łuku łączeniowego rolę separatora elektronów emisji wtórnej. W tym celu należy ją zasilić potencjałem ujemnym, niższym od potencjału siatki pierwszej G1. Wartość tego potencjału dobiera się eksperymentalnie tak, aby przy napięciu kolektora U_K równym w przybliżeniu potencjałowi plazmy (dla łuku dyfuzyjnego $U_K = +25$ V) prąd kolektora był możliwie blisko linii zerowej, podobnie jak pokazano na rysunku 5.30.

Siatka trzecia G3 (rys. 4.8) jest rzadko stosowana w badaniach plazmy łuku łączeniowego. Powodem jest bardzo trudny jej dobór w sytuacji, gdyby miała pełnić rolę siatki separacyjnej i miałyby być spełnione równocześnie warunki (4.45) i (4.46) w bardzo już rozrzedzonej plazmie za dwiema siatkami G1 i G2. Celowość jej zasto-

sowania do spowalniania ładunku nie jest ponadto uzasadniona, gdyż można to osiągnąć w sposób znacznie prostszy, ustawiając odpowiednie napięcie kolektora, jak to omówiono w punkcie 4.3.2.

Zastosowanie analizatora pola opóźniającego w badaniach plazmy próżniowego łuku elektrycznego sprowadza się najczęściej do pomiaru parametrów prądu jonowego, gdyż ich pomiar sondą Langmuira, choć teoretycznie możliwy, jest obciążony znacznym błędem. Z kolei pomiar parametrów elektronów może być dokonany w sposób znacznie prostszy przy użyciu sondy Langmuira, stąd zbędny jest ich pomiar analizatorem. W dalszej części rozdziału omówiono pomiar parametrów prądu jonowego w plazmie łuku o sinusoidalnej półfali prądu oraz podczas wymuszonego wyłączenia przeciwprądem.

5.3.2. Pomiar parametrów prądu jonowego dla wyładowania łukowego o sinusoidalnej półfali prądu

Pomiary parametrów prądu jonowego w plazmie łuku próżniowego o sinusoidalnej półfali prądu przeprowadza się zwykle w analizie procesów łączeniowych w obwodach prądu przemiennego, badając w szczególności [259]:

- a) zjawiska w pobliżu naturalnego przejścia prądu sinusoidalnego przez zero,
- b) rozkład energii jonów w określonej fazie przebiegu sinusoidalnego.

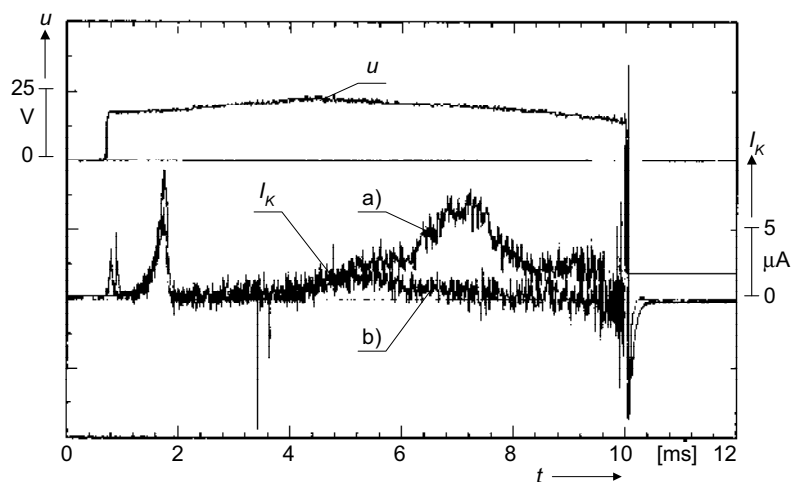
Badania takie przeprowadzono w omawianej pracy przede wszystkim w celu zilustrowania możliwości pomiaru analizatorem, wykorzystując stosowaną tu półfalę prądu.

Pomiary przeprowadzono w układzie z rysunku 5.28. Pierwsza siatka służyła do separacji prądu elektronowego. Spowalnianie prądu jonowego (punkty 4.3.2 i 5.3.1) zrealizowano albo drugą siatką zasiloną potencjałem dodatnim, albo podając potencjał dodatni na kolektor. Druga siatka mogła być również zasilona potencjałem niższym od potencjału pierwszej, służąc do dodatkowej separacji prądu elektronowego i do eliminacji prądu emisji elektronowej z kolektora w sytuacji, gdy spowolnienie prądu jonowego było realizowane dodatnim potencjałem kolektora. Poniżej zamieszczono krótką ilustrację możliwości wykorzystania analizatora do pomiaru prądu jonowego przy pełnej półfali sinusoidalnego prądu łuku.

Na oscylogramach ilustrujących pomiar jonowego prądu kolektora I_K analizatora, prąd ten zastrzałkowano jako prąd o znaku dodatnim (rys. 5.29 i następne), czyli tak, jak to miało fizycznie miejsce przy pomiarach z uziemioną katodą (rys. 5.28 i 5.34). W takiej konwencji prąd sondy Langmuira I_S mierzony w układach z rys. 5.5 i 5.20 powinien być na oscylogramach zastrzałkowany zasadniczo jako ujemny. Jednak ze względu na czytelność przeprowadzonej analizy prąd I_S na wszystkich rysunkach w prezentowanej pracy zastrzałkowano również jako dodatni. W tym m.in. celu rozróznięto obydwa prądy: sondy Langmuira I_S i kolektora analizatora pola opóźniającego I_K , choć fizycznie jest to ten sam prąd sondy elektrycznej, lecz o przeciwnym znaku.

Na rysunku 5.31 przedstawiono jonowy prąd kolektora przy przepływie sinusoidalnej półfali prądu łuku wyhamowywany drugą siatką, czyli tą, która znajduje się bezpośrednio przed kolektorem. Analizator wyposażony w dwie siatki dokonuje tu

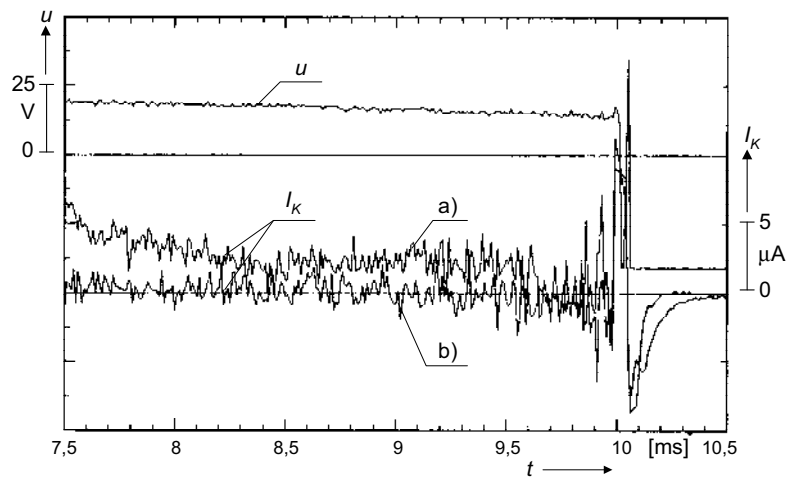
separacji prądu elektronowego pierwszą siatką, pracującą na potencjale $U_{G1} = -10V$, natomiast dodatni potencjał drugiej siatki służy do wyhamowania prądu jonowego. Gdy potencjał ten jest zerowy $U_{G2} = 0V$, obserwuje się wyraźny dodatni (jonowy) prąd kolektora w trakcie palenia się łuku (przebieg a), rys. 5.31). Dla siatki zasilonej potencjałem $U_{G2} = +50 V$ obserwuje się natomiast niemal całkowite wyhamowanie prądu jonowego. Ten sam oscylogram, lecz dla ostatnich dwóch milisekund przebiegu półfali prądu przedstawiono na rysunku 5.32.



Rys. 5.31. Ilustracja wyhamowania prądu kolektora I_K analizatora RFA2 dodatnim potencjałem siatki. $U_{G1} = -10V$, $U_{G2} =$ a) $0V$, b) $+50 V$; u – napięcie łuku, amplituda prądu łuku $1400 A$

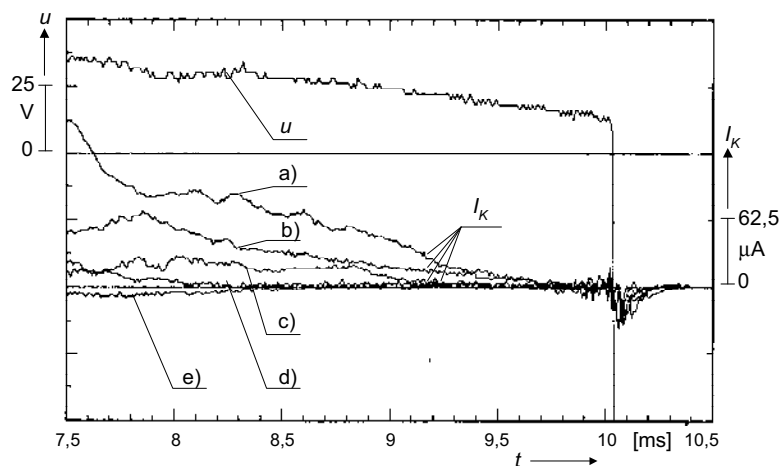
Fig. 5.31. Retarding of the of ion current I_K using the analyser RFA2 with the positive biased grid; $U_{G1} = -10V$, $U_{G2} =$ a) $0V$, b) $+50 V$; u – arc voltage, arc current amplitude $1400 A$

Aby uzyskać rozkład wartości prądu jonowego dla całego zakresu zmian potencjału wyhamowującego prąd jonowy, należy nastawiać odpowiednie wartości tego potencjału aż do całkowitego sprowadzenia prądu kolektora do wartości możliwie bliskiej zero. Ilustracja takiego pomiaru przedstawiona jest na rysunku 5.33, gdzie spowalnianie jonów następowało dodatnim potencjałem kolektora. Na rysunku zestawiono przebiegi zmian prądu kolektora I_K dla kilku nastawionych wartości potencjału kolektora U_K , przy czym dla potencjału $U_K = 0 V$ do kolektora dociera pełny, odseparowany sygnał jonowy, natomiast wraz ze wzrostem jego potencjału dodatniego coraz większa liczba jonów zostaje odpychana, co ilustrują kolejne przebiegi b), c), d) oraz e) na rysunku 5.33. Przebieg e) znajdujący się nieco poniżej zerowej osi prądu wskazuje na pewną nieznaną obecność prądu elektronowego docierającego do kolektora przy potencjale kolektora $U_K = +50 V$. Przyczyną tego może być albo niepełna separacja sygnału elektronowego przez siatki, albo obecność elektronów emisji wtórnej wybitych z powierzchni kolektora. W praktyce tak nieznaczny prąd elektronowy jest traktowany jako dopuszczalny i mieszczący się w granicach błędów przy pomiarach analizatorem [259].



Rys. 5.32. Napięcie łuku u i prąd kolektora I_K dla przebiegu z rys. 5.31, w ostatnich 2,5 ms przed przejściem prądu łuku przez zero

Fig. 5.32. The arc voltage u and collector current I_K for oscillogram from Fig. 5.31, during the last 2,5 ms before the current zero



Rys. 5.33. Przykładowe przebiegi prądu kolektora I_K (odseparowany prąd jonowy) dla różnych wartości potencjału kolektora U_K , dla ostatnich 2,5 ms przebiegu sinusoidalnego; u – napięcie łuku; potencjały siatek:

$U_{G1} = -10$ V, $U_{G2} = -50$ V; potencjały kolektora: a) $U_K = 0$ V, b) $U_K = +10$ V, c) $U_K = +25$ V, d) $U_K = +40$ V, e) $U_K = +50$ V

Fig. 5.33. Exemplary oscillograms of the collector current I_K (separated ion current) for different collector potentials U_K , during the last 2,5 ms of the sine current flow; u – arc voltage; grid potentials: $U_{G1} = -10$ V, $U_{G2} = -50$ V; collector potentials: a) $U_K = 0$ V, b) $U_K = +10$ V, c) $U_K = +25$ V, d) $U_K = +40$ V, e) $U_K = +50$ V

Wykorzystując zależności od (4.35) do (4.41), można określić charakterystykę analizatora (rys. 4.9) oraz wyznaczyć średnie energie i prędkości skierowane jonów,

a także wyznaczyć rozkłady statystyczne tych wielkości dla całej półfali przebiegu sinusoidalnego bądź dla określonego jego fragmentu. Przykładem takiej analizy są badania zaprezentowane w pracy [259]. Jak widać z przedstawionych przykładowych oscylogramów (rys. 5.31–5.33) przebiegi prądu kolektora cechuje znaczny rozrzut spowodowany zmiennością i niestabilnością wyładowania łukowego. Dlatego charakterystyki takie wyznacza się zwykle w postaci rozkładów stochastycznych, bazując na pewnej, większej liczbie pomiarów. Wyznaczanie takich charakterystyk dla pełnej półfali prądu sinusoidalnego [259] nie jest przedmiotem prezentowanej pracy, dlatego nie jest tu szczegółowo omawiane.

5.3.3. Pomiar parametrów prądu jonowego podczas wyłączenia przeciwprądem

W prezentowanej pracy podjęto próbę wykorzystania możliwości pomiarowych analizatora pola opóźniającego do badań plazmy łuku próżniowego podczas wyłączenia przeciwprądem. Specyfika pomiaru polega na sprowadzeniu prądu wyładowania łukowego ze znaczną stromością do zera, co zostało dokładniej omówione w rozdziale 6. Prezentowane badania przeprowadzono w układzie, którego schemat przedstawiono na rys. 5.34, w warunkach próżniowego łuku niskiego napięcia (napięcie zasilania do $1000 V_{RMS}$) przy stromościach impulsu przeciwprądu od ok. $2 A/\mu s$ do ok. $90 A/\mu s$. Przedmiotem pomiarów były:

- a) czas opóźnienia zaniku prądu jonowego t_{DI} po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero,
- b) rozkład energii jonów po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero,
- c) rozkład prędkości jonów po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero.

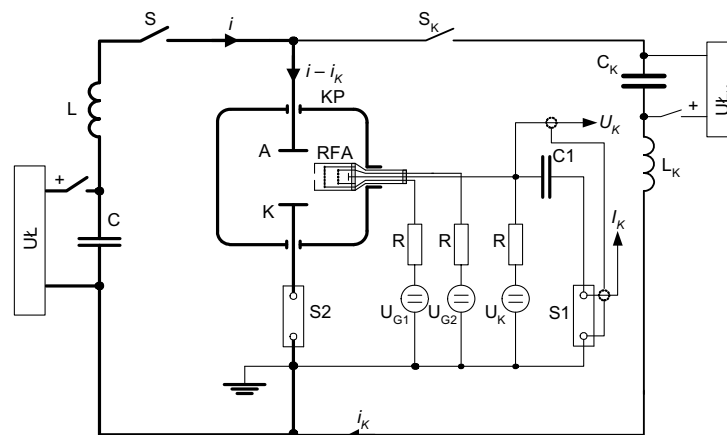
Pomiary omówione w tym rozdziale wykonano dla prądów łuku o amplitudach 400 A i 600 A. Po przeprowadzeniu analizy doboru otworu wlotowego analizatora i skuteczności separacji prądu elektronowego przez siatki (punkt 5.3.1) przyrząd pracował z następującymi ustawieniami:

- a) średnica otworu wlotowego $d_o = 3 \text{ mm}$,
- b) potencjał pierwszej siatki (rys. 5.34) $U_{G1} = -10 \text{ V}$,
- c) potencjał drugiej siatki (rys. 5.34) $U_{G2} = -20 \text{ V}$,
- d) potencjał kolektora (rys. 5.34) nastawiany od zera do $+70 \text{ V}$.

Wszystkie potencjały były odniesione do potencjału uziemionej katody w układzie z rysunku 5.34. W ten sposób kolektor mierzył odseparowany prąd jonowy plazmy, który mógł być „spowalniany” dodatnim potencjałem kolektora.

Przy potencjale kolektora $U_K = 0 \text{ V}$ jego prąd jest „pełnym” prądem jonowym, czyli teoretycznie wszystkie jony docierające do wnętrza analizatora osiągają kolektor. Stan taki jest widoczny na przebiegu a) z rysunku 5.31 oraz na rysunku 5.35, na którym zilustrowano przebieg prądu kolektora w układzie z rysunku 5.34, lecz bez załączenia przeciwprądu i_K . Rys. 5.36 ilustruje natomiast przebieg analogiczny do tego z rysunku 5.35, lecz z załączonym przeciwprądem i wyłączeniem prądu łuku w chwili t_2 , w pobliżu jego amplitudy. Widoczny jest natychmiastowy zanik prądu

kolektora I_K wraz z zanikiem prądu łuku. Aby odczytać parametry przebiegów w momencie przejścia prądu przez zero, wykonano serię pomiarów z odpowiednio dobraną skalą czasu, jak to przedstawiono na rysunku 5.37.

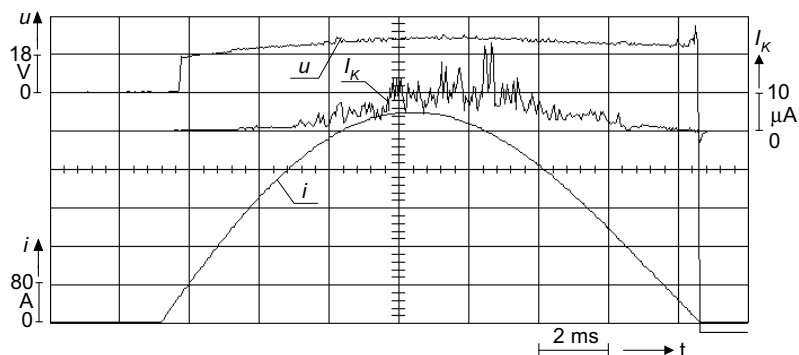


Rys. 5.34. Schemat układu pomiarowego do badania parametrów plazmy próżniowego łuku łączeniowego z zastosowaniem analizatora pola opóźniającego (RFA) podczas wyłączania przeciwprądu; C – bateria kondensatorów, L – cewka bezrdzeniowa, S – łącznik załączający prąd probierczy, KP – próżniowa komora badawcza, A, K – styki komory badawczej, odpowiednio: anoda i katoda badanego wyładowania łukowego, RFA – analizator, S1, S2 – bezindukcyjne boczniki prądowe, C1 – kondensator, R – rezystory, U_{G1} , U_{G2} – źródła napięcia (potencjałów) siatek, U_K , U_K – źródło napięcia (potencjału) kolektora i jego pomiar, I_K – pomiar prądu kolektora, U_L – układ ładowania baterii kondensatorów C, i – prąd wyładowania łukowego, i_K – przeciwprąd, C_K , L_K – kondensator i cewka bezrdzeniowa w obwodzie przeciwprądu, S_K – łącznik do załączania przeciwprądu, U_{L_K} – układ ładowania kondensatora C_K

Fig. 5.34. Diagram of the experimental circuit for plasma parameters measurement using the retarding field analyser; C – capacitor bank, L – coreless coil, S – switch for arc current switching-on, KP – experimental vacuum chamber, A, K – vacuum chamber contacts, respectively: anode and cathode of the investigated arc, RFA - analyser, S1, S2 – low inductance shunts, C1 – capacitor, R – resistors, U_{G1} , U_{G2} – voltage (potential) sources for grids supplying, U_K , U_K – voltage (potential) source for collector supplying and its measurement, I_K – collector current measurement, U_L – loading circuit of the capacitor bank C, i – current of the investigated arc; i_K – counter-current, C_K , L_K – capacitor and core-less coil in the counter-current circuit, S_K – switch for counter-current switching-on, U_{L_K} – loading circuit of the capacitor C_K

Przebieg widoczny na rysunku 5.37 pozwala na odczytanie:

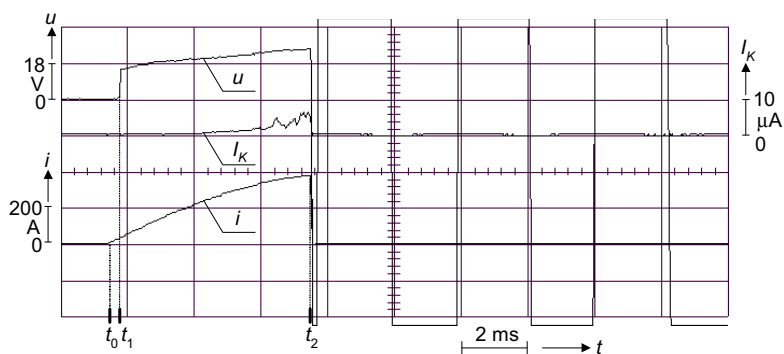
- stromości zaniku prądu łuku do zera (stromości narostu przeciwprądu); jest to stromość prądu łuku w odstępie czasu t_2-t_3 ,
- czas zaniku prądu kolektora (prąd jonowy) po wymuszonym zerze prądu (czas t_3-t_4),
- parametrów charakteryzujących efekt „wyhamowania” prądu jonowego dodatnim potencjałem kolektora U_K , co pozwala na oszacowanie średniej energii kinetycznej prędkości skierowanej jonów w czasie ich zaniku.



Rys. 5.35. Przykładowe przebiegi napięcia u i prądu łuku i oraz prądu kolektora I_K przy $U_K = 0$ V, $U_{G1} = -10$ V, $U_{G2} = -20$ V; układ z rys. 5.34, bez wyłączenia przeciwprądem, analizator RFA1

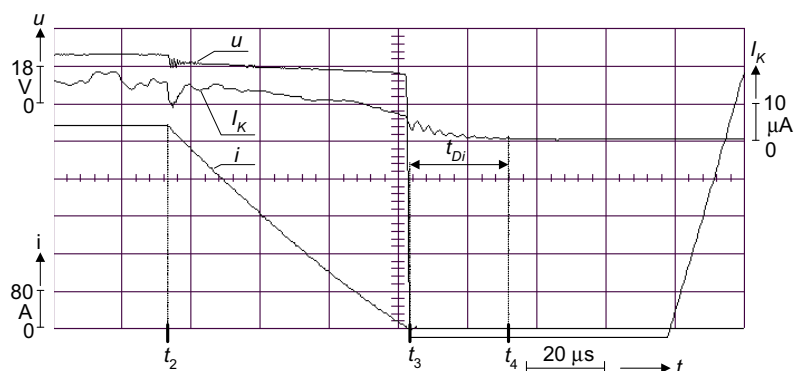
Fig. 5.35. Exemplary oscillograms of the arc voltage u , the arc current i and the collector current I_K at $U_K = 0$ V, $U_{G1} = -10$ V, $U_{G2} = -20$ V; the test circuit from Fig. 5.34, without counter-pulse switching-off, analyser RFA1

Pomiary „wyhamowania” prądu jonowego przeprowadzono przez nastawienie odpowiedniego, dodatniego potencjału kolektora U_K (rys. 5.34). Ilustrują to dwa oscylogramy przedstawione na rysunkach 5.38 i 5.39, dla identycznych warunków pomiaru jak na rysunku 5.37, lecz dla dwóch różnych potencjałów kolektora U_K , odpowiednio +30 V i +40 V. Widoczne jest stopniowe osłabienie prądu kolektora w miarę wzrostu jego potencjału, przy czym czas opóźnienia zaniku prądu jonowego nie ulega istotnej zmianie wraz ze wzrostem potencjału kolektora.



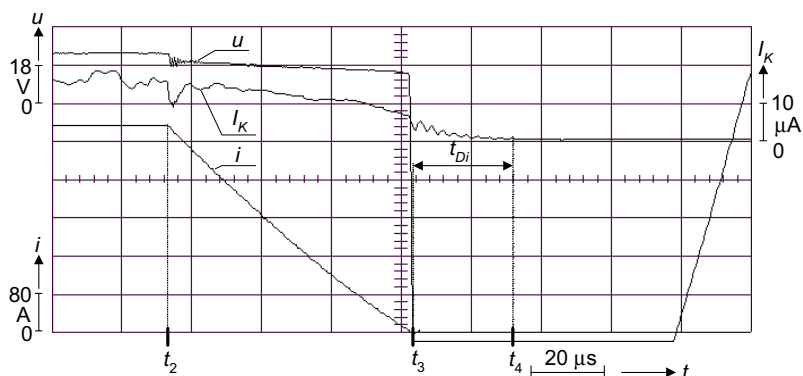
Rys. 5.36. Przykładowe przebiegi: napięcia u i prądu łuku i oraz prądu kolektora analizatora RFA1 podczas wymuszonego sprowadzania prądu i do zera w chwili t_2 , ze stromością 6 A/μs; pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.26; pomiar analizatorem RFA1, przy $U_K = 0$ V, $U_{G1} = -10$ V, $U_{G2} = -20$ V

Fig. 5.36. Exemplary oscillograms of the arc voltage u and arc current i , as well as the collector current of the analyser RFA1 during the forced arc current i commutation in the time instant t_2 , with the decay rate 6 A/μs; other symbols like in Fig. 5.26; measurement with the analyser RFA1, at $U_K = 0$ V, $U_{G1} = -10$ V, $U_{G2} = -20$ V



Rys. 5.37. Przykładowa ilustracja pomiaru czasu opóźnienia zaniku prądu jonowego t_{Di} po wymuszonym sprowadzeniu prądu łuku do zera przeciwprądem o stromości 6 A/μs; t_2 – chwila załączenia przeciwprądu i_K (rys. 5.34), t_3 – chwila wymuszonego przejścia prądu łuku przez zero, t_4 – chwila zaniku prądu jonowego; pozostałe oznaczenia i warunki pomiaru jak na rys. 5.36

Fig. 5.37. Exemplary illustration of ion decay time t_{Di} measurement, after the forced arc current zero with the decay rate 6 A/μs; t_2 – time instant of the counter-pulse current i_K switching-on (Fig. 5.34), t_3 – time instant of the forced current zero, t_4 – time instant of the decay of the ion current; other symbols and measuring conditions like in Fig. 5.36



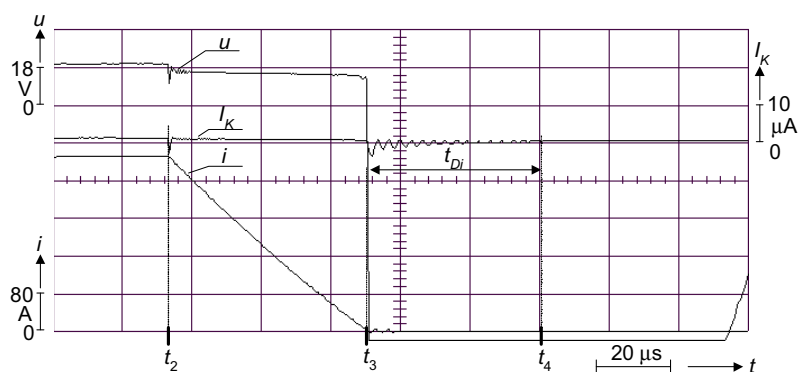
Rys. 5.38. Ilustracja „wyhamowania” jonowego prądu kolektora I_K dodatnim potencjałem kolektora, $U_K = +30$ V (por. rys. 5.37); pozostałe parametry i oznaczenia jak na rys. 5.37

Fig. 5.38. Illustration of ion collector current I_K retarding with the positive collector potential $U_K = +30$ V (compare with Fig. 5.37); other parameters and symbols like in Fig. 5.37

W przebiegu prądu kolektora po przejściu prądu łuku przez zero można zauważyć dwie nałożone na siebie składowe:

- składową aperiodyczną, której czas zaniku był w omawianych pomiarach, przyjmowany jako czas zaniku prądu jonowego t_{Di} ,
- składową oscylacyjną o częstotliwości w zakresie od ok. 300 kHz do ok. 400 kHz; jest ona wynikiem oscylacji plazmy prądu połukowego, zamykającego się częściowo poprzez pojemność i indukcyjność własną komory i elementy obwodu bocznikującego

styki; zjawisko to było badane i zostało opisane m.in. przez Pavelescu i współpracowników w pracy [235] i we wcześniejszych publikacjach tego zespołu oraz przez Smeetsa i van der Lindena [274], badających plazmę łuku przy przejściu prądu przez zero.



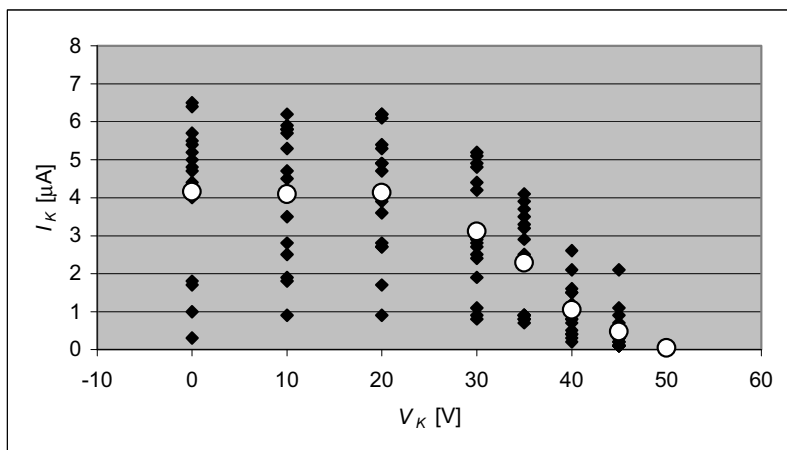
Rys. 5.39. Ilustracja „wyhamowania” jonowego prądu kolektora I_K dodatnim potencjałem kolektora, $U_K = +40$ V (por. rys. 5.37); pozostałe parametry i oznaczenia jak na rys. 5.37

Fig. 5.39. Illustration of ion collector current I_K retarding with the positive collector potential $U_K = +40$ V (compare with Fig. 5.37); other parameters and symbols like in Fig. 5.37

Na podstawie serii pomiarów zaniku prądu jonowego, wykonanych dla określonych parametrów wyłączania przeciwprądem, można określić:

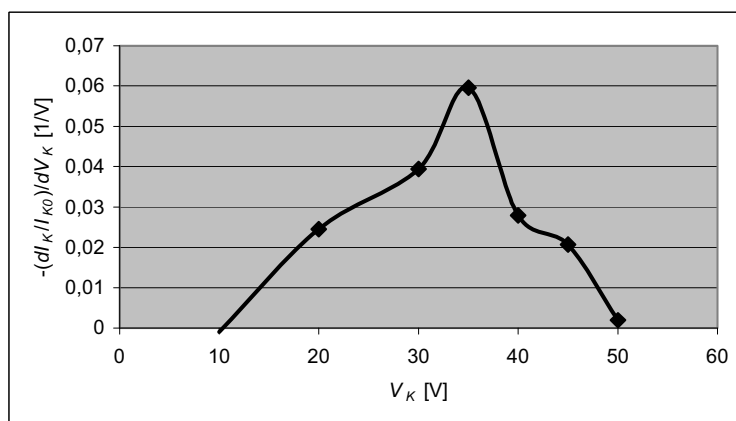
- czas zaniku prądu jonowego t_{Di} po przejściu prądu łuku przez zero, określany w sposób zilustrowany na rysunkach 5.37, 5.38 i 5.39,
- charakterystykę analizatora (rys. 4.9) i inne wynikające z niej informacje dotyczące energii jonów oraz ich prędkości.

Charakterystykę analizatora wyznacza się przy odseparowanym prądzie elektro-nowym, nastawiając na kolektorze odpowiednie napięcia o polaryzacji dodatniej względem katody i mierząc prąd kolektora, jak to zostało opisane w punkcie 4.3.2. Przykładową charakterystykę dla stromości narastania przeciwprądu $di_K/dt = 6,5$ A/ μ s wykonaną na podstawie analizy szeregu oscylogramów analogicznych do przedstawionych na rysunkach 5.37, 5.38 i 5.39 zilustrowano na rysunku 5.40. Zaczernionymi punktami zaznaczono kolejno zmierzone wartości prądu kolektora I_K dla napięć kolektora U_K nastawianych w zakresie od zera do wartości, przy której prąd I_K jest bliski bądź równy zero. W omawianym przypadku zakres ten wynosił od zera do +50 V. Dla zbioru punktów zmierzonych przy danym napięciu kolektora wyznaczono wartość średnią, którą na rysunku 5.40 zaznaczono powiększonym białym punktem. Zbiór tych punktów tworzy charakterystykę analizatora. Charakterystykę na rysunku 5.40 wyznaczono dla chwili przejścia prądu przez zero (t_3 , rys. 5.37), lecz można ją sporządzić również dla dowolnego czasu w zakresie zanikania prądu jonowego (t_3-t_4).



Rys. 5.40. Przykładowa charakterystyka analizatora RFA1 dla wyłączenia prądu łuku $i = 400$ A wyłączanego przeciwprądem o stromości $di_K/dt = 6,0$ A/μs; charakterystyka wyznaczona dla prądu kolektora w chwili przejścia prądu łuku przez zero (t_3 , rys. 5.37–5.39)

Fig. 5.40. Exemplary characteristic of the analyser RFA1 for switching-off of the arc current $i = 400$ A switched-off with the counter-pulse current at the falling rate $di_K/dt = 6,0$ A/μs; the characteristic is obtained for the time instant of the arc current zero (t_3 , Fig. 5.37–5.39)



Rys. 5.41. Funkcja rozkładu energii jonów (4.41) dla charakterystyki analizatora z rys. 5.40

Fig. 5.41. Ion energy distribution function (4.41) for analyser characteristic from Fig. 5.40

Charakterystyka analizatora pozwala na uzyskanie istotnych informacji o parametrach prądu jonowego, omówionych w punkcie 4.3.2, które zostaną tu zilustrowane na przykładzie charakterystyki z rysunku 4.40.

Funkcja rozkładu energii jonów $f(E_i)/E_i$ określona zgodnie z zależnością (4.41), która daje informację o energii najbardziej prawdopodobnej, ustalonej dla amplitudy krzywej rozkładu. Na rysunku 4.41 przedstawiono taką krzywą odpowiadającą średnim wartościom prądu kolektora I_K (białe punkty) z rysunku 5.40.

Najbardziej prawdopodobna wartość energii jonów odpowiada amplitudzie charakterystyki $f(E_i)/E_i$ i dla charakterystyki z rysunku 5.41 przypada na jony wyhamowane potencjałem kolektora $V_{Ksr} \approx +35$ V. Przy założeniu średniej liczby ładunkowej jonów $Z = 1,8$ [110, 183, 188, 192], średnią wartość energii jonów można oszacować jako równą

$$E_{i\text{sr}} \approx ZeV_{Ksr} \approx 1,8e \cdot 35 \text{ V} = 63 \text{ eV}. \quad (5.7)$$

Wartość tę należy traktować jak najbardziej prawdopodobną wartość energii w rozpatrywanym przypadku.

Średnia prędkość dryfowa jonów. Średnią prędkość skierowaną (dryfową) jonów oblicza się korzystając z zależności (4.40) przy założeniu, że najbardziej prawdopodobnym potencjałem wyhamowującym jony jest potencjał V_{Ksr} odpowiadający amplitudzie rozkładu wyrażonego zależnością (4.41) (rys. 5.41). Przykładowo dla energii wyrażonej zależnością (5.7) otrzymuje się:

$$v_{Di\text{sr}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,8 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 35 \text{ V}}{1,06 \cdot 10^{-25} \text{ kg}}} = 1,38 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (5.8)$$

Wartość ta jest w dużej zgodności z wynikami uzyskanymi przez Millera [227].

Tabela 5.8. Zestawienie danych do obliczenia średniej koncentracji jonów dla charakterystyki analizatora RFA1 z rys. 5.40, z wykorzystaniem zależności (4.36);
(szczegóły doboru analizatora omówiono w punkcie 5.3.1)

Table 5.8. Statement of data used to calculation of mean ion concentration for characteristic of the analyser RFA1 from Fig. 5.40, using the formula (4.6);
(details concerning analyser selection are described in paragraph 5.3.1)

I_{K0}	Z	A_O	δ_{G1}	δ_{G2}	$v_{Di\text{sr}}$ (5.8)
[μA]	–	[m^2]	–	–	[m/s]
4,16	1,8	$7,07 \cdot 10^{-6}$	0,36	0,36	$1,38 \cdot 10^4$

Średnia prędkość dryfowa jonów (5.8) pozwala na oszacowanie średniej koncentracji jonów n_{iK0} docierających do analizatora w stanie prądu nasycenia jonowego I_{K0} , korzystając z zależności (4.36). Po podstawieniu danych zestawionych w tabeli 5.8 otrzymuje się:

$$n_{iK0} = \frac{I_{K0}}{ZeAv_{Di\dot{s}r}} = \frac{I_{K0}}{ZeA_o\delta_{G1}\delta_{G2}v_{Di\dot{s}r}} = 8,96 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}, \quad (5.9)$$

przy czym prąd kolektora I_{K0} jest odczytany z charakterystyki analizatora (rys. 5.40).

Maksymalna energia i prędkość jonów jest ustalana dla potencjału kolektora V_K , przy którym prąd kolektora osiąga wartość zerową. Dla przypadku z rysunku 5.40, gdy niemal całkowite wyhamowanie jonów osiągnięto przy potencjale kolektora $V_K = +50V$, maksymalna energia jonów może być oszacowana następująco:

$$E_{imax} \approx Z_{max}eV_K = 4 e \cdot 50 \text{ V} = 200 \text{ eV}, \quad (5.10)$$

przy założeniu, że najwyższa liczba ładunkowa jonów $Z_{max} = 4$ [188]. Maksymalną prędkość dryfową jonów można wyznaczyć z zależności (4.40b):

$$v_{Di\dot{s}r\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot 4 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 50 \text{ V}}{1,06 \cdot 10^{-25} \text{ kg}}} = 2,46 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (5.11)$$

Zamieszczone w tym rozdziale przykładowe przebiegi, charakterystyki i obliczenia ilustrują możliwości wykorzystania sondy Langmuira oraz analizatora pola opóźniającego do badań właściwości plazmy łuku próżniowego, szczególnie podczas wymuszonego wyłączenia prądu. Wykonane pomiary oraz omówioną metodykę badań wykorzystano w badaniach, opisanych w rozdziałach 6 i 7.

5.4. Podsumowanie

Opisane w tym rozdziale badania prezentują dorobek autora w zakresie analizy praktycznych możliwości zastosowania sond elektrycznych do badania łuku elektrycznego. Wyniki tych prac zostały wykorzystane w badaniach wymuszonego gaszenia łuku próżniowego, opisanych w rozdziałach 6 i 7.

1. Potwierdzono celowość stosowania sond elektrycznych w badaniach plazmy łuku łączeniowego, zwłaszcza w sytuacjach, gdy nie bez znaczenia jest prostota pomiaru i stosunkowo niski koszt aparatury, oraz gdy nie jest wymagana szczególnie wysoka dokładność wyników pomiarów, bądź gdy chodzi o porównawcze badania jakościowe.

2. Uściślono znane z literatury kryterium doboru wielkości sondy Langmuira w zależności od parametrów badanej plazmy próżniowego łuku łączeniowego, podano wiele praktycznych wskazówek dotyczących celowości oraz zasad stosowania i wymiarowania osłon sondy.

3. Wykazano możliwość zastosowania sondy Langmuira do pomiaru czasów zaniku prądu elektronowego w procesie wymuszonego wyłączenia prądu w próżni. Pomiar tego czasu dla dyfuzyjnego łuku próżniowego jest przedmiotem analizy, opisanej w rozdziale 6.

4. Opisano sposób doboru parametrów analizatora pola opóźniającego do badań próżniowego łuku łączeniowego i wykazano możliwość zastosowania analizatora pola opóźniającego do badań parametrów prądu jonowego podczas wymuszonego wyłączenia prądu w próżni. Opisano i zilustrowano przykładem metodę przeprowadzenia takich badań, które są przedmiotem prac przedstawionych w rozdziale 6.

6. Przerwanie wyładowania łukowego w próżni impulsem prądu skierowanego przeciwnie do prądu łuku (impulsem przeciwprądowym)

6.1. Zasada wyłączania przeciwprądem, wybrane rozwiązania praktyczne oraz cel badań podjętych w prezentowanej pracy

Zainteresowanie problematyką wymuszonego wyłączania prądu w próżni datuje się od chwili pojawienia się pierwszych łączników próżniowych. Wówczas to powstała idea wyłączania przeciwprądem, opisana m.in. przez Greenwooda w jednym z rozdziałów książki [194]. Zasadę tę ilustruje schemat układu na rysunku 6.1 oraz szkic przebiegów prądu na rysunku 6.2. Przeciwprądem nazywa się impuls prądu oscylacyjnego i_K , który w trakcie trwania pierwszej półfali jest skierowany przeciwnie do wyłączanego prądu łuku próżniowego i (rys. 6.1 i 6.2), powodując zmniejszenie się chwilowej, wypadkowej wartości prądu $i - i_K$ do zera (chwila t_2 , rys. 6.2) i wyłączenie prądu łuku i w komorze próżniowej KP.

Źródłem przeciwprądu jest zwykle uprzednio naładowany kondensator C_K (rys. 6.1), nazywany dalej kondensatorem komutacyjnym. Parametry obwodu komutacyjnego C_K , L_K (rys. 6.1) powinny być tak dobrane, aby zapewnić skuteczne przerwanie łuku próżniowego. Dwa najbardziej istotne z tych parametrów, to:

- stromość opadania prądu łuku do zera, która bezpośrednio zależy od częstotliwości własnej f_0 obwodu komutacyjnego i pierwszej amplitudy przeciwprądu:

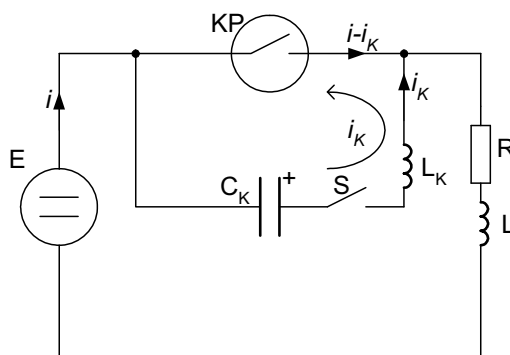
$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_K C_K}}; \quad (6.1)$$

- amplituda przeciwprądu i_K (rys. 6.2), określona następującą przybliżoną zależnością

$$i_{K \max} \approx \frac{U_{K0}}{\sqrt{\frac{L_K}{C_K}}}, \quad (6.2)$$

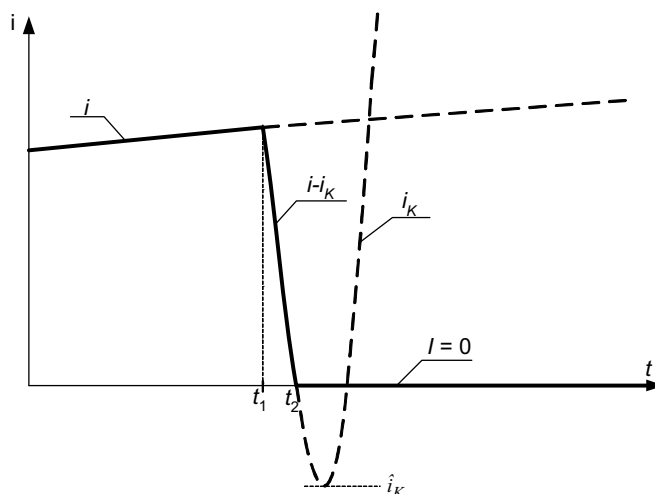
która powinna być większa od wartości chwilowej prądu łuku (rys. 6.2):

$$i_{K \max} > i(t_1). \quad (6.3)$$



Rys. 6.1. Schemat obwodu ilustrujący zasadę wyłączenia prądu łuku próżniowego przeciwprądem. E – źródło prądu, KP – próżniowa komora łączeniowa, C_K – kondensator komutacyjny, L_K – indukcyjność komutacyjna, R, L – rezystancja i indukcyjność obciążenia, S – łącznik, i – prąd łuku próżniowego (prąd wyłączany), i_K – przeciwprąd

Fig. 6.1. Schema of an electric circuit illustrating principle of vacuum arc current commutation using a counter-pulse current. E – supplying source, KP – switching vacuum chamber, C_K – commutation capacitance, L_K – commutation inductance, R, L – load resistance and inductance, S – switch, i – vacuum arc current (switched-off current), i_K – counter-pulse current



Rys. 6.2. Ilustracja przebiegów prądu podczas wyłączenia przeciwprądem; t_1 – chwila załączenia impulsu przeciwprądu, t_2 – przejście prądu wypadkowego w komorze próżniowej $i - i_K$ przez zero i wyłączenie prądu; pozostałe oznaczenia jak na rys. 5.1

Fig. 6.2. Illustration of current flows during counter-pulse commutation; t_1 – time instant of counter-pulse current switching-on, t_2 – zero-passage of resulting current $i - i_K$ and current switching-off; other symbols like in Fig. 5.1

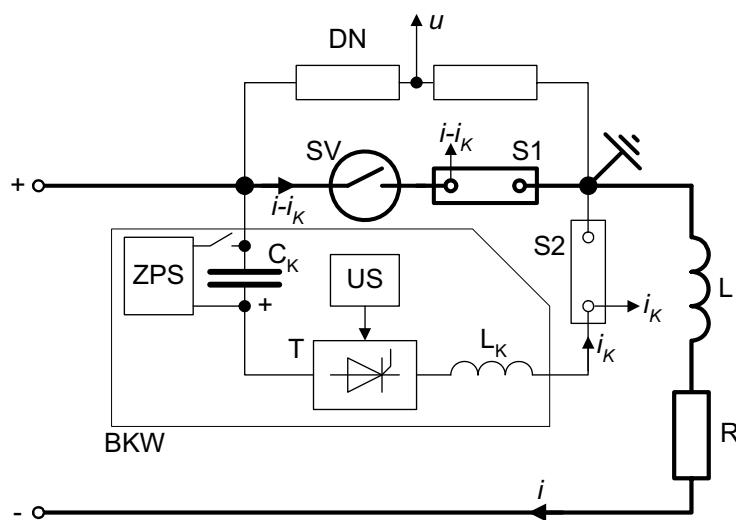
Można wyszczególnić trzy zasadnicze możliwości zastosowań komutacji za pomocą przeciwprądu:

- a) wyłączanie prądu stałego,
- b) ograniczanie prądu zwarciovego zarówno w obwodach prądu przemiennego, jak i stałego,
- c) wyłączanie prądu niskoczęstotliwościowego, tj. prądu o częstotliwości znacznie mniejszej od częstotliwości sieciowej, zwykle w zakresie od ułamków Hz do 50 Hz.

Jedne z pierwszych prób zastosowania wyłączników próżniowych do wyłączania prądu stałego podjęto już w latach sześćdziesiątych ubiegłego stulecia w Stanach Zjednoczonych i prace te były kontynuowane do lat osiemdziesiątych [7, 96, 97, 245]. Ich celem było opracowanie wyłączników do linii przesyłowych wysokiego napięcia prądu stałego (*HVDC lines*). W tym czasie podjęto również próbę opracowania naukowych podstaw wymuszonego wyłączania przeciwprądem w próżni. Na uwagę zasługują tu m.in. prace Greenwooda i współpracowników [41, 42, 229], którzy włożyli istotny wkład w te badania. Jednak w połowie lat osiemdziesiątych XX wieku prace dotyczące wyłączników próżniowych HVDC zostały zaniechane, a artykuły na ten temat przestały się pojawiać w literaturze. Prawdopodobną tego przyczyną były zdarzające się przypadki niewyłączeń podczas testów laboratoryjnych [42], a tym samym brak pożądanej pewności przerywania łuku. Innym powodem zaniechania tych prac było z pewnością pojawienie się wysokonapięciowych, półprzewodnikowych elementów mocy, pozwalających na wykonanie wyłączników tyrystorowych HVDC.

W Instytucie Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej, w pracach realizowanych pod kierunkiem profesora Marka Bartosika [13, 17, 18], wykorzystano przeciwprąd do wyłączania prądu stałego jak i do ograniczania prądów zwarciovych w obwodach trakcyjnych prądu stałego. W pracach tych przedstawiono nie tylko analizę parametrów układu ze względu na skuteczność wyłączania przeciwprądem, lecz również istotne aspekty praktyczne, do których należy zaliczyć zapewnienie ochrony przepięciowej oraz zastosowanie szybkiego napędu elektromagnetycznego specjalnej konstrukcji w łączniku załączającym przeciwprąd (łącznik S, rys. 5.1). Efektem tych prac jest opracowany i wdrożony do produkcji trakcyjny wyłącznik prądu stałego, przeznaczony do lokomotyw elektrycznych w trakcji o napięciu 3000 V [18].

Prace poświęcone wyłączaniu przeciwprądem w zakresie obwodów niskiego napięcia prowadzono również w Instytucie Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej [21, 27, 172–176, 289, 293], gdzie zajmowano się głównie przystosowaniem przemysłowo produkowanych styczników próżniowych niskiego napięcia do pracy w obwodach prądu stałego i niskoczęstotliwościowych. Wynikiem tych prac jest laboratoryjny model stycznika próżniowego niskiego napięcia (rys. 6.3) oraz prototypowy układ stycznika niskiego napięcia (rys. 6.4), przeznaczony do pracy w obwodach niskoczęstotliwościowych [21, 27, 173, 174, 175], przykładowo do łączenia sekcji rezystorów w obwodach wirników asynchronicznych silników pierścieniowych prądu przemiennego. W układach tych wykorzystywano każdorazowo styczniki próżniowe niskiego napięcia (rys. 6.4), które wyposażano w układ nazywany

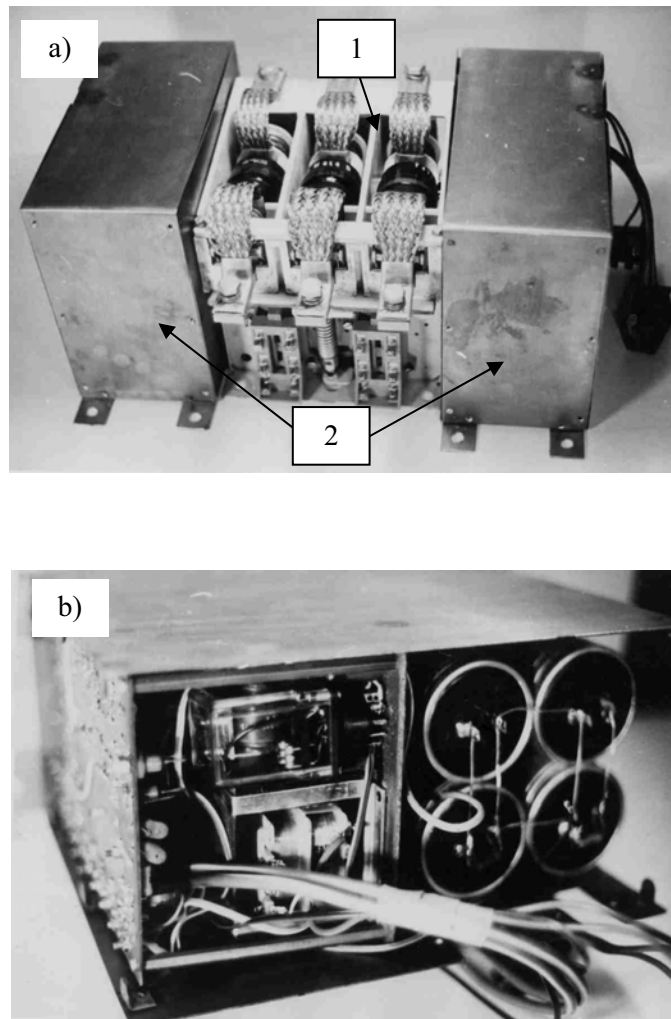


Rys. 6.3. Schemat ideowy układu stycznika próżniowego prądu stałego, wykonanego jako model laboratoryjny w Instytucie Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej [175]; SV – biegun styków głównych stycznika próżniowego, S1, S2 – boczniki prądowe bezindukcyjne, DN – dzielnik napięciowy, L, R – indukcyjność i rezystancja obwodu obciążenia, BKW – blok komutacji wymuszonej, C_K , L_K – pojemność i indukcyjność obwodu komutacyjnego, US – układ sterujący, ZPS – zasilacz prądu stałego, T – łącznik tyrystorowy, i – prąd odbiornika, i_K – prąd obwodu komutacyjnego (przeciwprąd), $i - i_K$ – prąd w komorze próżniowej stycznika

Fig. 6.3. Schematic diagram of the DC vacuum contactor set made as the laboratory model in the Institute of Electrical Power Engineering, Wrocław University of Technology [175].; SV – main single pole of the vacuum contactor, S1, S2 – low-inductive shunts, DN – voltage divider, L, R – inductance and resistance of the load circuit, BKW – the forced commutation set, C_K , L_K – capacitance and inductance of the commutation circuit, US – control circuit, ZPS – DC supply, T – thyristor switch, i – load current, i_K – commutation circuit current (counter-pulse current), $i - i_K$ – current flowing through the vacuum chamber of the switch

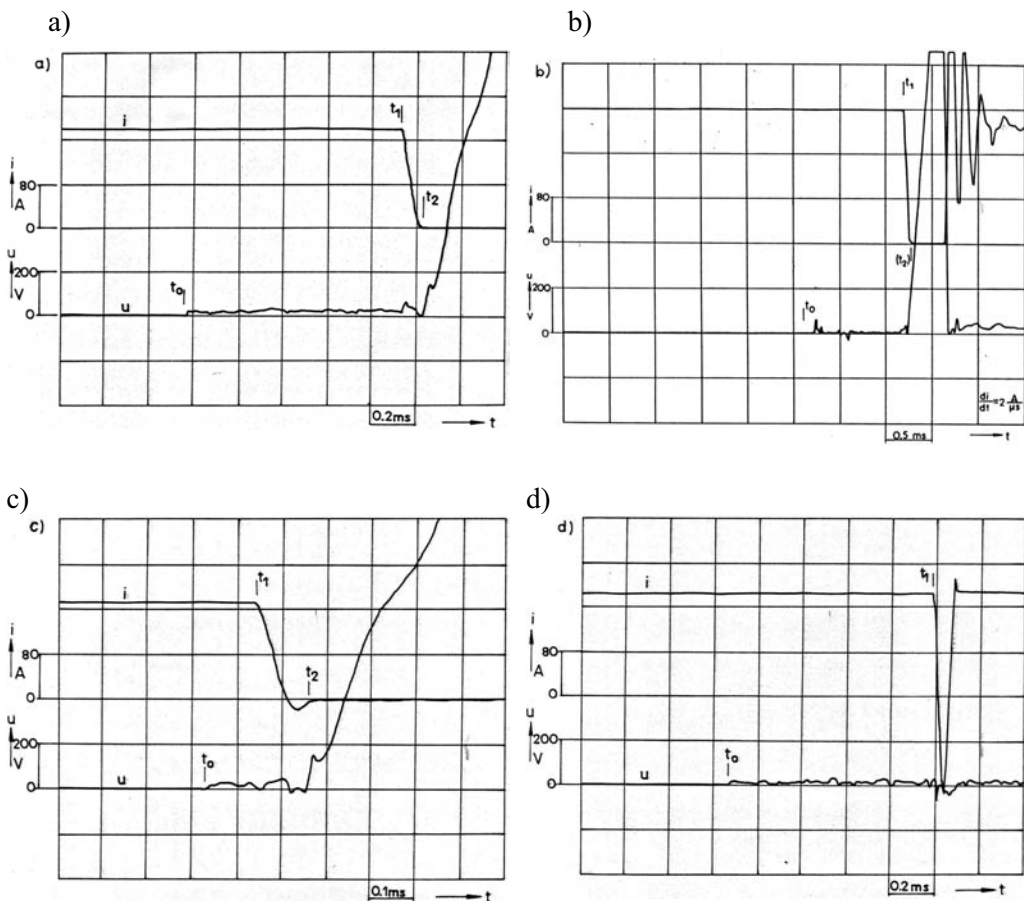
roboczo blokiem komutacji wymuszonej (BKW). Zadaniem BKW było generowanie przeciwprądu. Przeprowadzono analizę zarówno możliwości rozwiązań obwodów głównych, jak i obwodów sterowania i zabezpieczeń przeciwprzepięciowych do półprzewodnikowych elementów BKW. Jako łączniki łączące impuls przeciwprądu zastosowano układy tyrystorowo-diodowe. W łącznikach do obwodów niskoczęstotliwościowych dodatkowym problemem była konieczność identyfikacji aktualnego kierunku przepływu prądu łuku i w zależności od tego załączenie przeciwprądu we właściwym kierunku.

Wykonane w Instytucie Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej modelowe łączniki próżniowe prądu stałego oraz niskoczęstotliwościowego zostały przebadane w układach laboratoryjnych (rys. 6.3) podczas wyłączania prądów o natężeniu od 100 A do 250 A przy napięciu źródła zasilania 500 V dla prądu stałego (wartość średnia) i do 1000 V dla prądu niskoczęstotliwościowego (amplituda przebiegu). Parametry obwodu probierczego dobrano tak, że amplituda napięcia powrotnego nie przekraczała amplitudy



Rys. 6.4. Prototypowy układ łącznika próżniowego do pracy w obwodach niskoczęstotliwościowych (0,1–50 Hz) przeznaczony do pracy w obwodach wirników asynchronicznych silników pierścieniowych (Instytut Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej 1990); a) ogólny widok aparatu, b) widok wnętrza bloku komutacji wymuszonej, 1 – stycznik niskiego napięcia, 2 – elementy bloku komutacji wymuszonej

Fig. 6.4. Prototype set of the vacuum switch for low-frequency circuits (0,1–50 Hz) dedicated to rotor circuits in slip-ring asynchronous motors (Institute of Electrical Power Engineering, Wrocław University of Technology, 1990); a) general view, b) view of the inside of the counter-current generation set, 1 – low-voltage vacuum contactor, 2 – elements of the counter-current generation set



Rys. 6.5. Przykładowe oscylogramy z badań skuteczności wyłączenia prądu stałego przez stycznik próżniowy niskiego napięcia (rys. 6.3); a) – wyłączenie prawidłowe, b) ponowny zapłon łuku po krótkiej przerwie prądowej, c) wyłączenie przy drugim przejściu przez zero, d) niewyłączenie, pomimo sprowadzenia prądu łuku do zera; t_0 – moment rozejścia się styków i zapłon łuku, t_1 – moment załączenia przeciwprądu, t_2 – moment zgaszenia łuku w komorze próżniowej (por. rys. 6.2); stromości sprowadzenia prądu do zera a), b) i c) $di/dt = 2,7 \text{ A}/\mu\text{s}$, d) $di/dt = 10 \text{ A}/\mu\text{s}$, napięcie źródła zasilania 500 V, amplituda napięcia powrotnego ok. 2,5 kV, stromość narastania napięcia powrotnego ok. 4 kV/ms

Fig. 6.5. Exemplary oscillograms of experimental examination of DC switching ability of a LV vacuum contactor (Fig. 6.3); a) – correct switching-off operation, b) – arc re-ignition after a short current break, c) switching-off at the second zero-crossing, d) – unsuccessful switching-off in spite of current zero reaching, t_0 – time instant of contact separation and begin of the arcing process, t_1 – time instant of the counter-current switching-on, t_2 – time instant of the switching-off of the arc current (compare Fig. 6.2); arc current falling rate to zero: a), b) i c) $di/dt = 2,7 \text{ A}/\mu\text{s}$, d) $di/dt = 10 \text{ A}/\mu\text{s}$, supplying voltage 500 V, recovery voltage amplitude about 2,5 kV, rising rate of the recovery voltage about 4 kV/ms

dopuszczalnego napięcia próby krótkotrwałej napięciem sinusoidalnym o często-

tliwości sieciowej (według normy PN/90/E-06150 i obecnej PN-EN 60947-1) dla aparatów o napięciu znamionowym 1000 V (napięcie znamionowe zastosowanego stycznika próżniowego) i była niższa od 2500 V. Stromości narastania napięcia powrotnego były rzędu 4000 V/ms. W pracach tych badano skuteczność wyłączania przeciwprądem w zależności od stromości sprowadzenia prądu łuku do zera, którą nastawiano w zakresie od ok. 0,5 A/ μ s do ok. 50 A/ μ s. Wyniki tych prac przedstawiono w wielu publikacjach [150, 172, 176, 289, 293] oraz w pracach niepublikowanych [21, 27, 175]. Przykładowe, typowe oscylogramy z badań w układzie z rysunku 6.3 przedstawiono na rysunku 6.5. Stwierdzono, że w około 97% wszystkich operacji łączeniowych badane łączniki dokonywały prawidłowego wyłączenia obwodów (rys. 6.5a), zaobserwowano natomiast pewną niewielką liczbę, zdarzających się sporadycznie przypadków niewyłączeń (rys. 6.5 b i d) bądź wyłączeń przy drugim przejściu prądu przez zero (rys. 6.5c).

Sporadycznie występujące przypadki niewyłączeń zainspirowały badania niskonapięciowego łuku próżniowego, które są przedmiotem prezentowanej pracy. W toku analizy wyników wcześniejszych prac autora określono następujące prawdopodobne przyczyny sporadycznie obserwowanych nieudanych prób wyłączenia obwodu:

- a) zjawiska w plazmie połukowej zachodzące w przestrzeni międzystykowej,
- b) przebieg napięcia powrotnego i jego wpływ na wytrzymałość dielektryczną komory próżniowej,
- c) wpływ materiału stykowego,
- d) uwarunkowania natury technicznej, takie jak np. szybkość rozchodzenia się styków łącznika.

W prezentowanej pracy skupiono się na zagadnieniach wymienionych w punkcie a). Wartość i przebieg napięcia powrotnego (punkt b) mają wprawdzie istotny wpływ na skuteczność wyłączenia, lecz ze względu na to, że w wykonanych badaniach [21, 27, 150, 172, 175, 176, 289, 293] amplituda napięcia powrotnego nie przekraczała amplitudy napięcia próby krótkotrwałej dla łączników o napięciu znamionowym do 1000 V, za bardziej prawdopodobną przyczynę nieskutecznych wyłączeń przyjęto czynniki wynikające z warunku a) niż z warunku b). Wartość wytrzymywanego napięcia skutecznego próby krótkotrwałej dla aparatury łączeniowej o napięciu znamionowym izolacji 1000 V jest równa 2200 V według normy PN-EN 60947-1, czyli amplituda tego napięcia wynosi ok. 3100 V. W opisanych w pracy badaniach utrzymywano napięcie powrotne w zakresie odpowiadającym opisanym tu parametrom, tj. amplituda napięcia powrotnego nie przekraczała 3000 V, a jego stromość narastania mieściła się w zakresie od ok. 3 kV/ms do ok. 3,7 kV/ms. Przykładowy przebieg napięcia powrotnego został przedstawiony i omówiony w dalszej części tego rozdziału, w punkcie 6.4. Parametry napięcia powrotnego w opisanych tu badaniach zostały więc określone i zdefiniowane na umiarkowanym poziomie tak, aby z dużym prawdopodobieństwem

stwem wyeliminować przebieg napięcia powrotnego jako potencjalną przyczynę obserwowanych niewyłączeń, a skupić się na analizie wybranych zjawisk występujących w plazmie połukowej, z punktu widzenia ich wpływu na skuteczność wyłączenia przeciwprądem w próżni.

W przedstawionych w pracy badaniach zastosowano styki wykonane z miedzi próżniowej, co jak już wspomniano w rozdziale 2, jest powszechnie przyjętą praktyką w badaniach plazmy łuku łączeniowego, ze względu na pewnego rodzaju „uniwersalność” rezultatów, pozwalającą na wzajemne porównanie wyników różnych prac. Z drugiej strony badanie styków o określonym, specyficznym dla danego stycznego składzie nakładek stykowych zawężyłoby wyciągnięte wnioski jedynie do określonego typu łączników.

Dodatkową motywacją do podjęcia badań nad plazmą próżniowego łuku łączeniowego w warunkach wyłączania przeciwprądem był brak w literaturze takich prac, zwłaszcza w odniesieniu do łączników niskonapięciowych. Wspomniane już prace zespołów zarówno kierowanego przez Greenwooda [41, 42, 229], jak i Bartosika [13, 17, 18], dotyczyły wprawdzie badań wyłączania przeciwprądem, lecz w obwodach wysokiego napięcia oraz w zasadzie nie podejmowały zagadnień związanych z badaniem zjawisk zachodzących w plazmie łuku. W pracach [41, 42, 229] skoncentrowano się głównie na badaniu przebiegu prądu połukowego i ładunku resztkowego po wymuszonym przejściu prądu przez zero w zależności od wartości napięcia powrotnego, które zmieniano w zakresie od 2 kV do 10 kV przy stromościach od 10 kV/ μ s do 18 kV/ μ s. Na podstawie tych pomiarów opracowano kryteria skutecznego wyłączenia, w zależności od stromości sprowadzenia prądu do zera i ładunku resztkowego w przestrzeni międzystykowej po zerze prądu. Podobnie w pracach [13, 17, 18] skupiono się na poszukiwaniu optymalnych warunków wyłączania przeciwprądem w sieci trakcyjnej o napięciu znamionowym 3 kV, nie analizując bliżej zjawisk w plazmie połukowej. W kontekście prezentowanych tu badań należy wspomnieć o pracach prowadzonych przez Linsa i współpracowników [203, 205, 208], którzy badali koncentrację jonów i neutralnych par metalu w warunkach wymuszonego przerywania prądu łuku rzędu 500 A. W pracach tych analizowano jednak głównie przebieg zmian koncentracji cząsteczek, mierzonej techniką fluorescencji laserowej, bez próby określania kryteriów skuteczności wyłączania prądu. W świetle powyższych uwag badania opisane w prezentowanej pracy wnoszą następujące nowe elementy w stosunku do dotychczas znanych z literatury prac poświęconych badaniu wyłączania przeciwprądem:

1. badania dotyczą parametrów prądu elektronowego i jonowego w plazmie w rejonie wymuszonego przejścia prądu łuku przez zero i oceny wpływu szybkości zaniku tych ładunków na skuteczność wyłączenia przeciwprądem,

2. prace dotyczą dyfuzyjnego łuku próżniowego i układów stykowych, które swymi parametrami najbardziej odpowiadają uwarunkowaniom istniejącym w łącznikach próżniowych niskiego napięcia, chociaż nie wyklucza się odniesienia uzyskanych

wyników również do łuku próżniowego o innych parametrach,

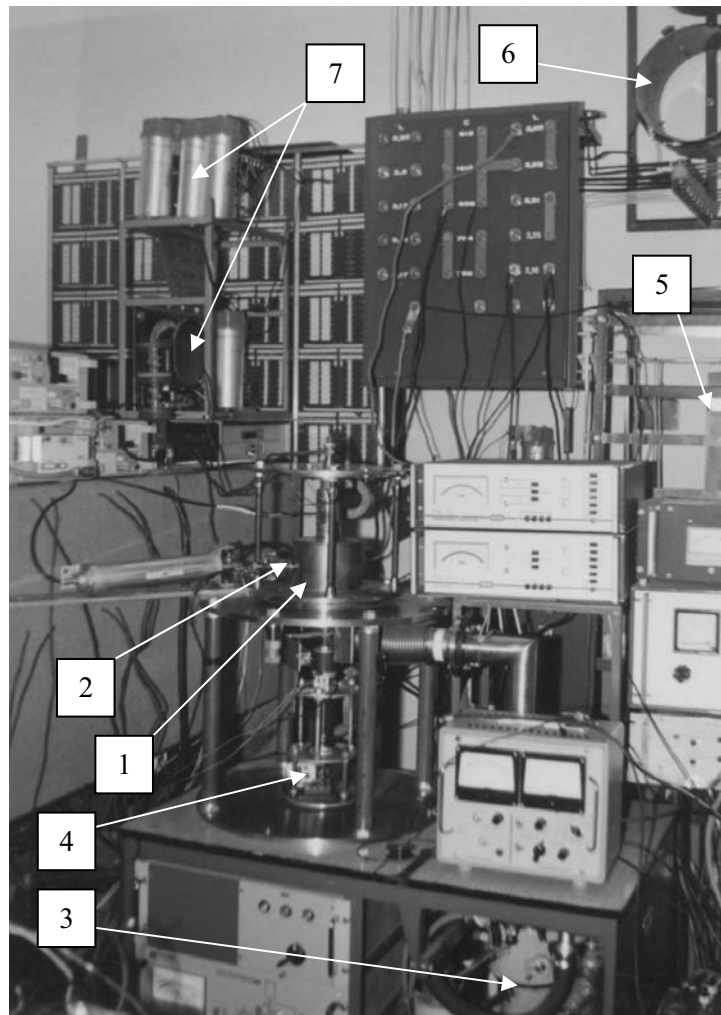
3. pomiary przeprowadzono przy użyciu sond elektrycznych, i jednym z efektów badań jest opis warunków zastosowania tych sond do pomiarów w dyfuzyjnym łuku próżniowym, co stanowi dodatkową informację naukową.

Prezentowana praca poszerza zakres wiedzy z zakresu wymuszonego przerywania prądu w próżni.

6.2. Opis stanowiska laboratoryjnego

W celu realizacji zadań postawionych w pracy z inicjatywy i pod kierownictwem autora przebudowano i całkowicie zmodernizowano istniejące w Instytucie Energoelektryki stanowisko do badań zjawisk łączeniowych w próżni (komora 1, tab. 5.1) oraz wykonano specjalnie w tym celu drugie stanowisko próżniowe z komorą, w której możliwe jest instalowanie cewek do badań wpływu pól magnetycznych na łuk (komora 2, tab. 5.1). Drugie stanowisko służyło do badań wymuszonego wyłączenia łuku próżniowego z wykorzystaniem poprzecznego pola magnetycznego, opisanych w rozdziale 7. Badania opisane w tym rozdziale wykonano na stanowisku wyposażonym w komorę próżniową 1 (tab. 5.1). Schemat ideowy stanowiska przedstawiono na rysunku 5.34 w wersji wyposażenia w analizator pola opóźniającego. Podobnie na stanowisku montowane były sondy Langmuira w wersjach takich jak na schematach z rysunku 5.5 lub 5.20. Ogólny widok stanowiska przedstawiono na rys. 6.6.

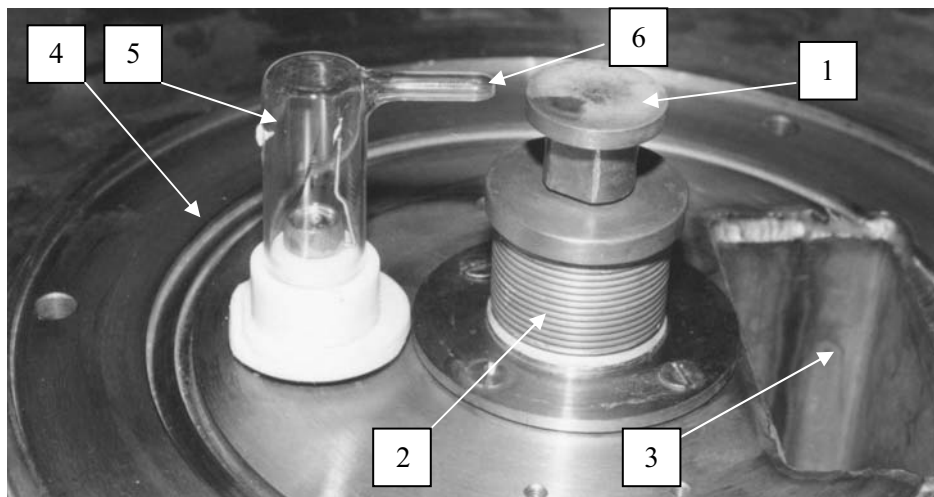
Komorą próżniową o objętości ok. 3 dcm³ (1, rys. 6.6) wyposażona była w układ dwóch płaskich styków miedzianych, z których jeden był stykiem ruchomym, poruszonym mechanicznie (1, rys. 6.7) z prędkością 0,4 m/s. W tabeli 5.1 zestawiono niektóre dane techniczne, dotyczące opisywanej komory. Zestaw dwóch pomp próżniowych: obrotowej i dyfuzyjnej (3, rys. 6.6) pozwalał na uzyskanie próżni rzędu $(4-5) \times 10^{-3}$ Pa przy jedynie wodnym chłodzeniu pompy dyfuzyjnej oraz ok. 4×10^{-4} Pa przy wymrożeniu pompy dyfuzyjnej ciekłym azotem. W zestaw procedury odpompowania komory wchodziło co najmniej godzinne wygrzewanie komory przy użyciu nagrzewnicy powietrznej. Innymi ważniejszymi elementami stanowiska są: bateria kondensatorów C (rys. 6.6) o pojemności nastawianej do ok. 5 mF przy napięciu do 1000 V, stanowiąca źródło prądu probierczego, zestaw cewek bezrdzeniowych L (rys. 6.6), oraz układ do generacji przeciwprądu C_K, L_K, S_K (rys. 6.6). Ponadto stanowisko było wyposażone w przyrządy do pomiaru próżni (dwa próżniomierze termoelektryczne i próżniomierz jonizacyjny), zestaw boczników bezindukcyjnych, dzielnik napięciowy oraz oscyloskopy cyfrowe: czterokanałowy 100 MHz, 100 Ms/s i dwukanałowe 65 MHz, 100 Ms/s.



Rys. 6.6. Ogólny widok stanowiska pomiarowego z komorą próżniową 1 (tab. 5.1);
 1 – komora próżniowa, 2 – wyjście analizatora pola opóźniającego, 3 – pompa próżniowa dyfuzyjna,
 4 – napęd styku ruchomego komory, 5 – fragment głównej baterii kondensatorów,
 6 – fragment cewek głównego toru prądowego, 7 – układ generacji przeciwpądu
 Fig. 6.6. Main view of the laboratory test stand with the vacuum chamber 1 (Table 5.1);
 1 – vacuum chamber, 2 – output of the retarding field analyser, 3 – the diffuse vacuum pump,
 4 – drive of the movable contact, 5 – part of the main capacitor battery,
 6 – part of the coils in the main circuit, 7 – counter-current generation set

Wykonano i przebadano kilka rodzajów sond elektrycznych, opisanych szczegółowo w rozdziale 5, których wykorzystanie stanowiło podstawę zrealizowanych i prezentowanych tu prac eksperymentalnych. Na rysunku 6.7 obok styku ruchomego jest widoczna sonda, oznaczona w tabeli 5.2 jako SPN1, której szkic podano na ry-

sunku 5.1, a na rysunku 6.8 przedstawiono fotografię analizatora pola opóźniającego (rys. 5.2), używanego również jako sonda SPN3 i SPO2.



Rys. 6.7. Widok styku ruchomego komory próżniowej wraz z zainstalowaną sondą Langmuira SPN1 (tab. 5.2, rys. 5.1); 1 – styk ruchomy, 2 – mieszek sprężysty, 3 – wlot do pompy próżniowej, 4 – dolna, nieruchoma flansza komory, 5 – szklana obudowa sondy, 6 – sonda SPN1

Fig. 6.7. View on the movable contact of the vacuum chamber together with the Langmuir probe SPN1 (Table 5.2, Fig. 5.1); 1 – movable contact, 2 – sylphon bellows, 3 – connection to the vacuum pump, 4 – lower plate of the chamber, 5 – glass housing of the probe, 6 – probe SPN1



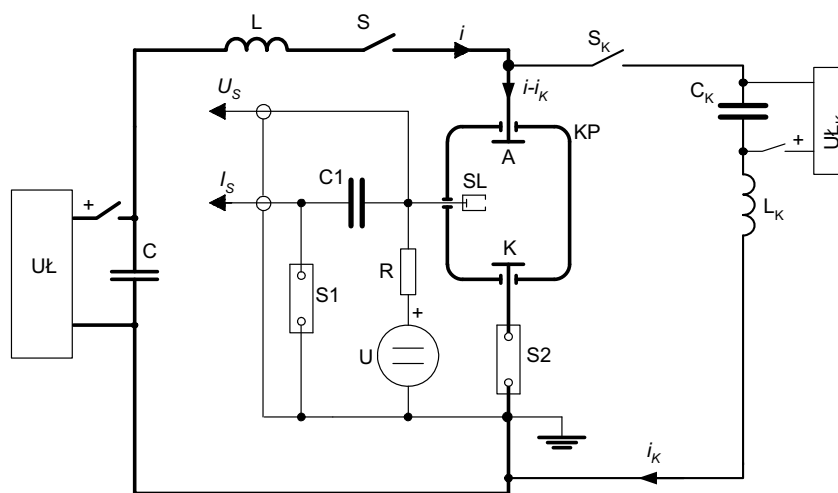
Rys. 6.8. Analizator pola opóźniającego RFA1, używany również jako sonda SPN3 i SPO2 (tab. 5.2, rys. 5.2); 1 – głowica analizatora, 2 – przysłona z otworem wlotowym, 3 – wyjście z zaciskami przyłączeniowymi

Fig. 6.8. Retarding field analyser RFA1, used also as the Langmuir probes SPN3 and SPO2 (Table 5.2, Fig. 5.2); 1 – head, 2 – aperture plate with the entrance hole, 3 – output with contacts

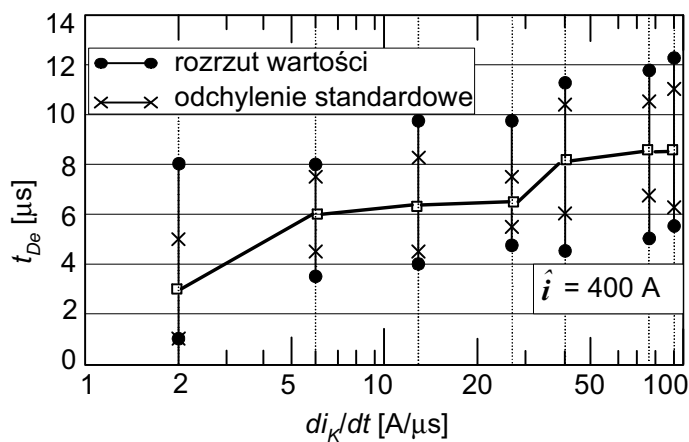
6.3. Badanie wybranych parametrów plazmy po wymuszonym wyłączeniu łuku próżniowego przeciwprądem

6.3.1. Pomiary zaniku prądu elektronowego

Pomiary parametrów prądu elektronowego po wymuszonym wyłączeniu łuku próżniowego wykonano przy użyciu sondy Langmuira SPO2 (tab. 5.2) w układzie pomiarowym, którego schemat przedstawiono na rysunku 6.9. Sonda była zasilona potencjałem o stałej wartości ($U_S = +25$ V), równym w przybliżeniu potencjałowi plazmy. Wyboru sondy dokonano po serii pomiarów wstępnych, opisanych w punkcie 5.2.2, jej parametry pracy ustalono natomiast w toku badań, przedstawionych w punkcie 5.2.3. Wyłączany prąd łuku był sinusoidalną półfalą o częstotliwości ok. 30 Hz i amplitudzie 400 A lub 600 A, przy czym wyłączenie przeciwprądem następowało w pobliżu amplitudy półfali prądu łuku, jak to zilustrowano na rysunku 5.26. Głównym celem pomiarów było ustalenie czasów zaniku prądu elektronowego po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero, przy stromościach narastania przeciwprądu nastawianych w zakresie od 2 A/ μ s do 90 A/ μ s. Pomiary czasów zaniku prądu elektronowego t_{De} po przejściu prądu łuku przez zero wykonano na podstawie analizy oscylogramów analogicznych do tych, jakie przedstawiono na rysunku 5.26 i 5.27 w punkcie 5.2.3. Dla co najmniej 30 pojedynczych pomiarów (rys. 5.27), wykonanych przy określonej wartości prądu łuku i określonej stromości sprowadzania go do zera, obliczono średnią wartość t_{De} oraz jej odchylenie standardowe $s_{st}(t_{De})$. Wyniki tych obliczeń zestawiono w tabeli 6.1 i przedstawiono w sposób graficzny na rysunkach 6.10 i 6.11.

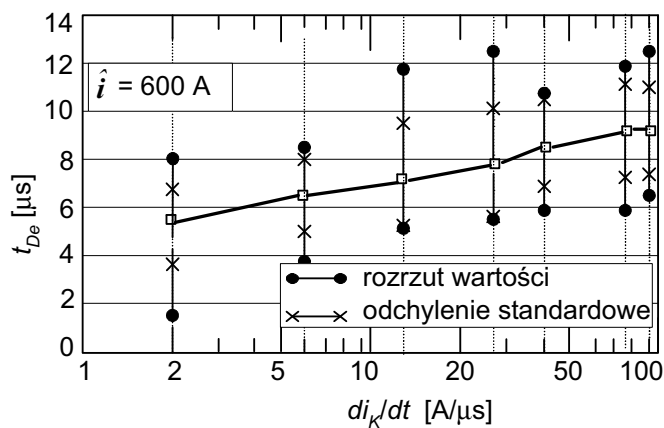


Rys. 6.9. Schemat układu do pomiaru parametrów prądu elektronowego sondą Langmuira podczas wymuszonego wyłączenia prądu łuku próżniowego przeciwprądem; oznaczenia jak na rys. 5.20 i 5.34
Fig. 6.9. Schema of the test circuit for electron parameter measurement with the Langmuir probe during the forced switching-off of the vacuum arc using a counter-current; symbols like in Fig. 5.20 and 5.34



Rys. 6.10. Średnie wartości czasów opóźnień zaniku prądu elektronowego t_{De} po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero podczas wyłączania przeciwprądu, w funkcji stromości narastania przeciwprądu di_K/dt ; amplituda wyłączanego prądu łuku $\hat{i} = 400\text{A}$; pomiar sondą SPO2

Fig. 6.10. Mean values of the electron current decay time t_{De} after the forced arc current zero, at counter-pulse switching-off, as function of the falling rate of the counter-pulse current di_K/dt ; arc current amplitude $\hat{i} = 400\text{A}$; measurement with the probe SPO2



Rys. 6.11. Jak rys. 6.10, lecz dla amplitudy wyłączanego prądu łuku $\hat{i} = 600\text{A}$

Fig. 6.11. The same like in Fig. 6.10, but for the arc current amplitude $\hat{i} = 600\text{A}$

Tabela 6.1. Średnie wartości czasów opóźnienia zaniku prądu elektronowego t_{De} i ich odchylenia standardowe $s_{st}(t_{De})$ po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero dla różnych stromości narastania przeciwprądu oraz dwóch różnych wartości prądu łuku i

Table 6.1. Mean values of the electron current decay times t_{De} and its standard deviations $s_{st}(t_{De})$ after the forced arc current zero crossing for different increasing rates of the counter-current and for two arc current values i

Mierzona wielkość	Stromość narastania przeciwprądu di_K/dt [A/ μ s]						
	2	6	13	26	40	75	90
$\hat{i} = 400$ A							
t_{De} [μ s]	3,0	6,0	6,3	6,4	8,2	8,6	8,7
$s_{st}(t_{De})$ [μ s]	2,0	1,5	2,1	1,0	2,2	1,8	2,3
$\hat{i} = 600$ A							
t_{De} [μ s]	5,6	6,6	7,3	7,8	8,7	9,2	9,2
$s_{st}(t_{De})$ [μ s]	1,7	1,6	2,2	2,3	1,7	1,9	1,9

Analiza otrzymanych rezultatów pozwala na wyciągnięcie następujących wniosków:

- średnie wartości czasów opóźnienia zaniku prądu elektronowego t_{De} po wymuszonym zerze prądu łuku, przy stromościach sprowadzenia prądu łuku do zera w zakresie od 2 A/ μ s do 90 A/ μ s, zawierają się w przedziale od ok. 3 μ s do ok. 8,7 μ s dla prądu łuku 400 A i od ok. 5,6 μ s do ok. 9,2 μ s dla prądu łuku 600 A,

- zaobserwowano wzrost czasu zaniku prądu elektronowego wraz ze wzrostem stromości sprowadzenia prądu łuku do zera przebadanym zakresie od 2 A/ μ s do 90 A/ μ s,

- zaobserwowano wzrost czasu zaniku prądu elektronowego wraz ze wzrostem wartości wyłączanego prądu łuku; wzrost tego czasu wraz ze wzrostem prądu łuku od 400 A do 600 A zawierał się w zakresie od 2,6 μ s, czyli ok. 86% dla stromości 2 A/ μ s do 0,5 μ s, czyli ok. 6% dla stromości 90 A/ μ s, różnica pomiędzy czasami zaniku malała wraz ze wzrostem stromości sprowadzenia prądu łuku do zera,

- nie zaobserwowano regularności w zmianach odchylenia standardowego czasu t_{De} wraz ze wzrostem prądu łuku i zmianami stromości sprowadzenia go do zera; odchylenie to zawiera się w przedziale od 1 μ s do 2,3 μ s dla stromości 2 A/ μ s do ok. 12 μ s dla wyższych stromości przeciwprądu;

W pomiarze czasu zaniku prądu elektronowego nie uwzględniono błędu, wynikającego z oddalenia sondy od badanego łuku i z czasu „przelotu” elektronów z przestrzeni łukowej do analizatora. Czas ten można oszacować, obliczając średnią drogę przelotu cząsteczek od osi układu stykowego do sondy, korzystając z danych zawartych w tabelach 5.1 i 5.2 ($R_{st} + l_s = 15 + 35 = 50$ mm) oraz z prędkości dryfowej (skierowanej) elektronów. Wartość tej prędkości według [29] jest rzędu $7,2 \cdot 10^4$ m/s, stąd oszacowany średni czas przelotu elektronów wynosi ok. 0,7 μ s. Ponieważ czas ten jest znacznie krótszy zarówno od wartości odchyżeń standardowych $s_{st}(t_{De})$, jak i od czasów t_{De} (tab. 6.1), nie uwzględniono go w dalszej analizie.

6.3.2. Pomiary zaniku prądu jonowego

Parametry prądu jonowego podczas wymuszonego wyłączenia prądu łuku przeciwprądem zostały zbadane w układzie laboratoryjnym, którego schemat zilustrowano na rysunku 5.34, w sposób opisany w punkcie 5.3.3. Podobnie jak w pomiarach prądu elektronowego, prąd łuku był sinusoidalną półfalą o częstotliwości ok. 30 Hz, o amplitudzie 400 A lub 600A. Stromość narostania przeciwprądu di_k/dt nastawiano w zakresie od 2 A/ μ s do 90 A/ μ s, identycznie jak w pomiarach opisanych w punkcie 6.3.1. Pomiary wykonano przy użyciu analizatora pola opóźniającego RFA1 opisanego w rozdziale 5, a wielkości charakteryzujące zanik prądu jonowego ustalano na podstawie analizy oscylogramów analogicznych do przedstawionych na rysunku 5.36–5.39, korzystając z zależności i informacji podanych w punktach 4.3 i 5.3.3. Na podstawie przeprowadzonych badań określono następujące parametry:

- czas zaniku prądu jonowego t_{Di} (rys. 5.37, 5.38 i 5.39) po wymuszonym zerze prądu łuku próżniowego,

- charakterystykę analizatora $I_K = f(U_K)$ (rys. 5.40) i wynikające z niej parametry: średnią energię kinetyczną jonów, ich średnią prędkość skierowaną oraz gęstość w zerze prądu.

Czas przemieszczania się cząsteczek z przestrzeni międzystykowej do analizatora t_{Pi} jest w przypadku jonów na tyle duży, że uwzględniono go w analizie. Czas ten można oszacować według zależności:

$$t_{Pi} = \frac{l_s + R_{st}}{v_{Di\dot{s}r}} \approx \frac{(0,035 + 0,015) \text{ m}}{1,38 \cdot 10^4 \text{ m/s}} \approx 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}, \quad (6.4)$$

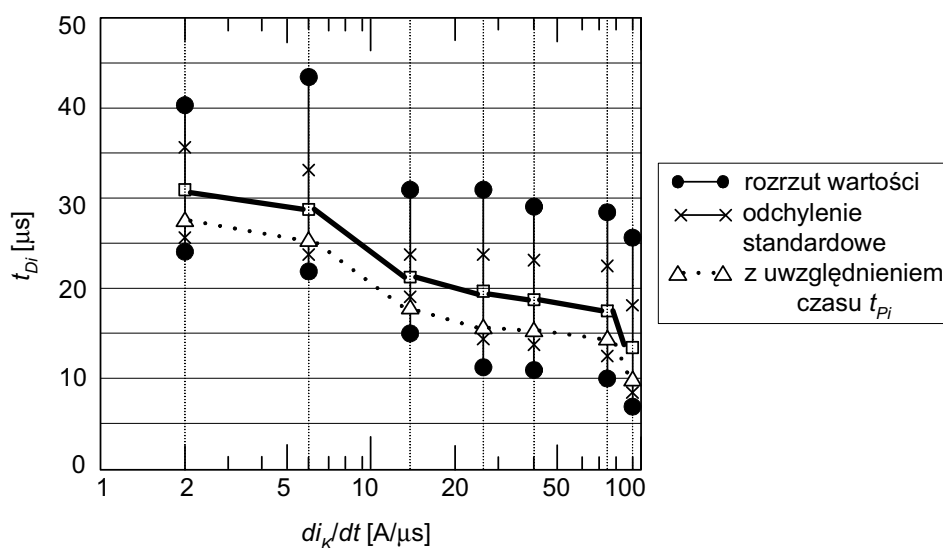
przy czym jako średnią prędkość dryfową jonów $v_{Di\dot{s}r}$ przyjęto wartość według zależności (5.8), średnią drogę natomiast wyliczono z danych zamieszczonych w tabelach 5.1 i 5.2 dla sondy SPO2. Rozrzut tego czasu Δt_{Pi} można oszacować uwzględniając zmiany położenia łuku w przestrzeni międzystykowej, tj. dla odległości minimalnej równej l_s i maksymalnej równej $l_s + 2R_s$, wstawianej do licznika wyrażenia (6.4). Tak obliczony rozrzut można oszacować w zakresie $(2,5-4,7) \times 10^{-6}$ s, czyli $\Delta t_{Pi} = \pm 1,1 \mu\text{s}$. Wartość czasu t_{Pi} (6.4) jest porównywalna z wartością odchylenia standardowego $s_{st}(t_{Di})$ i stanowi ok. (10–30)% czasu t_{Di} , co uzasadnia jego uwzględnienie w dalszej analizie. W tabeli 6.2 zamieszczono zmierzone wartości czasów opóźnienia prądu jonowego t_{Di} oraz wartości tego czasu pomniejszone o szacunkowy, średni czas „przelotu” jonów t_{Pi} wynikający z zależności (6.4). Dane te w sposób graficzny zilustrowano na rysunkach 6.12 i 6.13, wraz z zaznaczonym zakresem uwzględniającym tolerancję czasu „przelotu” jonów Δt_{Pi} .

W zakresie stromości od 2 A/ μ s do 90 A/ μ s średnie czasy zaniku jonów t_{Di} zmieniały się od ok. 30 μ s do ok. 13 μ s dla prądu łuku o amplitudzie 400 A oraz od ok. 35 μ s do ok. 20 μ s dla prądu łuku o amplitudzie 600 A. Uwzględnienie czasu „przelotu” jonów od przestrzeni łukowej do analizatora (6.4) daje w rezultacie odpowiednio mniejsze wartości czasu zaniku prądu jonowego (tab. 6.2). Widoczne jest wyraźne zmniejszenie się czasu zaniku jonów wraz ze wzrostem stromości narastania prądu. Wartości tego czasu są dłuższe od czasu zaniku elektronów. Jest to obserwacja generalnie zgodna z wynikami badania plazmy w próżni, gdzie zarówno prędkości dryfowe jak i prędkości termiczne elektronów znacznie przekraczają prędkości osiągane przez jony. Prędkość dryfowa elektronów to rząd $v_{De} \approx 7,2 \cdot 10^4$ m/s [29] i jest ona ok. 5-krotnie większa od prędkości dryfowej jonów, która zgodnie z zależnością (5.8) wynosi ok. $v_{Di} \approx 1,4 \cdot 10^4$ m/s. Zgodnie z tymi danymi proporcja $v_{De}/v_{Di} \approx 5,1$. Zaobserwowane podczas badań wartości proporcji v_{De}/v_{Di} (rys. 6.10–6.13) są zróżnicowane od ok. 10 do ok. 1, zależnie od wartości prądu łuku i stromości sprowadzenia go do zera. Dla stromości rzędu 2 A/ μ s proporcja ta wynosi ok. 10 dla prądu 400 A i ok. 6 dla prądu 600 A, podczas gdy dla 90 A/ μ s proporcja ta coraz bardziej zbliża się do jedności (rys. 6.10 i 6.12 oraz rys. 6.11 i 6.13). Obserwację tę należy odnieść do omówionego w rozdziale 3 modelu zjawisk połukowych, a w szczególności do interpretacji czasów zaniku elektronów i jonów zilustrowanych na rysunku 3.5. Czas zaniku elektronów t_{De} to czas od chwili t_A do chwili t_B (rys. 3.5), natomiast czas zaniku jonów t_{Di} to czas od chwili t_B do chwili zaniku prądu połukowego. Przyczyna zmian proporcji obydwu tych czasów wykazana podczas pomiarów jest m.in. przedmiotem dyskusji w końcowej części tego rozdziału.

Tabela 6.2. Średnie wartości czasów opóźnienia zaniku prądu jonowego t_{Di} i ich odchylenia standardowe $s_{st}(t_{Di})$ oraz średnie czasy opóźnienia $t_{Di}-t_{Pi}$ pomniejszone o czas „przelotu” jonów od łuku do analizatora (6.4), dla różnych stromości narastania przeciwprądu i dwóch różnych wartości prądu łuku i

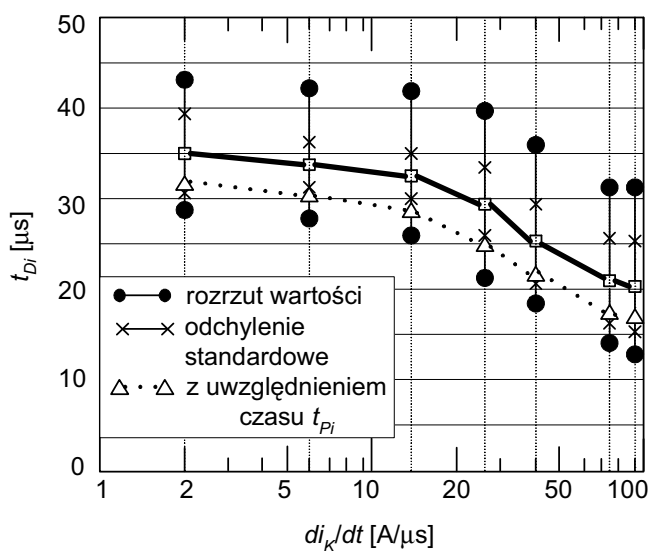
Table 6.2. Mean values of the ion decay times t_{Di} and its standard deviations $s_{st}(t_{Di})$ and mean values of the decay times $t_{Di}-t_{Pi}$ which considers of the “fly” time of ions from the arc to analyser (6.4), for different increasing rates of the counter-current and for two arc current values i

Mierzona wielkość	Stromość narastania przeciwprądu di_K/dt [A/ μ s]						
	2	6	13	26	40	75	90
$\hat{i} = 400$ A							
t_{Di} [μ s]	31,1	28,5	21,6	19,1	18,8	17,6	13,1
$s_{st}(t_{Di})$ [μ s]	4,5	4,7	2,0	4,6	4,5	4,8	5,2
$t_{Di}-t_{Pi}$ [μ s]	27,5	24,9	18,0	15,5	15,2	14,0	9,5
$\hat{i} = 600$ A							
t_{Di} [μ s]	35,1	34,5	32,5	29,4	25,3	21,2	20,5
$s_{st}(t_{Di})$ [μ s]	2,3	2,2	2,3	3,5	4,5	4,6	5,2
$t_{Di}-t_{Pi}$ [μ s]	31,5	30,9	28,9	25,8	21,7	17,6	16,9



Rys. 6.12. Średnie wartości czasów opóźnień zaniku prądu jonowego t_{Di} po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero podczas wyłączania przeciwprądem, w funkcji stromości narastania przeciwprądu di_K/dt ; amplituda wyłączanego prądu łuku $\hat{i} = 400$ A; pomiar analizatorem RFA1; uwzględnienie średniego czasu przelotu jonów t_{Pi} z łuku do analizatora wg (6.4)

Fig. 6.12. Mean values of the ion current decay time t_{Di} after the forced arc current zero, at counter-pulse switching-off, as function of the falling rate of the counter-pulse current di_K/dt ; arc current amplitude $\hat{i} = 400$ A; measurement with the analyser RFA1; consideration of the mean flight time t_{Pi} from the arc to the analyser according to (6.4)



Rys. 6.13. Jak rys. 6.12, lecz dla amplitudy wyłączanego prądu łuku $\hat{i} = 600$ A

Fig. 6.13. The same like in Fig. 6.12, but for the arc current amplitude $\hat{i} = 600$ A

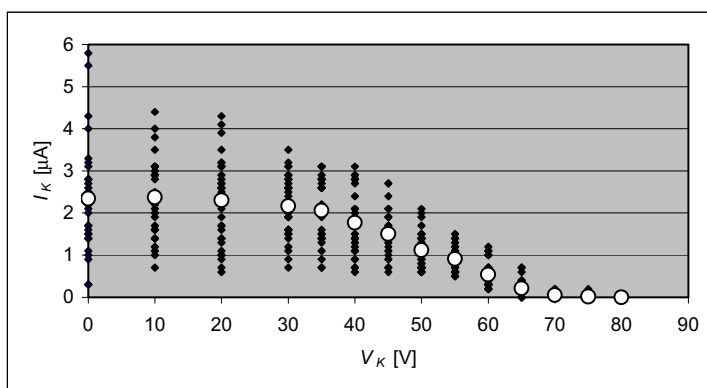
Inne interesujące obserwacje wynikają z porównania wyników pomiarów analizatorem, uzyskanych dla różnych stromości przeciwprądu (rys. 5.40 i 6.14 oraz 6.15–6.18):

a) wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu maleje wartość prądu jonowego w chwili przejścia prądu łuku przez zero (rys. 6.15 i 6.16); przykładowo dla prądu łuku o amplitudzie 400 A i stromości przeciwprądu 2 A/ μ s średnia wartość prądu kolektora I_K (prądu jonowego) wynosi 4,3 μ A, podczas gdy dla stromości 90 A/ μ s–2,3 μ A,

b) rozrzut wartości mierzonego prądu jonowego zmniejsza się wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu (rys. 5.40 i 6.14),

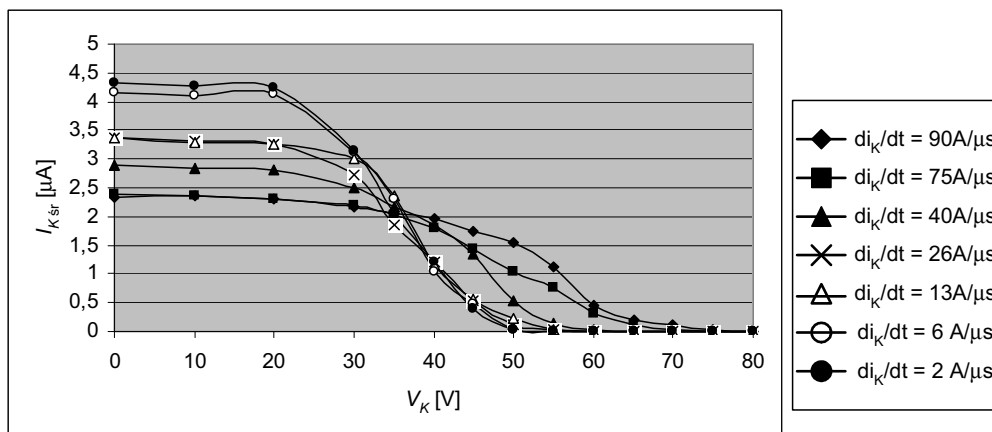
c) przebiegi „wyhamowania” prądu jonowego dodatnim potencjałem kolektora zmieniają się w zależności od stromości narastania przeciwprądu w ten sposób, że wraz ze wzrostem stromości obserwuje się również wzrost napięcia kolektora, przy którym uzyskuje się praktycznie całkowity zanik prądu jonowego; przykładowo dla dolnego zakresu przebadanych stromości (2–6 A/ μ s) niemal całkowity zanik prądu kolektora uzyskuje się już przy napięciu $U_K \approx +45$ V, natomiast górnemu zakresowi przebadanych stromości odpowiada napięcie $U_K \approx +70$ V (rys. 6.15 i 6.16); oznacza to, że wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu rośnie grupa jonów o największej energii, jak również zwiększa się wartość tej energii,

d) istnieją znaczne różnice w rozkładach energii jonów wyznaczonych z wykorzystaniem zależności (4.41), na podstawie wykonanych pomiarów dla różnych stromości narastania przeciwprądu di_K/dt ; wraz ze wzrostem stromości (rys. 6.17 i 6.18) maksimum rozkładu przesuwa się w stronę wyższych potencjałów kolektora, czyli w prądzie połukowym zwiększa się udział jonów o większych energiach kinetycznych, pomimo zmniejszenia się ogólnej liczby jonów, czyli prądu kolektora.



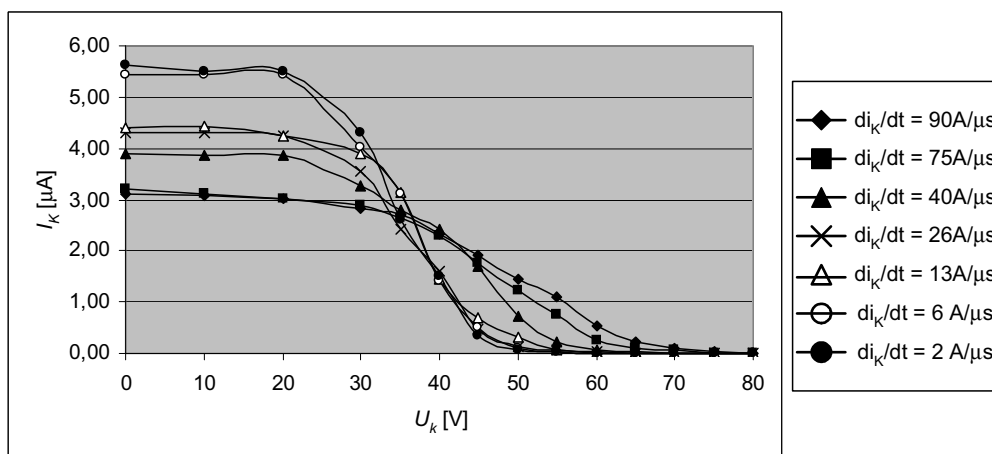
Rys. 6.14. Zmiany prądu jonowego w funkcji napięcia kolektora podczas wyłączania prądu łuku o amplitudzie $\hat{i} = 400$ A przeciwprądem o stromości 90 A/ μ s; pomiary prądu kolektora dokonane w chwili przejścia prądu łuku przez zero (t_3 , rys. 5.37–5.39); nie uwzględniono prób, w których nie nastąpiło wyłączenie

Fig. 6.14. Ion current as function of the collector potential during switching-off of the arc current (amplitude $\hat{i} = 400$ A) with the counter-current at the falling rate 90 A/ μ s; measurement of the collector current made at the instant of the arc current zero (t_3 , Fig. 5.37–5.39); cases with unsuccessful switching operation were not considered



Rys. 6.15. Zmienność średnich wartości prądu jonowego $I_{K_{sr}}$ w funkcji potencjału kolektora U_K dla różnych stromości narastania przeciwrądu i_K ; amplituda prądu łuku $\hat{i} = 400$ A

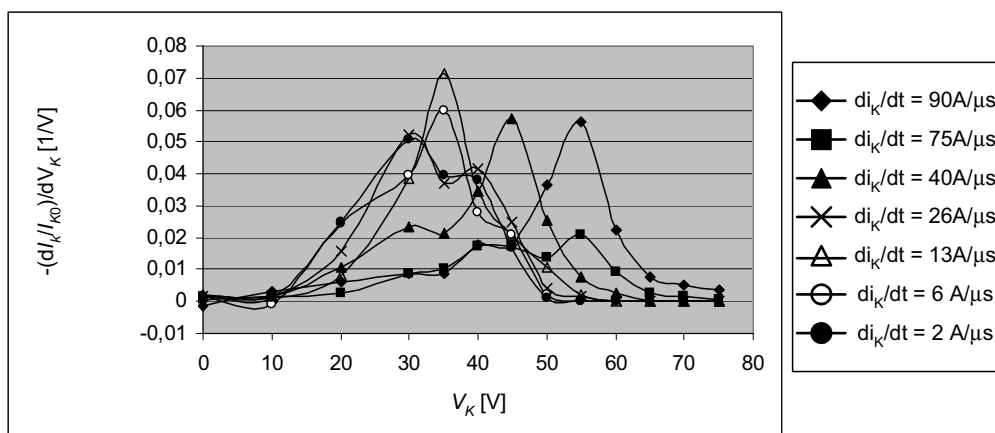
Fig. 6.15. Changes of the mean ion current $I_{K_{sr}}$ as function of the collector potential U_K at different falling rates of the counter-current i_K ; arc current amplitude $\hat{i} = 400$ A



Rys. 6.16. Zmienność średnich wartości prądu jonowego $I_{K_{sr}}$ w funkcji potencjału kolektora U_K dla różnych stromości narastania przeciwrądu i_K ; amplituda prądu łuku $\hat{i} = 600$ A

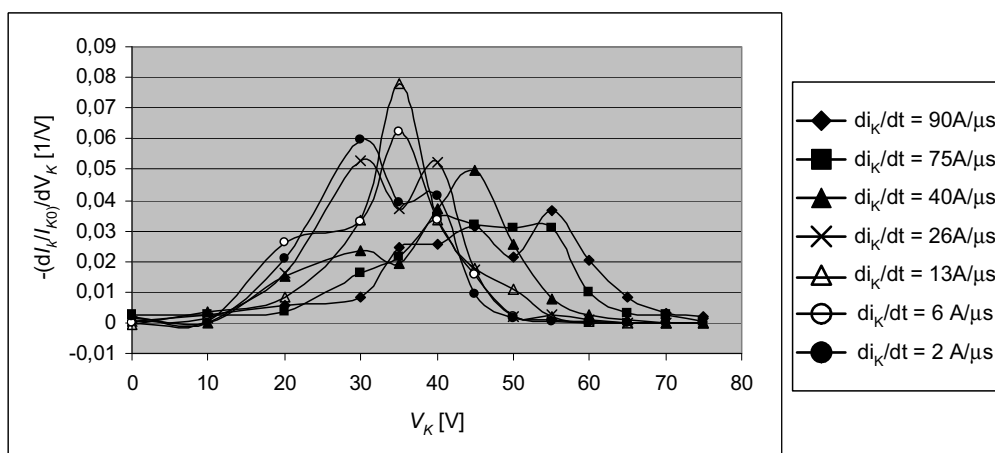
Fig. 6.16. Changes of the mean ion current $I_{K_{sr}}$ as function of the collector potential U_K at different falling rates of the counter-current i_K ; arc current amplitude $\hat{i} = 600$ A

Dodatkową, istotną informacją są dane dotyczące skuteczności wyłączenia przeciwrądem w przeprowadzonych badaniach, zestawione w tabeli 6.3. Przy stromościach przeciwrądu $di_K/dt \geq 75$ A/ μ s obserwowano pewną liczbę niewyłączeń, wzrastającą zarówno z wartością wyłączanego prądu, jak i ze stromością przeciwrądu.



Rys. 6.17. Rozkłady energii jonów w funkcji potencjału kolektora wg zależności (4.41) wyznaczone na podstawie pomiarów dla prądu łuku o amplitudzie $\hat{i} = 400$ A, dla różnych stromości narastania przeciwprądu di_k/dt

Fig. 6.17. Distribution of the ion energy as function of the collector potential according to equation (4.41), based on measuring for arc current of the amplitude $\hat{i} = 400$ A, for different falling rates of the counter-current di_k/dt



Rys. 6.18. Jak rys. 6.16, lecz dla prądu łuku o amplitudzie $\hat{i} = 600$ A

Fig. 6.18. The same like in Fig. 6.12, but for the arc current amplitude $\hat{i} = 600$ A

Sporadyczne niewyłączenia zaobserwowano też przy stromości przeciwprądu 2 A/μs. Przykładowe oscylogramy ilustrujące skuteczne wyłączenie prądu (rys. 6.19) oraz różne przypadki niewyłączeń przedstawiono na rysunkach 6.20–6.22. Na rysunku 6.22 widoczny jest przykład wyłączenia przy drugim przejściu prądu łuku przez zero. Przypadki takie zasadniczo należy traktować jako brak wyłączenia i tak też uczyniono w prezentowanej pracy. Z obserwacji tych wynika, że w opisanych warunkach badań stromości 75 A/μs i 90 A/μs są zbyt duże dla skutecznego wyłączenia łuku próżnio-

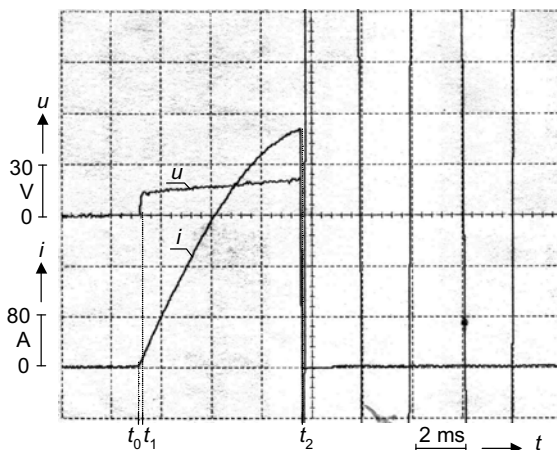
wego przeciwprądem, ze względu na obserwowane przypadki nieskutecznego wyłączenia prądu (tab. 6.3). Również zbyt niska wartość stromości, tu $2 \text{ A}/\mu\text{s}$, może być powodem nieudanego wyłączenia. Dyskusję możliwych przyczyn niewyłączeń oraz analizę zaobserwowanych zjawisk zawarto w dalszej części tego rozdziału.

Tabela 6.3. Zestawienie danych dotyczących skuteczności wyłączenia przeciwprądem podczas prób przeprowadzonych w układach laboratoryjnych z rys. 5.34 i 6.9.

Warunki napięciowe prób opisano w punkcie 6.4

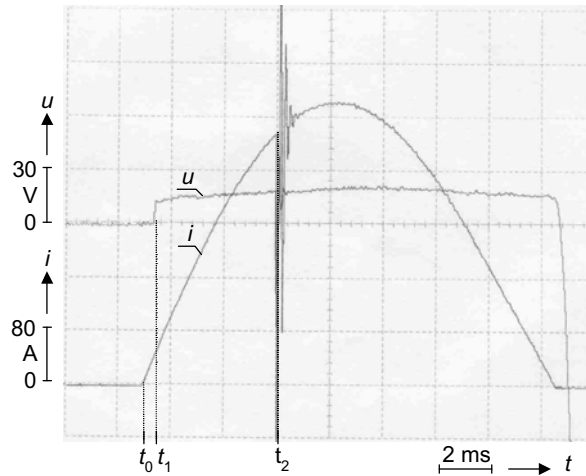
Table 6.3. Statement of the data, which refer to the effectiveness of the forced counter-current commutation, during tests performed in the circuits from Figures 5.34 and 6.9. Voltage conditions of these tests are described in the paragraph 6.4

Rodzaj danych	$di_K/dt \text{ [A}/\mu\text{s]}$			
	2	6; 13; 26; 40	75	90
$\hat{i} = 400 \text{ A}$				
Łączna liczba prób	60	240	60	60
Liczba wyłączeń	60	240	58	56
Liczba niewyłączeń	0	0	2	4
% niewyłączeń	0	0	3,3	6,6
$\hat{i} = 600 \text{ A}$				
Łączna liczba prób	60	300	60	60
Liczba wyłączeń	58	300	57	53
Liczba niewyłączeń	2	0	3	7
% niewyłączeń	3,3	0	5,0	11,6



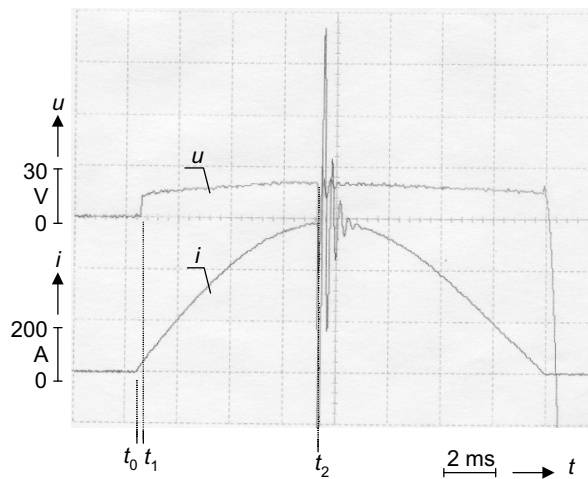
Rys. 6.19. Przykładowy oscylogram skutecznego wyłączenia prądu łuku i ($\hat{i} = 400 \text{ A}$) przeciwprądem o stromości $di_K/dt = 90 \text{ A}/\mu\text{s}$; u – napięcie łuku, t_0 – chwila załączenia prądu i , t_1 – chwila rozejścia się styków i zapłon łuku, t_2 – chwila załączenia impulsu przeciwprądu i wyłączenie prądu łuku

Fig. 6.19. Exemplary oscillogram of the effective switching-off of the arc current i ($\hat{i} = 400 \text{ A}$) with the counter-current at falling rate $di_K/dt = 90 \text{ A}/\mu\text{s}$; u – arc voltage, t_0 – time instant of the current switching-on, t_1 – time instant of contacts separation and beginning of the arc, t_2 – time instant of counter-pulse current switching-on and switching-off of the arc current



Rys. 6.20. Przykładowy oscylogram przebiegu niewyłączenia prądu łuku i ($i = 400$ A) przeciwprądem o stromości $di_K/dt = 90$ A/ μ s; oznaczenia jak na rys. 6.18

Fig. 6.20. Exemplary oscillogram of unsuccessful switching-off of the arc current i ($i = 400$ A) with the counter-current at falling rate $di_K/dt = 90$ A/ μ s; symbols like in Fig. 6.18

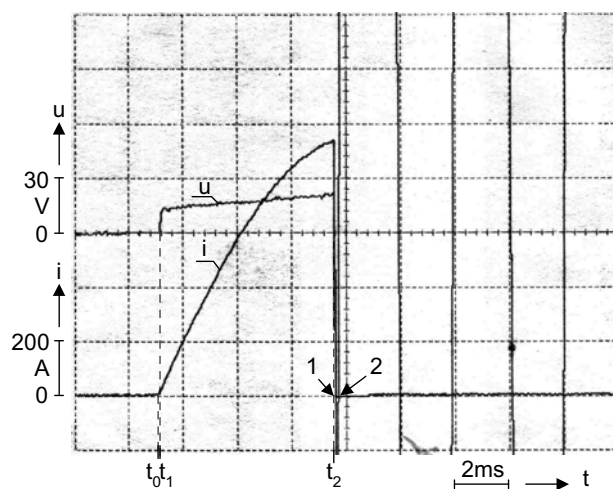


Rys. 6.21. Przykładowy oscylogram przebiegu niewyłączenia prądu łuku i ($i = 600$ A) przeciwprądem o stromości $di_K/dt = 75$ A/ μ s; oznaczenia jak na rys. 6.18

Fig. 6.21. Exemplary oscillogram of unsuccessful switching-off of the arc current i ($i = 600$ A) with the counter-current at falling rate $di_K/dt = 75$ A/ μ s; symbols like in Fig. 6.18

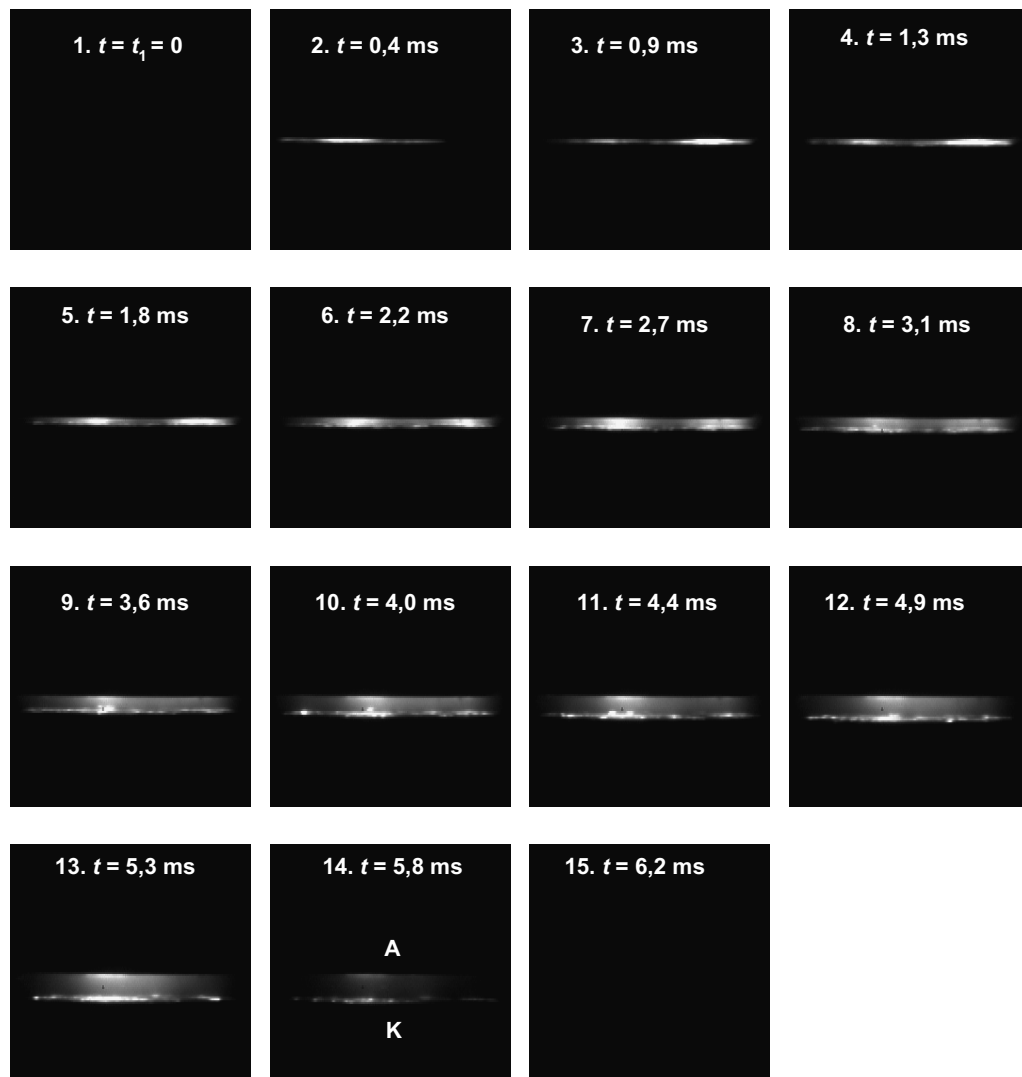
W ramach przeprowadzonych badań eksperymentalnych wykonano również fotografie łuku podczas wymuszonego wyłączenia przeciwprądem. Zdjęcia wykonano cyfrową kamerą szybką HiSIS 2000 z prędkością 2240 klatek/s, przy czym czas ekspozycji pojedynczego zdjęcia trwał 0,44 ms. Celem wykonanych fotografii była obserwacja łuku elektrycznego, w procesie wymuszonego przerywania prądu. Dwie przykładowe sekwencje fotografii łuku dla stromości przeciwprądu $2 \text{ A}/\mu\text{s}$, wraz z odpowiadającymi im oscylogramami przebiegów napięcia i prądu, zilustrowano na rysunku 6.23 (skuteczne wyłączenie prądu) oraz na rysunku 6.24 (nieudana próba wyłączenia prądu).

Celowo wybrano fotografie wykonane przy najniższej z badanych stromości sprowadzenia prądu łuku do zera, tj. $2 \text{ A}/\mu\text{s}$, aby sam proces gaszenia łuku stanowił możliwie długi fragment ekspozycji pojedynczego kadru. Przy tej stromości jest to czas rzędu (200–300) μs , a więc wypełniający w ok. połowie czas pojedynczego kadru, którego długość wynosi 440 μs . Przy większych stromościach przeciwprądu następuje odpowiednie skrócenie czasu sprowadzenia prądu do zera, przez co sam proces jest mniej widoczny na wykonanych fotografiach. Przykładowo dla stromości $75 \text{ A}/\mu\text{s}$ i $90 \text{ A}/\mu\text{s}$ są to czasy rzędu od kilku do kilkunastu mikrosekund. Dlatego, przy tej prędkości kamery, na większości wykonanych fotografii dla większych stromości sam proces wyłączenia jest słabo widoczny. Jedynie te kadry, w których początkowej fazie nastąpiło załączenie przeciwprądu, ilustrują proces wyłączenia.



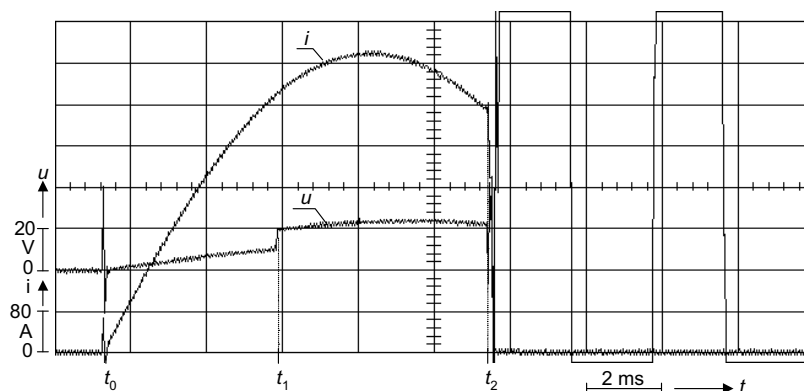
Rys. 6.22. Przykładowy oscylogram przebiegu wyłączenia prądu łuku i ($i = 600 \text{ A}$) przy drugim przejściu przez zero, przeciwprądem o stromosci $di_K/dt = 90 \text{ A}/\mu\text{s}$; 1, 2 – odpowiednio pierwsze i drugie przejście prądu łuku przez zero; pozostałe oznaczenia jak na rys. 6.18

Fig. 6.22. Exemplary oscillogram of successful switching-off of the arc current i ($i = 600 \text{ A}$) at the second zero crossing, with the counter-current at falling rate $di_K/dt = 90 \text{ A}/\mu\text{s}$; 1, 2 – respectively the first and the second arc current zero crossing; other symbols like in Fig. 6.18



Rys. 6.23a. Przykładowa fotografia łuku podczas skutecznego wyłączenia przeciwprądem sinusoidalnej półfali prądu łuku o amplitudzie 600 A przy stromości przeciwprądu 2 A/ μ s; A – anoda, K – katoda (jak oznaczono na kadrze nr 14); na kolejnych kadrach zaznaczono czas początku ekspozycji upływający od chwili zapłonu łuku (chwila t_1 , rys. 6.23b); czas trwania pojedynczego kadru 0,44 ms

Fig. 6.23a. Exemplary photography of the arc during the successful counter-current switching-off operation of a sine half-wave with amplitude 600 A, at the decline rate of the counter-pulse current 2 A/ μ s; A – anode, K – cathode (as indicated in the frame No. 14); on the successive frames are given respective time instants after the arc ignition (time instant t_1 , Fig. 6.23b), when the frame begins; the duration of the single frame is 0,44 ms



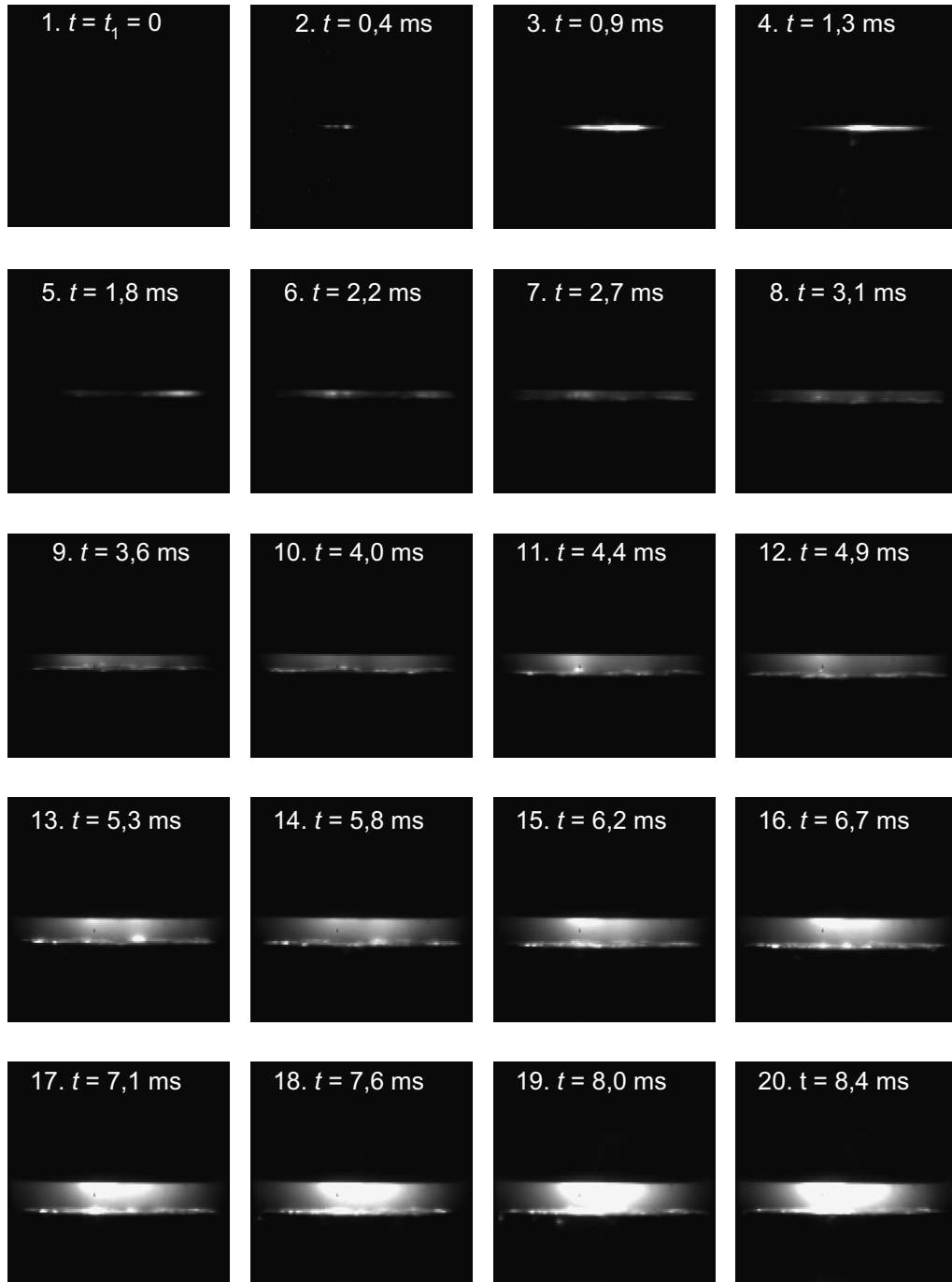
Rys. 6.23b. Oscylogram prądu i napięcia łuku do fotografii z rys. 6.23a; oznaczenia jak na rys. 5.26

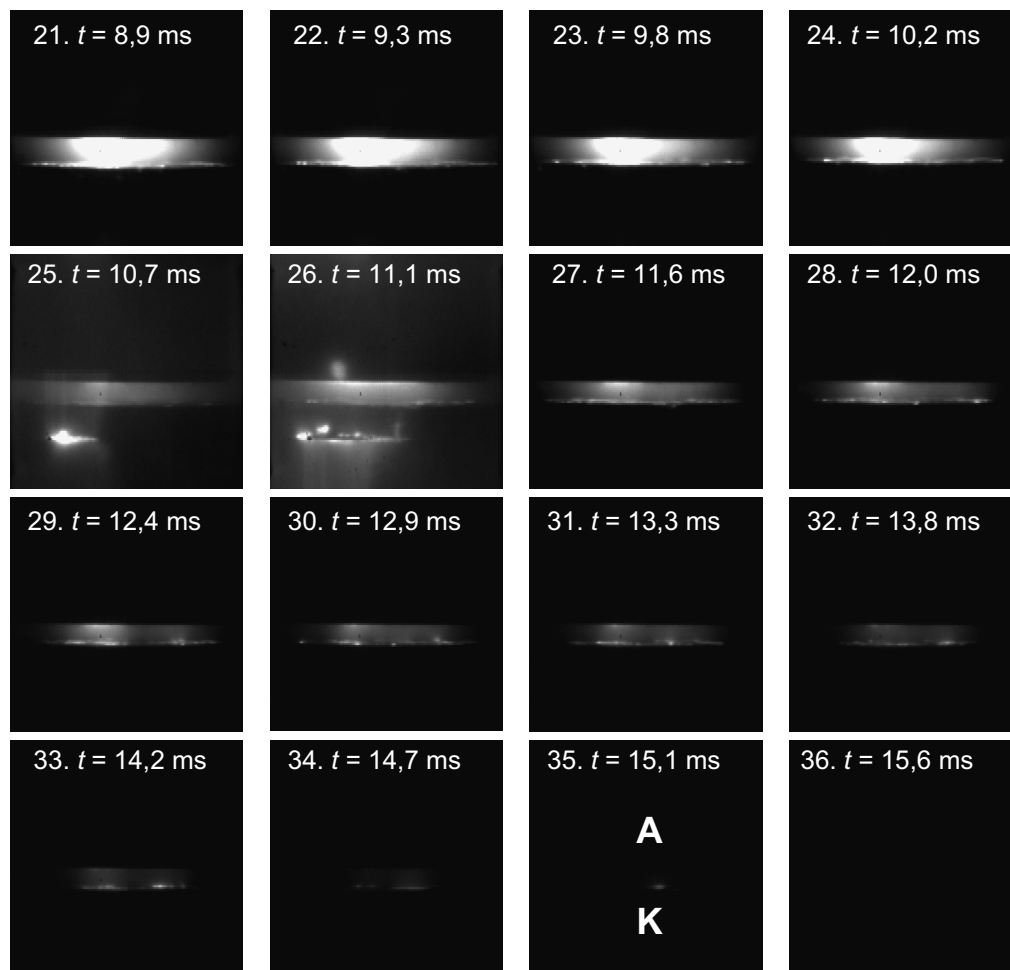
Fig. 6.23b. Oscillogram of the arc current and voltage corresponding with the photography from Fig. 6.23a; symbols like in Fig. 5.26

Obydwie serie zdjęć rozpoczynają się od chwili zapłonu łuku t_1 (rys. 6.23b i 6.24b, analogicznie do oscylogramów z rys. 5.26 i 5.36). Na kilkunastu pierwszych kadrach filmu widoczny jest proces rozwoju dyfuzyjnej formy łuku próżniowego, charakteryzującego się stopniowo rosnącą liczbą plamek katodowych (dolna elektroda). Równocześnie widoczny jest wzrost odległości międzystykowej, trwający od kadru nr 1 do kadru nr 15, czyli przez ok. 6,2 ms. Pozwala to obliczyć średnią wartość prędkości otwierania się styków, dla pełnej odległości międzystykowej $d = 2,5$ mm (tab. 5.1), która w omawianym przypadku wynosiła ok. 0,4 m/s. Jest to prędkość otwierania się styków, odpowiadająca prędkościom w stycznikach próżniowych niskiego napięcia.

Na fotografii z rysunku 6.23a wymuszone wyłączenie prądu następuje w chwili osiągnięcia przez styki swego pełnego odstępu (kadr nr 14). Widoczne jest znaczne zmniejszenie się liczby plamek katodowych, a słabsze naświetlenie kadru wynika z odpowiednio krótszego czasu palenia się łuku. Całkowicie ciemny kadr nr 15 świadczy o zupełnym wyłączeniu prądu łuku. Przez cały czas procesu wymuszonej komutacji łuk zachowuje formę wyładowania dyfuzyjnego. Oscylogram z rysunku 6.23b ilustruje przebiegi prądu i napięcia odpowiadające procesowi wyłączenia zilustrowanego na rys. 6.23a.

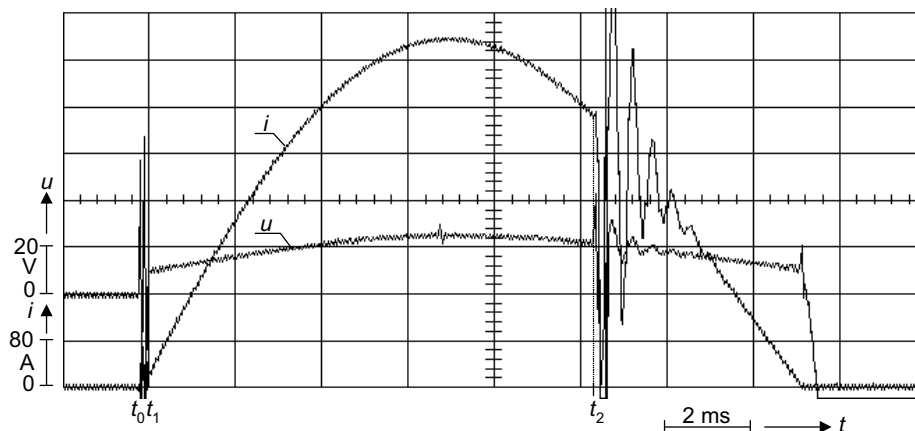
Fotograficzny obraz łuku podczas nieudanej próby wyłączenia prądu zilustrowano na fotografii z rysunku 6.24a, której odpowiada oscylogram z rysunku 6.24b. Do chwili załączenia przeciwprądu przebieg jest zbliżony do fotografii z rysunku 6.23a. Widoczny jest proces rozwierania się styków (kadry od nr 1 do nr 15) oraz stopniowy rozwój dyfuzyjnego łuku próżniowego podczas przepływu sinusoidalnej półfali prądu, przy czym palenie się łuku jest szczególnie intensywne w okolicach amplitudy prądu (kadry od nr 16 do nr 24). Sam moment załączenia przeciwprądu przypada na kadr o numerze 25. Widoczne jest miejsce koncentracji części plamek katodowych na





Rys. 6.24a. Przykładowa fotografia łuku podczas nieudanej próby wyłączenia przeciwprądem sinusoidalnej półfali prądu łuku o amplitudzie 600 A, przy stromości przeciwprądu $2 \text{ A}/\mu\text{s}$; A – anoda, K – katoda (jak oznaczono na kadrze nr 35); na kolejnych kadrach zaznaczono czas początku ekspozycji upływający od chwili zapłonu łuku (chwila t_1 , rys. 6.24b); czas trwania ekspozycji pojedynczego kadru wynosi 0,44 ms

Fig. 6.24a. Exemplary photography of the arc during the unsuccessful counter-current switching-off operation of a sine half-wave with amplitude 600 A, at the falling rate of the counter current $2 \text{ A}/\mu\text{s}$; A – anode, K – cathode (as indicated in the frame No. 35); on the successive frames are given respective time instants after the arc ignition (time instant t_1 , Fig. 6.24b), when the given frame begins; duration of the single frame is 0,44 ms



Rys. 6.24b. Oscylogram prądu i napięcia łuku odpowiadający fotografii z rys. 6.24a; oznaczenia jak na rys. 5.26

Fig. 6.24b. Oscillogram of the arc current and voltage corresponding with the photography from Fig. 6.24a; symbols like in Fig. 5.26

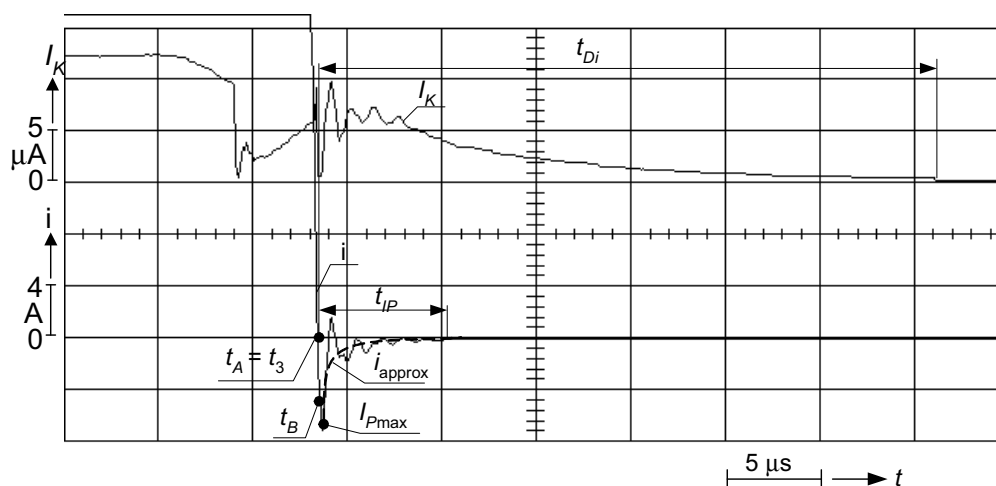
bocznej powierzchni katody (dolny styk), przy czym dotychczas palące się plamki na katodzie pozostają nadal w przestrzeni międzystykowej. Obecność nowo powstałych plamek na bocznej powierzchni styków jest widoczna tak długo, jak długo trwają oscylacje wywołane przepływem przeciwną (kadry 25 i 26). Wraz z zanikiem oscylacji następuje zanik plamek na bocznej powierzchni katody, a dalsze palenie się łuku przebiega tak, jak w typowym wyładowaniu dyfuzyjnym, przy stopniowo zmniejszającej się liczbie plamek katodowych w miarę opadania sinusoidalnej półfali prądu.

Powstanie dodatkowego wyładowania na bocznej powierzchni katody, niejako równoległego do wyładowania w przestrzeni międzystykowej, jest ciekawym zjawiskiem zaobserwowanym w prezentowanych tu badaniach. W dalszej części rozdziału zostanie przedstawiona dyskusja nad jego możliwymi przyczynami.

6.3.3. Analiza wyników badań

Opisane badania eksperymentalne stanowią ilustrację wybranych procesów zachodzących w plazmie połukowej po wymuszonym wyłączeniu prądu łuku próżniowego przeciwną. Zasadniczym celem badań było lepsze poznanie zjawisk zachodzących w plazmie łuku podczas procesu komutacji i przeprowadzenie analizy, będącej próbą wyjaśnienia przyczyny przypadków nieudanych prób wyłączenia oraz określenie kryteriów skutecznego wyłączenia. Innym celem przeprowadzonych prac był opis ilościowy wybranych parametrów plazmy, przydatny w modelowaniu wymuszonego wyłączenia prądu w próżni. W analizie tej wyodrębniono kilka opisanych dalej zagadnień.

Czas zaniku elektronów i jonów po wymuszonym wyłączeniu łuku. Przedstawione wyniki pomiarów czasów zaniku prądu elektronowego i jonowego należy odnieść do opisu zjawisk przedstawionego w rozdziale 3.3, opartego na opracowanym przez Andrews i Vareya [8] modelu wzrostu warstwy dodatniej w plazmie po przejściu prądu przez zero. Badania tych zagadnień były również przedmiotem prac Greenwooda i współpracowników [41, 42, 89, 229] oraz innych autorów [285]. Analizowano wyłączenie prądu o znacznych wartościach, rzędu kilku bądź kilkunastu kA w obwodach wysokiego napięcia. Teoretyczno-eksperymentalne badania prądu połukowego podczas wyłączania prądów zwarciovych w laboratoryjnym modelu wyłącznika próżniowego niskiego napięcia przedstawiono ponadto w pracy [235], gdzie zaproponowano sposób teoretycznego opisu zjawisk połukowych inny niż oparty na pracy [8]. Jak już wspomniano, badania przeprowadzone w prezentowanej pracy dotyczyły łuku dyfuzyjnego, z prądem rzędu kilkuset amperów. Skoncentrowano się tu na badaniu parametrów prądu połukowego jako potencjalnej przyczyny nieskutecznych wyłączeń prądu. Otrzymane wyniki wykorzystano do analizy opartej na modelu Andrews i Vareya, przedstawionym w rozdziale 3.



Rys. 6.25. Przykładowy przebieg prądu połukowego i oraz prądu kolektora I_K dla stromości przeciwprądu $90 \text{ A}/\mu\text{s}$; t_A – chwila przejścia prądu przez zero (odpowiada chwili t_3 z rys. 5.37–5.39), t_B – chwila zaniku prądu elektronowego i początek czasu formowania się warstwy dodatniego ładunku przy nowej katodzie, t_{IP} – czas przepływu prądu połukowego (por. rys. 3.5), i_{approx} – przybliżony przebieg prądu połukowego z pominięciem oscylacji, $I_{P\text{max}}$ – amplituda prądu połukowego, t_{Di} – czas zaniku prądu jonowego, mierzony analizatorem

Fig. 6.25. Exemplary oscillogram of the post-arc current i and collector current I_K for the falling rate of counter current $90 \text{ A}/\mu\text{s}$; t_A – current zero instant (corresponds to t_3 from Fig. 5.37–5.39), t_B – time instant of the electron current decay and begin of the positive sheath formation in front of the new cathode, t_{IP} – time of the post-arc current decay (compare. Fig. 3.5), i_{approx} – approximated post-arc current flow without oscillations, $I_{P\text{max}}$ – post arc current amplitude, t_{Di} – decay time of the ion current, measured by the analyser

Ilustrację prądu połukowego, z zaznaczeniem charakterystycznych wielkości z rysunku 3.5 przedstawiono na rysunkach 6.25 i 6.26. Przebieg tego prądu zawiera w badanym układzie składową wysokiej częstotliwości, która jak już nadmieniono w rozdziale 5 – jest skutkiem istnienia sprzężeń pomiędzy pojemnością własną układu stykowego i obudową komory próżniowej. Ponieważ przebieg wysokiej częstotliwości w przebiegu prądu połukowego oraz prądu kolektora I_K analizatora pola opóźniającego byłby w praktyce bardzo trudny do wyeliminowania przy zastosowanej technice pomiaru, zarejestrowano go tak, jak to jest widoczne na rysunkach 6.25 i 6.26 oraz na rysunkach 5.37–5.39 w prądzie kolektora, po czym na przebieg prądu połukowego naniesiono krzywą i_{approx} aproksymującą jego przebieg, odpowiadający krzywej teoretycznej z rysunku 3.5. Takie oscylacje w prądzie połukowym w komorze łącznika próżniowego niskiego napięcia obserwowano również w pracy [235], gdzie dokonano podobnej aproksymacji. Na przebiegu z rysunku 6.25 widoczne jest, że składowa wysokiej częstotliwości w prądzie kolektora I_K trwa tak długo, jak ta sama składowa w prądzie połukowym, pomimo że czasy zaniku obydwu tych prądów t_{Di} i t_{IP} są różne. Czas trwania składowej wysokiej częstotliwości jest więc w przybliżeniu równy czasowi przepływu prądu połukowego. Oznacza to, że przyczyną jej powstania jest zamykanie się części tego prądu poprzez sprzężenia związane z pojemnością układu stykowego i osłony komory, nie zaś zakłócenia w układzie pomiarowym.

Zgodnie z opisem wzrostu warstwy jonów w plazmie połukowej, dokonany przez Andrews i Vareya [8, 41, 42, 89], przebieg prądu połukowego dzieli się na dwie fazy:

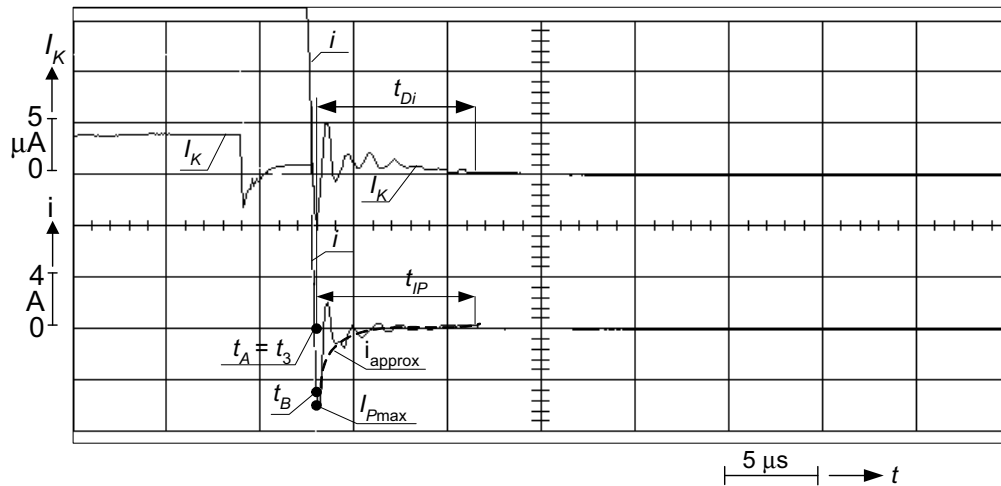
- fazę zaniku prądu elektronowego i rozpoczęcie formowania się warstwy jonów w przestrzeni międzystykowej (przedział czasu od t_A do t_B , rys. 3.5),
- fazę przemieszczania się granicy warstwy jonów s w kierunku anody połukowej (rys. 3.6) i narost napięcia powrotnego (czas $t > t_B$, rys. 3.5).

Podczas pomiarów zauważono, że dla wyższych stromości prądu (od 40 do 90 A/ μ s) w wielu przypadkach czas zaniku prądu jonowego t_{Di} mierzony analizatorem znacznie przekracza czas trwania przepływu prądu połukowego t_{IP} . Przy niższych stromościach przeciwprądu nie zauważono takiej rozbieżności. Oscylogramy na rysunkach 6.25 i 6.26 ilustrujące komutację przy stromości przeciwprądu 90 A/ μ s zostały dobrane celowo tak, aby zilustrować rozbieżność czasów t_{Di} oraz t_{IP} :

- pierwszy (rys. 6.25), gdy czas zaniku jonów t_{Di} mierzony analizatorem pola opóźniającego jest znacznie dłuższy od czasu zaniku prądu połukowego t_{IP} ,
- drugi (rys. 6.26), gdy czasy te są sobie niemal równe.

Na podstawie oscylogramów takich jak przedstawione na rysunkach 6.25 i 6.26 można oszacować przybliżoną wartość czasu przepływu prądu elektronowego

$t_e = t_B - t_A$ w plazmie połukowej, całkowity czas przepływu prądu połukowego t_{IP} oraz jego maksymalną wartość I_{Pmax} . Średnie wartości tych czasów określone na podstawie przeprowadzonych pomiarów zestawiono w tabeli 6.4.



Rys. 6.26. Przykładowy przebieg prądu połukowego i oraz prądu kolektora I_K dla stromości przeciwprądu $90 \text{ A}/\mu\text{s}$; oznaczenia jak na rys. 6.25

Fig. 6.26. Exemplary oscillogram of the post-arc current i and collector current I_K for the falling rate of counter current $90 \text{ A}/\mu\text{s}$; symbols like in Fig. 6.25

Zmierzone sondą Langmuira czasy zaniku elektronów (tab. 6.1) nie mogą być odniesione bezpośrednio do czasu przepływu prądu elektronowego w prądzie połukowym $t_e = t_B - t_A$ (rys. 3.5, 6.25, 6.26). W opisanych badaniach sondy były umieszczone poza przestrzenią międzystykową i mierzyły miejscowo parametry plazmy w określonej odległości od krawędzi styków. Różnica w wartościach czasów t_e i t_{De} wynika stąd, że czas t_e dotyczy przepływu prądu elektronowego pomiędzy katodą i anodą, który teoretycznie trwa właśnie do chwili t_B , (rys. 3.5). Po tym czasie znaczna liczba elektronów pozostaje jednak nadal obecna w przestrzeni międzystykowej, w warstwie quasi-neutralnej plazmy od strony nowej anody (rys. 3.6), lecz w czasie $t > t_B$ nie biorą one już udziału w przepływie prądu połukowego, gdyż, zgodnie z modelem Andrews i Vareya [8], nie są w stanie „przebić się” przez warstwę ładunku jonowego wytworzonego przy nowej katodzie (rys. 3.6). Część z nich wydostaje się jednak z przestrzeni międzystykowej do pozostałej części komory na drodze dyfuzji. Te właśnie elektrony są mierzone przez sondę umieszczoną w komorze, a wykonane pomiary dają informację o czasie trwania tego procesu (tab. 6.1, rys. 6.10 i 6.11).

Tabela 6.4. Zestawienie średnich czasów przepływu prądu elektronowego t_e w prądzie połukowym (t_A-t_B , rys. 3.5, 6.25, 6.26), czasu trwania prądu połukowego t_{IP} oraz maksymalnej wartości tego prądu dla różnych stromości narastania przeciwprądu

Table 6.4. Statement of the mean values of: electron flow times t_e in the post-arc current (t_A-t_B , Fig. 3.5, 6.25, 6.26), post-arc current flow times t_{IP} and maximal values of this current for different increasing rates of the counter-current

Mierzona wielkość	Stromość narostu przeciwprądu di_K/dt [A/ μ s]						
	2	6	13	26	40	75	90
$\hat{i} = 400$ A							
t_e [μ s]	0,46	0,40	0,32	0,22	0,18	0,17	0,15
t_{IP} [μ s]	30,5	28,2	21,3	15,8	10,5	6,8	6,1
I_{Pmax} [A]	1,92	2,05	2,88	4,15	4,92	5,57	6,43
$\hat{i} = 600$ A							
t_e [μ s]	0,51	0,49	0,42	0,33	0,21	0,19	0,16
t_{IP} [μ s]	31,2	30,3	28,5	25,5	17,8	11,2	9,7
I_{Pmax} [A]	2,33	3,05	3,52	4,86	5,15	6,28	6,95

Nieco zaskakującym rezultatem wykonanych badań jest zmniejszenie się czasu zaniku prądu jonowego t_{Di} wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu (tab. 6.2, rys. 6.12 i 6.13). Tendencja ta jest odwrotna niż w przypadku elektronów (tab. 6.1, rys. 6.10 i 6.11). Istnieje jednak duża zgodność pomiędzy czasem zaniku jonów t_{Di} i czasem zaniku prądu połukowego t_{IP} . Należy ponadto zauważyć, że wraz ze zmianą stromości przeciwprądu zaobserwowano zmiany innych parametrów (tab. 6.5):

a) amplituda rozkładu energii $E_{i_{sr}}$, która może być interpretowana jako energia najbardziej prawdopodobna; amplituda ta przesuwana się w stronę wyższych wartości wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu (rys. 6.27),

b) maksymalna wartość energii $E_{i_{max}}$, która rośnie wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu (rys. 6.27),

c) prędkości skierowane jonów: średnie $v_{Di_{sr}}$ i maksymalne $v_{Di_{max}}$, które rosną wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu,

d) koncentracja prądu jonowego I_{K0} w chwili przejścia prądu łuku przez zero, a więc gdy $I_e = I_i$ (rys. 3.5), jest mniejsza dla większych stromości przeciwprądu (rys. 6.15 i 6.16).

Z punktów a), b) i c) wynika, że następuje przesunięcie się spektrum energii jonów w kierunku wyższych wartości energii wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu. Z kolei niższa koncentracja jonów w zerze prądu (punkt d) może oznaczać:

- z jednej strony – wzrost szybkości przebiegu zjawisk w modelu Andrews i Varea, opisujących tworzenie i przemieszczanie się warstwy jonów przy nowej katodzie, wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu,

- z drugiej strony – szybszy zanik aktywności plamek katodowych dla dużych stromości przeciwprądu; prawdopodobną przyczyną tego zjawiska jest większa dy-

namika zmian potencjału międzyelektrodowego, a tym samym potencjału w strefie plamek katodowych; gwałtowną zmianę, czy wręcz załamanie się potencjału w pobliżu plamek katodowych podał Miller [227] jako prawdopodobną przyczynę załamania się emisji elektronów i powstanie impulsu prądu jonowego w chwili wymuszonego przejścia prądu przez zero.

Zmniejszenie się koncentracji jonów wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu świadczy ponadto o znikomym wpływie zjawisk termicznych w rejonie plamek katodowych (punkt 3.4.3, rys. 3.9) na przebieg procesu gaszenia dyfuzyjnego łuku próżniowego o wartościach prądu rzędu setek amperów. Wynika stąd, że „pamięć stanu łukowego” (*arc memory*) ma w przebadanych warunkach drugorzędny wpływ na przebieg zjawisk połukowych, przeciwnie do opisu tych zjawisk w łuku o znacznie większych wartościach prądu [262].

Należy ponadto zauważyć różnice w przebiegu prądu połukowego, którego amplituda I_{Pmax} rośnie, natomiast czas trwania jego przepływu t_{IP} maleje (tab. 6.4) dla rosnącej stromości przeciwprądu.

Energia jonów. Przepływ strumieni jonów pochodzących z plazmy łuku próżniowego podczas wymuszonego przerywania prądu łuku dyfuzyjnego o wartościach 50 A i 100 A ze stromością ok. 50 A/ μ s był m.in. przedmiotem badań Millera [227], który mierzył rozkład energii jonów przy użyciu analizatora masy i energii tuż po wymuszonym zerze prądu. Zaobserwował on, że w chwili wymuszonego sprowadzenia prądu do zera w przebiegu strumienia jonów emitowanych z przestrzeni międzystykowej pojawia się wyraźny, pojedynczy impuls prądu jonowego, o czasie trwania ok. 20 μ s. Amplituda tego impulsu jest większa od amplitud fluktuacji przebiegu prądu jonowego, emitowanego podczas stabilnego wyładowania dyfuzyjnego. Powstanie tego impulsu w przebiegu prądu jonowego przypisał Miller gwałtownemu zmniejszeniu się („załamaniu” – *collapse of potential hump*) bariery potencjału w rejonie katody (plamek katodowych) w chwili wymuszonego zera prądu. Lins [205, 206], mierząc koncentrację jonów w przestrzeni międzystykowej podczas wymuszonego wyłączenia łuku dyfuzyjnego o wartościach w zakresie od 200 A do 1000 A, ze stromością ok. 160 A/ μ s, zauważył chwilowy wzrost tej koncentracji w chwili wymuszonego zera prądu, o czasie trwania ok. 5 μ s. Wzrost ten wynosił w przybliżeniu 1 rząd wielkości, od ok. 10^{17} do ok. 10^{18} m⁻³. Lins przypisał to zjawisko zaobserwowanemu przez Millera [227] impulsowi prądu jonowego w chwili wystąpienia wymuszonego zera prądu. W pracy [259], gdzie mierzono rozkład energii jonów w pobliżu przejścia przez zero sinusoidalnej półfali prądu łuku, nie zaobserwowano natomiast podobnego zjawiska. Miller [227] mierzył ponadto wartości potencjałów wyhamowujących V_K dla jonów miedzi o liczbach ładunkowych Cu⁺¹, Cu⁺² i Cu⁺³, które wynosiły odpowiednio 110 V, 90 V i 80 V. Wynika stąd, że energia jonów (4.37b) o liczbie ładunkowej $Z = +3$ osiągała wartości rzędu $E_i \approx ZeV_K \approx 3 \cdot e \cdot 80 \text{ V} = 240 \text{ eV}$.

Przedstawione informacje wskazują na odmienny przebieg zjawisk połukowych, zachodzących po wyłączeniu prądu dyfuzyjnego łuku próżniowego w sposób wymuszony od wyłączania przy sinusoidalnym przejściu prądu przez zero. Analiza oscylogramów przebiegu prądu jonowego, mierzonego analizatorem pola opóźniającego w badaniach wykonanych w ramach prezentowanej tu pracy (rys. 6.25, 6.26), w pewnym stopniu wskazuje również na wyraźny wzrost prądu kolektora I_K bezpośrednio po chwili wymuszonego przejścia prądu łuku przez zero, co może być związane z powstaniem impulsu prądu jonowego obserwowanego przez Millera [227].

W celu uzyskania pełniejszego obrazu przebiegu omawianych zjawisk, w dalszej części pracy przeprowadzono analizę rozkładu energii jonów bezpośrednio po wymuszonym zerze prądu. Charakterystyka analizatora (rys. 6.15) pozwala bowiem na oszacowanie zarówno energii jonów, jak i ich średnich prędkości w prądzie połukowym, zgodnie z zależnościami (4.37–4.41), w sposób zilustrowany przykładowymi obliczeniami w rozdziale 5 (5.10–5.14). Korzystając z zależności opisanych w punkcie 4.3.2, dla przebadanego zakresu stromości przeciwprądu di_K/dt , określono następujące parametry, zestawione w tabeli 6.5:

a) potencjał kolektora V_{Ksr} , odpowiadający amplitudzie rozkładu ich energii E_{iSr} oraz potencjał V_{Kmax} , odpowiadający wyhamowaniu jonów o największych energiach E_{imax} (4.37b),

b) wartości energii:

$$E_{iSr} = ZeV_{Ksr} \quad (6.5a)$$

oraz

$$E_{imax} = ZeV_{Kmax} \quad (6.5b)$$

c) prędkości jonów określone z zależności (4.40), odpowiednio v_{iSr} , odpowiadająca E_{iSr} oraz v_{imax} , odpowiadająca E_{imax} ,

d) średnią koncentrację jonów n_{iK0} docierających do analizatora w stanie prądu nasycenia jonowego I_{K0} , (4.36), zgodnie z danymi analizatora zawartymi w tabelach 5.2 i 5.8,

e) koncentrację początkową jonów n_{i0}^* w obszarze międzystykowym określoną na drodze pomiarowej i obliczoną w oparciu o koncentrację n_{iK0} . Korzystając z zależności (4.1) otrzymuje się zależność

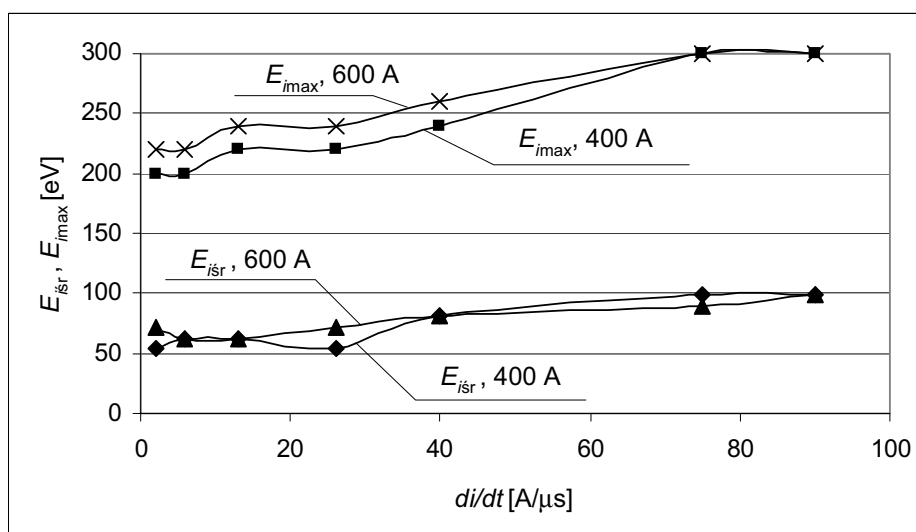
$$n_{i0}^* = n_{iK0} \left(\frac{R_{st} + l_S}{R_{st}} \right)^2 \quad (6.6)$$

Tabela 6.5. Zestawienie wybranych parametrów jonów w plazmie połukowej po wymuszonym wyłączeniu łuku próżniowego (wyjaśnienie oznaczeń w punktach a)–e) poprzedzających tabelę, oraz wg zależności (6.9a) i (6.9b))

Table 6.5. Statement of the chose ion parameters in the post-arc plasma, after the forced vacuum arc commutation (symbols are explained in the points a)–e) in the text previous to the table and according to equations (6.9a) and (6.9b))

Mierzona wielkość	Stromość narostu przeciwprądu di_K/dt [A/ μ s]						
	2	6	13	26	40	75	90
$\hat{i} = 400$ A							
V_{Ksr} [V]	30	35	35	30	45	55	55
V_{Kmax} [V]	50	50	55	55	60	75	75
E_{isr} [eV]	54	63	63	54	81	99	99
E_{imax} [eV]	200	200	220	220	240	300	300
v_{isr} [$\times 10^4$ m/s]	1,28	1,38	1,38	1,28	1,56	1,73	1,73
v_{imax} [$\times 10^4$ m/s]	1,65	1,65	1,73	1,73	1,80	2,02	2,02
n_{iK0} [$\times 10^{15}$ m $^{-3}$]	1,3	1,15	0,93	1,01	0,7	0,53	0,53
n_{i0}^* [$\times 10^{16}$ m $^{-3}$]	1,44	1,28	1,03	1,12	0,78	0,58	0,58
n_{IPmax} [$\times 10^{18}$ m $^{-3}$]	0,74	0,73	1,03	1,59	1,55	1,58	1,83
n_{IPmax}^* [$\times 10^{18}$ m $^{-3}$]	0,35	0,88	1,48	2,19	2,27	3,62	3,83
$\hat{i} = 600$ A							
V_{Ksr} [V]	40	35	35	40	45	50	55
V_{Kmax} [V]	55	55	60	60	65	75	75
E_{isr} [eV]	72	63	63	72	81	90	99
E_{imax} [eV]	220	220	240	240	260	300	300
v_{isr} [$\times 10^4$ m/s]	1,47	1,38	1,38	1,47	1,56	1,65	1,73
v_{imax} [$\times 10^4$ m/s]	1,73	1,73	1,80	1,80	1,88	2,02	2,02
n_{iK0} [$\times 10^{15}$ m $^{-3}$]	1,44	1,51	1,18	1,11	0,92	0,73	0,68
n_{i0}^* [$\times 10^{16}$ m $^{-3}$]	1,6	1,68	1,31	1,23	1,02	0,81	0,76
n_{IPmax} [$\times 10^{18}$ m $^{-3}$]	0,78	1,09	1,25	1,62	1,63	1,87	1,97
n_{IPmax}^* [$\times 10^{18}$ m $^{-3}$]	0,34	1,07	1,94	2,87	2,65	4,24	4,09

Chociaż wartości zestawione w tabeli 6.5 należy traktować jako w znacznym stopniu przybliżone, ze względu na ograniczoną dokładność użytego analizatora, dają one jednak informację o tendencji zmian parametrów prądu jonowego. Przy założeniu średniej liczby ładunkowej jonów $Z = 1,8$ [110, 183, 188, 192] średnia wartość energii jonów może być oszacowana w zakresie od ok. 50 eV do ok. 100 eV. Najwyższa liczba ładunkowa jonów w plazmie łuku próżniowego palącego się pomiędzy elektrodami miedzianymi wynosi 4 [188]. Jonów takich jest wprawdzie niewielka liczba, szacowana na ok. 4% ogólnej liczby jonów, lecz to one osiągają najwyższe wartości energii. Jak wynika z przeprowadzonych badań, energia tych właśnie jonów może osiągnąć nawet 300 eV przy stromościach 75 A/ μ s i 90 A/ μ s.



Rys. 6.27. Zmiany średniej $E_{i_{sr}}$ i maksymalnej $E_{i_{max}}$ energii jonów wraz ze zmianami stromości sprowadzenia prądu łuku do zera
 Fig. 6.27. Changes of middle $E_{i_{sr}}$ and maximal $E_{i_{max}}$ values of ion energy versus arc current decline rate to zero

Uzyskany rezultat pomiaru wartości energii jonów jest w dużej zgodności z wynikami badań uzyskanymi przez Millera [227]. Energia jonów przy naroście prądu wyładowania w próżni była ponadto przedmiotem pracy Beilisa [23]. Przy niskich wartościach prądów łuku, rzędu 100 A i przy stromości narastania prądu ok. 100 A/ μ s energię tę szacuje się na ok. 100 eV, podczas gdy dla prądów powyżej 1 kA i stromości rzędu kilkuset A/ μ s i więcej energię jonów szacuje się w zakresie od 0,1 do 10 keV. Uzyskany w prezentowanych tu badaniach rezultat górnej wartości energii jonów 300 eV należy uznać jako realny w opisanych warunkach.

Znaczne wartości energii kinetycznej jonów mogą być źródłem emisji cząstek przy zderzeniach z powierzchnią elektrod i tym samym pogorszenia się wytrzymałości przerwy połukowej [128, 262, 306]. Porównanie energii jonów (tab. 6.5) i skuteczności wyłączeń w dokonanych próbach (tab. 6.3) prowadzi do wniosku, że prawdopodobną przyczyną niewyłączeń przy stromościach przeciwprądu 75 A/ μ s i 90 A/ μ s może być znaczna energia kinetyczna jonów. Tezę taką potwierdza rosnąca wartość średniej $E_{i_{sr}}$ i maksymalnej $E_{i_{max}}$ wartości energii skierowanej jonów (tab. 6.5, rys. 6.27) oraz przesuwanie się amplitudy rozkładu funkcji $(dI_K/I_{K0})/dV_K$ w stronę większych energii wraz ze wzrostem stromości sprowadzenia prądu łuku do zera (rys. 6.17 i 6.18). Zjawisko to może być szczególnie istotne przy niewielkich odległościach elektrod, typowych dla łączników próżniowych niskiego napięcia, w odróżnieniu od łączników wysokiego napięcia [306]. Specyfika łączni-

ków próżniowych niskiego napięcia pozwala przypuszczać, że prawdopodobieństwo zainicjowania emisji wtórnej może być nawet większe niż w łącznikach wysokiego napięcia, ze względu na:

- niewielką odległość międzystykową, a tym samym znaczne natężenia pola elektrycznego, nawet przy umiarkowanych wartościach napięć,
- stosunkowo niewielką gęstość wyłączanego prądu łuku, a tym samym dłuższą drogę swobodną cząsteczek i większe prawdopodobieństwo bezzderzeniowego ruchu jonów w kierunku nowej katody po przejściu prądu przez zero niż ma to miejsce przy znacznych gęstościach prądu, badanych w łącznikach wysokiego napięcia.

Koncentracja jonów i ładunek reszkowy. Znajomość przebiegu prądu połukowego $I_p = f(t)$ pozwala na oszacowanie wartości ładunku reszkowego Q_{IP} , czyli ładunku związanego z przepływem tego prądu. Wartość ładunku może decydować o wytrzymałości przerwy połukowej [41, 42, 229, 285]. Dla prób wyłączania przeciwnie do kierunku w wyłącznikach wysokiego napięcia [42] określono granicę skutecznego wyłączenia w zależności od ładunku reszkowego, wyznaczając krytyczną wartość tego ładunku Q_{IPkryt} . Ładunek reszkowy określa zależność [285]:

$$Q_{IP} = \int_{t_B}^{\infty} I_p(t) dt \approx \int_0^{t_{IP}} I_p(t) dt, \quad (6.7)$$

gdzie czasy w granicach całkowania przyjęto zgodnie z oznaczeniami na rysunkach 3.5, 6.25 i 6.26. Prąd połukowy związany jest z koncentracją jonów n_i , po zerze prądu. Podana w tabeli 6.5 koncentracja n_{iK0} jest koncentracją jonów przy wejściu do analizatora w chwili przejścia prądu przez zero (t_A , rys. 3.5), a koncentracja n_{i0}^* jest obliczoną na jej podstawie koncentracją w przestrzeni międzystykowej, również w chwili t_A . Wartości te dotyczą więc niejako chwili początkowej, t_A stanu połukowego, gdy prąd łuku jest równy zero.

Oszacowanie ładunku reszkowego wymaga znajomości przebiegu prądu połukowego $I_p(t)$ (6.4), który jest funkcją parametrów jonów: koncentracji n_i , prędkości v_i oraz prędkości przemieszczania się warstwy dodatniego ładunku s wytworzonego przy nowej katodzie (3.24). W przebiegu prądu połukowego (rys. 3.5, 6.25 i 6.26) zasadnicze znaczenie ma opadająca część krzywej, od amplitudy prądu połukowego I_{pmax} do zera, aproksymowana uproszczoną funkcją eksponencjalną [285]:

$$n_i = n_{IPmax} e^{-\frac{t}{\tau_{IP}}} (1 + GI). \quad (6.8)$$

Zakłada się przy tym, że koncentracja n_{IPmax} jest w przybliżeniu równa koncentracji w chwili t_B (rys. 3.5, 6.25 i 6.26), oraz że czas $t_e = t_B - t_A$ jest pomijalnie mały z punktu widzenia oszacowania całkowitej wartości ładunku reszkowego w porównaniu z całym czasem t_{IP} (tab. 6.4). Czas t_e jest natomiast istotny dla dynamiki zmian koncentracji bezpośrednio po zerze prądu.

Koncentracja prądu jonowego $n_{IP\max}$, odpowiadająca również koncentracji w chwili t_B (rys. 3.5, 6.25, 6.26) może być obliczona na podstawie znajomości amplitudy prądu połukowego $I_{P\max}$:

$$n_{IP\max} = \frac{I_{P\max}}{A_C Z e v_{i\text{śr}}}. \quad (6.9a)$$

Koncentracja ta może być również oszacowana na podstawie znajomości czasu przepływu elektronów w prądzie połukowym t_e oraz stromości sprowadzenia prądu łuku do zera di/dt , przy założeniu, że stromość w chwili t_A jest równa stromości w chwili t_B (rys. 3.5, 6.25 i 6.26) [285]:

$$n_{IP\max}^* = \frac{t_e}{A_C Z e v_i} \left(\frac{di}{dt} \right)_{t_B}. \quad (6.9b)$$

Obliczone wartości koncentracji $n_{IP\max}$ oraz $n_{IP\max}^*$ dla pomiarów opisanych w prezentowanej pracy zestawiono w tabeli 6.5. Według oceny autora, bardziej wiarygodny wynik otrzymano z zależności (6.9a). Przyczyną większej niedokładności zależności (6.9b) jest znaczny błąd i trudność w dokładnym oszacowaniu czasu t_e w oparciu o przebiegi prądu połukowego (rys. 6.25 i 6.26). Widoczny jest wyraźny wzrost koncentracji prądu jonowego, odpowiadającej amplitudzie prądu połukowego wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu, pomimo że koncentracja w zerze prądu n_{i0} maleje wraz ze wzrostem tej stromości. Świadczy to o ważnej roli dynamiki zmian koncentracji jonów i jej możliwym wpływie na wytrzymałość połukową w procesie wymuszonego wyłączenia prądu w próżni.

Współczynnik GI w zależności (6.8) dla małych wartości prądu łuku i ładunku resztkowego, jak w prezentowanych tu badaniach, jest przyjmowany jako równy zeru [285]. Przy tym założeniu i przy uwzględnieniu szybkości przemieszczania się granicy warstwy jonów dodatnich przy katodzie połukowej ds/dt , zależność określającą prąd połukowy I_P można zapisać następująco, korzystając z zależności (3.24):

$$I_P = A_C Z e n_{IP\max} e^{-\frac{t}{\tau_{IP}}} \left(v_i + \frac{ds}{dt} \right). \quad (6.10)$$

Stała czasowa zaniku prądu połukowego τ_{IP} może być oszacowana na podstawie pomiarów eksperymentalnych (rys. 6.25 i 6.26). Zakładając, że przebieg zanikający eksponencjalnie przyjmuje wartość bliską zeru po ok. 4 stałych czasowych, wartość τ_{IP} można określić z zależności

$$\tau_{IP} \approx \frac{t_{IP}}{4}. \quad (6.11)$$

Tak obliczone wartości stałej czasowej dla różnych stromości prądu zestawiono w tabeli 6.6. Wielkość ta zmienia się w szerokich granicach w zależności od stromości narastania przeciwprądu. Zauważalny jest również wzrost stałej czasowej wraz ze wzrostem wartości prądu łuku, co jakościowo jest zgodne z teoretycznym opisem zjawisk znanym z literatury [259, 285]. Stała czasowa zaniku prądu połukowego w łącznikach wysokiego napięcia po wyłączeniu przeciwprądem może być oszacowana w zakresie od ok. 0,5 μs do ok. 1,5 μs [41, 42, 89, 229, 285]. W pracy [259], podczas wyłączenia sinusoidalnej półfali prądu, stała czasowa zaniku koncentracji jonów (3.31) została oszacowana w zakresie od 1,8 μs do 6,5 μs dla prądów o wartościach skutecznych od 2,5 kA do 8,75 kA. W prezentowanych tu wynikach pomiarów stała ta zawiera się w zakresie od ok. 1,5 μs do ok. 7,5 μs . Dotychczas brak jest w literaturze innych wyników badań τ_{IP} dla łączników próżniowych niskiego napięcia, które można by porównać bezpośrednio z rezultatami prezentowanymi tutaj.

Tabela 6.6. Określone eksperymentalnie wartości stałej czasowej zaniku prądu połukowego τ_{IP} , (6.11), ładunku resztkowego w prądzie połukowym Q_{IP} (6.13) i prędkości przemieszczania się warstwy jonów przy nowej katodzie ds/dt (6.16)

Table 6.6. Experimentally determined values of the post-arc-decay time constant τ_{IP} (6.11), residual charge in the post-arc current Q_{IP} (6.13) and the velocity of the ion sheath grow at the new cathode ds/dt (6.16)

Mierzona wielkość	Stromość narostu przeciwprądu di_K/dt [A/ μs]						
	2	6	13	26	40	75	90
$\hat{i} = 400$ A							
τ_{IP} [μs]	7,6	7,1	5,3	3,9	2,6	1,7	1,5
Q_{IP} [μC]	14,6	14,5	15,3	16,4	12,9	9,5	9,6
ds/dt [$\times 10^4$ m/s]	0,18	0,28	0,28	0,18	0,46	0,63	0,63
$\hat{i} = 600$ A							
τ_{IP} [μs]	7,8	7,6	7,1	6,4	4,5	2,8	2,4
Q_{IP} [μC]	18,1	23,2	25,0	31,1	23,2	17,6	16,7
ds/dt [$\times 10^4$ m/s]	0,37	0,28	0,28	0,37	0,46	0,55	0,63

Ilościowe oszacowanie ładunku resztkowego w prądzie połukowym przeprowadza się korzystając z zależności (6.7) i uwzględniając zależności (6.10) jako funkcję zmian przebiegu prądu w czasie. W opisanej tu analizie, opartej na badaniach eksperymentalnych posłużono się przybliżoną zależnością określającą eksponencyjny zanik krzywej prądu połukowego:

$$I_P = I_{P_{\max}} e^{-\frac{t}{\tau_{IP}}} \quad (6.12)$$

Po podstawieniu wyrażenia (6.12) do (6.7) otrzymuje się następującą zależność, pozwalającą oszacować wartość ładunku resztkowego:

$$Q_{IP} = \int_0^{t_{IP}} I_{P\max} e^{-\frac{t}{\tau_{IP}}} dt = \tau_{IP} I_{P\max} \left(1 - e^{-\frac{t_{IP}}{\tau_{IP}}} \right) \approx \tau_{IP} I_{P\max}. \quad (6.13)$$

Wyniki obliczeń tego ładunku po wykorzystaniu zależności (6.13) zestawiono w tabeli 6.6.

Wartości ładunku w prądzie połukowym są niższe od tych, jakie uzyskano podczas wyłączenia przeciwprądem w obwodach wysokiego napięcia [42]. W [42] określono wartości krytyczne tego ładunku z punktu widzenia skutecznego wyłączenia prądów o wartościach od 1 kA do 5 kA. Przykładowo dla prądu łuku o wartości 1 kA krytyczną wartość ładunku oszacowano na poziomie 50 μC , a dla większych prądów osiąga ona wartości ok. 100 μC . Wartości oszacowane w prezentowanych tu badaniach są znacznie niższe i zawierają się w zakresie od ok. 10 μC do ok. 30 μC . Ponadto ładunek ten ma tendencję do zmniejszania się wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu i nie ma widocznej relacji pomiędzy wynikami testów pomiarowych (tab. 6.3) a zmiennością ładunku resztkowego. Przedstawiona analiza prowadzi do wniosku, że przyczyny nieudanych prób przzerwania dyfuzyjnego łuku próżniowego przeciwprądem nie należy upatrywać w nadmiernych wartościach ładunku resztkowego w przestrzeni międzystykowej.

Warunki brzegowe do modelowania zjawisk połukowych przy wymuszonym wyłączeniu prądu. Przeprowadzone badania umożliwiają ustalenie zasadniczych warunków brzegowych w modelowaniu zaniku zjonizowanych cząsteczek plazmy łuku próżniowego po wymuszonym wyłączeniu prądu. Dotyczy to zwłaszcza parametrów w modelu Andrews i Vareya, który jest wykorzystywany do opisu tych zjawisk. Mówiąc o warunkach brzegowych, rozumie się warunki początkowe niezbędne do modelowania z użyciem zestawu równań hydrodynamiki plazmy (3.21).

Opis warstwy ładunku dodatniego s (rys. 3.6) wytworzonej w procesie odzyskiwania wytrzymałości międzystykowej i zaniku prądu połukowego (rozdział 3) stanowi jedną z istotnych informacji, dotyczących modelowania zjawisk połukowych w próżni. Zgodnie z równaniem (3.18) zmienną prędkość jonów v'_i w modelu zastąpiono sumą ds/dt i rzeczywistej prędkości jonów v_i . Prędkość tę można obliczyć z zależności (3.25), która może być określona na podstawie równań (6.10) i (6.12):

$$v'_i = \frac{ds}{dt} + v_i = \frac{I_P(t)}{A_C Z e n_i(t)}. \quad (6.14)$$

Należy jednak zauważyć, że średnia prędkość skierowana (dryfowa) jonów $v_{i\text{sr}}$ (tab. 6.5) rośnie wraz ze wzrostem stromości sprowadzenia prądu łuku do zera, od $1,28 \cdot 10^4$ m/s dla stromości 2 A/ μ s do $1,73 \cdot 10^4$ m/s dla stromości 90 A/ μ s. Przykładowe, znane z innych prac początkowe prędkości skierowane jonów wynoszą $1,1 \cdot 10^4$ m/s dla prądu 3 kA [29] oraz $(1,0\text{--}1,3) \cdot 10^4$ m/s dla prądu w zakresie od 200 A do 1 kA. Dane te, oraz inne omówione wcześniej obserwacje wynikające z przeprowadzonej analizy:

- wzrost średniej $E_{i\text{sr}}$ i maksymalnej $E_{i\text{max}}$ wartości energii jonów wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu,
- przesunięcie się amplitudy krzywej rozkładu $(dI_K/I_{K0})/dV_K$ w stronę wyższych wartości wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu,
- wzrost amplitudy prądu połukowego $I_{P\text{max}}$ wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu,
- skrócenie się czasu trwania przepływu prądu połukowego t_{IP} i stałej czasowej zaniku tego prądu τ_{IP} ,

potwierdzają wniosek o istotnym wpływie stromości sprowadzenia prądu łuku do zera na przebieg procesu zaniku plazmy po zerze prądu. Zgodnie z założeniami modelu Andrews i Vareya wzrost prędkości jonów wraz ze wzrostem stromości sprowadzenia prądu łuku do zera to wzrost wartości v'_i (6.14), na którą składa się prędkość jonów v_i oraz prędkość przemieszczania się granicy warstwy jonów przy nowej katodzie ds/dt . Efektywna, mierzona prędkość jonów $v_{i\text{sr}}$, związana z rzeczywistą wartością prądu połukowego (6.14), dlatego powinna być identyfikowana z prędkością v'_i . Jeśli założyć stałą prędkość jonów

$$v_i = 1,1 \cdot 10^4 \text{ m/s} = \text{const} \quad (6.15)$$

na poziomie wartości określonych w innych pracach [29, 259], to wzrost prędkości jonów ponad wartość v_i jest związany z szybkością przemieszczania się warstwy jonów s , której średnią wartość można określić z zależności:

$$v'_i - v_i = v_{i\text{sr}} - v_i = \frac{ds}{dt}. \quad (6.16)$$

Wartości ds/dt obliczone według zależności (6.16) w oparciu o dane zawarte w tabeli 6.5 i przy uwzględnieniu (6.15) zestawiono w tabeli 6.6. Dane te, choć w znacznym stopniu mające charakter danych szacunkowych, stanowią istotną informację przydatną w modelowaniu wymuszonego wyłączenia przeciwprądem w próżni. Dynamika przemieszczania się warstwy s zależy od stromości sprowadzenia prądu łuku do zera, a tendencja do wzrostu prędkości ds/dt jest przede wszystkim widoczna dla większych wartości tej stromości (75 A/ μ s i 90 A/ μ s).

Wzrost amplitudy prądu połukowego $I_{P_{\max}}$ jest związany bezpośrednio ze wzrostem prędkości przemieszczania się warstwy s . Z przeprowadzonej analizy wynika, że zwiększenie się prędkości ds/dt powoduje skrócenie czasu zaniku ładunku resztkowego w prądzie połukowym Q_{IP} (tab. 6.6) i zmniejszenie się stałej czasowej τ_{IP} zaniku prądu połukowego. Według autora może to tłumaczyć zmniejszenie się czasu zaniku jonów wraz ze wzrostem stromości przeciwprądu (tab. 6.2, rys. 6.12, 6.13).

Przeprowadzone obserwacje potwierdzają sugerowany przez Millera [227] i Linsa [205, 206] odmienny przebieg procesu wyłączania przeciwprądem od wyłączania podczas naturalnego przejścia prądu sinusoidalnego przez zero. Chociaż trudno jest bezpośrednio odnieść prezentowane tu wyniki do rezultatów prac Millera i Linsa, to jednak istnieją następujące wspólne cechy obserwowanych zjawisk:

1. Wzrost amplitudy prądu połukowego, a tym samym odpowiadającej jej gęstości prądu połukowego $n_{IP_{\max}}$ bezpośrednio po wymuszonym zerze prądu.
2. Wzrost gęstości prądu połukowego $n_{IP_{\max}}$ związany ze wzrostem energii jonów obserwowanym przez Millera [227]. W prezentowanych badaniach mierzono jedynie średnią energię jonów, której wzrost zaobserwowano wraz ze wzrostem stromości prądu. Maksymalne wartości tej energii były swym poziomem zbliżone do wartości uzyskanych w pracy [227].

Porównanie opisanych obserwacji z analizą skuteczności wyłączania (tab. 6.3) prowadzi do wniosku, że zbyt szybki proces przemieszczania się warstwy jonów s przy nowej katodzie może być przyczyną sporadycznych niewyłączeń w warunkach łuku dyfuzyjnego przy stosunkowo niedużych odstępach międzystykowych, zbliżonych do opisanych w tej pracy. Odnosząc uzyskane wyniki pomiarów do modelu Andrews i Vareya, możliwe jest wyznaczenie granicznej wartości średniej prędkości przemieszczania się warstwy jonów ds/dt , którą na podstawie przeprowadzonych badań można oszacować jako w przybliżeniu równą $0,5 \cdot 10^4$ m/s, (tab. 6.6), powyżej której należy się spodziewać sporadycznie występujących przypadków niewyłączenia przeciwprądem. Trudno natomiast, w oparciu o przeprowadzone badania, wytłumaczyć przyczynę kilku sporadycznych niewyłączeń przy stromości przeciwprądu 2 A/ μ s, które wystąpiły jedynie przy prądzie łuku 600 A.

6.3.4. Zakres wartości i warunki brzegowe parametrów plazmy

Przeprowadzone badania pozwoliły na ustalenie zakresu zmian niektórych parametrów plazmy, przydatnych w modelowaniu procesu przerywania dyfuzyjnego łuku próżniowego z zastosowaniem przeciwprądu, przy wykorzystaniu zestawu równań (3.21) zgodnie z modelem Andrews i Vareya opisanym w rozdziale 3. Dane zawarte są w tabelach 6.5 i 6.6. Są to w szczególności następujące parametry:

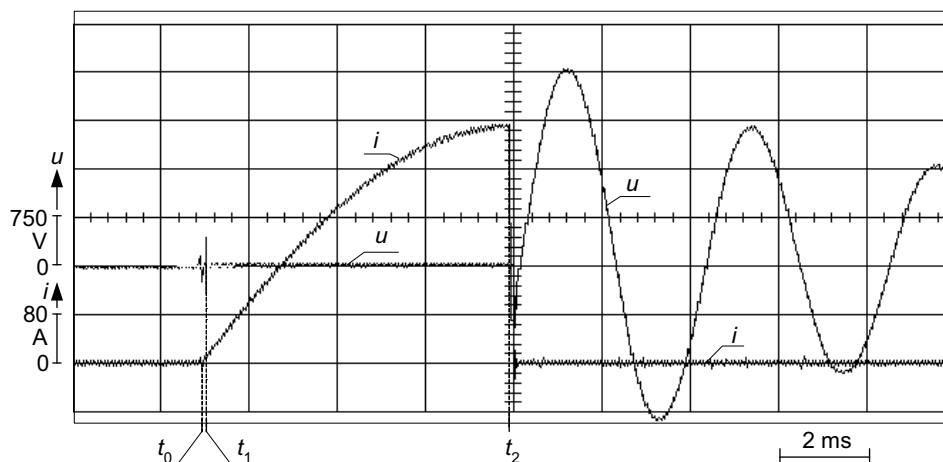
try, określone w zależności od stromości sprowadzenia prądu łuku próżniowego do zera:

- początkowa koncentracja plazmy n_{i0} , tj. koncentracja w chwili przejścia prądu łuku przez zero,
- średnia $E_{i\text{sr}}$ i maksymalna $E_{i\text{max}}$ energia jonów w plazmie po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero,
- czas zaniku prądu elektronowego t_{De} i jonowego t_{Di} po wymuszonym przejściu prądu łuku przez zero
- prędkość średnia jonów $v_{i\text{sr}}$, która jest interpretowana jako wypadkowa prędkość przemieszczania się prądu jonowego v'_i , (3.18) i (6.14),
- maksymalna prędkość jonów $v_{i\text{max}}$ (5.14), określana dla jonów o liczbie ładunkowej $Z = 4$,
- prędkość przemieszczania się warstwy jonów ds/dt przy katodzie połukowej i określenie prędkości granicznej z punktu widzenia skuteczności przerywania łuku dyfuzyjnego przeciwpładem,
- amplituda $I_{P\text{max}}$ i czas trwania t_{IP} prądu połukowego.

6.4. Zagadnienie wytrzymałości napięciowej przerwy międzystykowej w przeprowadzonych badaniach

Przebieg napięcia powrotnego na stykach jest jednym z głównych parametrów w badaniu zdolności przerywania prądu w próżni [41, 42, 89, 229, 285]. Jak już wspomniano w punkcie 6.1, w badaniach będących przedmiotem prezentowanej pracy utrzymywano napięcie powrotne na poziomie nie przekraczającym napięć dopuszczalnych dla próby krótkotrwałej napięciem sinusoidalnym dla łączników niskiego napięcia wg PN-EN 60947-1, czyli 2200 V wartości skutecznej, tj. ok. 3100 V amplitudy napięcia powrotnego. Podejście takie pozwalało na założenie, że przyczyną sporadycznych niewyłączeń w przeprowadzonych badaniach nie jest zbyt duża wartość bądź stromość narastania napięcia powrotnego. Skupiono się natomiast na badaniu parametrów plazmy połukowej.

Przykładowy przebieg napięcia u oraz prądu łuku i w procesie wyłączenia przeciwpładem, analogiczne do zilustrowanych na rysunku 5.26, lecz w innej skali przebiegu napięcia, przedstawiono na rysunku 6.28. Widoczny jest tu szczególnie przebieg napięcia powrotnego na stykach po wymuszonym wyłączeniu prądu. Przebieg ten jest wynikiem oscylacji w obwodzie C-L-S-S_K-C_K-L_K (rys. 6.9), powstałym po wyłączeniu prądu łuku w komorze badawczej KP. Amplitudy napięcia powrotnego zawierały się w zakresie od 1600 V do 3100 V, a stromości narastania od ok. 2,7 kV/ms do ok. 4 kV/ms. Wartości te należy uznać za umiarkowane dla możliwości łączeniowych łączników próżniowych.



Rys. 6.28. Przykładowy przebieg napięcia powrotnego u na stykach komory badawczej i prądu dyfuzyjnego łuku próżniowego i po wymuszonym wyłączeniu prądu (pozostałe oznaczenia jak na rysunku 5.26)

Fig. 6.28. Exemplary oscillogram of the recovery voltage u on the arcing contacts and diffusion arc current i after the forced arc current commutation (other symbols like in Fig. 5.26)

6.5. Podsumowanie

1. Przeprowadzone badania dają informację o jakościowym i ilościowym przebiegu zmian wielu parametrów plazmy połukowej po wymuszonym przerywaniu przeciuprządem dyfuzyjnego wyładowania łukowego w próżni o prądzie rzędu kilkuset amperów. Zmiany parametrów obserwowano przede wszystkim w stosunku do zmian stromości sprowadzania prądu łuku do zera, którą nastawiano w zakresie od $2 \text{ A}/\mu\text{s}$ do $90 \text{ A}/\mu\text{s}$. Drugim nastawianym parametrem była wartość wyłączanego prądu łuku.

2. Badania wykazały wzrost czasów opóźnienia zaniku prądu elektronowego w zakresie od ok. $3 \mu\text{s}$ do ok. $10 \mu\text{s}$ i zmniejszenie się tych czasów dla prądu jonowego od ok. $30 \mu\text{s}$ do ok. $10 \mu\text{s}$ dla przebadanego zakresu stromości sprowadzenia prądu łuku do zera. Zmniejszenie się czasu zaniku prądu jonowego jest zgodne z obserwacją skrócenia czasu trwania przepływu prądu połukowego. Autor sugeruje wytłumaczenie takiego przebiegu zjawiska wzrostem szybkości przemieszczania się warstwy jonów przy katodzie połukowej wraz ze wzrostem stromości sprowadzenia prądu łuku do zera.

3. Wraz ze wzrostem stromości wymuszonego sprowadzenia prądu łuku do zera rośnie zarówno średnia, jak i maksymalna energia jonów, a amplituda rozkładu energii przesuwana się w stronę większych wartości. Średnia energia jonów wzrasta

od ok. 50 eV do ok. 100 eV, natomiast energia maksymalna została oszacowana w zakresie od ok. 200 eV do ok. 300 eV.

4. Amplituda prądu połukowego wzrasta wraz ze wzrostem stromości wymuszonego sprowadzenia prądu łuku do zera i w przeprowadzonych badaniach mieściła się w zakresie od ok. 2 A do ok. 7 A, przy czym ze względu na równoczesne skrócenie się czasu przepływu prądu połukowego ładunek resztkowy utrzymywał się na w przybliżeniu stałym poziomie z tendencją do zmniejszania się w miarę wzrostu stromości sprowadzenia prądu łuku do zera. Wykluczono tezę, że przyczyną nieskutecznych wyłączeń prądu może być zbyt duża wartość ładunku resztkowego. Wraz z amplitudą prądu połukowego wzrasta koncentracja jonów w chwili bezpośrednio po wymuszonym zerze prądu.

5. Określono szybkość przemieszczania się warstwy jonów przy katodzie połukowej. Szybkość ta zwiększa się wraz ze wzrostem stromości sprowadzania prądu łuku do zera, a jej zbyt duże wartości są według autora przyczyną pojawiających się sporadycznie przypadków nieskutecznego wyłączenia prądu przy stromościach w zakresie od ok. 75 A/ μ s do ok. 90 A/ μ s. Jako graniczną wartość tej szybkości, warunkującej skuteczne wyłączenie, zaproponowano $0,5 \cdot 10^4$ m/s. Jako optymalny dla dyfuzyjnego łuku próżniowego zaproponowano zakres stromości sprowadzenia prądu łuku do zera w zakresie od ok. 6 A/ μ s do ok. 40 A/ μ s.

6. Badania wykazały odmiennosć przebiegu niektórych procesów podczas wymuszonego wyłączenia prądu dyfuzyjnego łuku próżniowego od analogicznych procesów podczas wyłączenia prądu o przebiegu sinusoidalnym z naturalnym przejściem prądu przez zero. Najbardziej istotne różnice występują w rozkładzie energii jonów, ich koncentracji oraz czasie zaniku jonów i prądu połukowego. Obserwacja ta jest zgodna z niektórymi badaniami znanymi z literatury.

7. Wiele przebadanych parametrów łuku może być przydatnych w modelowaniu opisanych zjawisk, zwłaszcza z użyciem modelu przemieszczania się warstwy jonów przy katodzie połukowej, opracowanego przez Andrews i Vareya. Dotyczy to szczególnie szybkości przemieszczania się tej warstwy oraz czasu zaniku prądu jonowego i przebiegu prądu połukowego.

7. Wykorzystanie poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego gaszenia łuku próżniowego

7.1. Informacje wstępne

Zastosowanie pola magnetycznego do wspomagania procesów łączeniowych w łącznikach próżniowych stanowi obszerną problematykę badawczą. Większość prac z tego zakresu dotyczy wykorzystania:

- poprzecznego (promieniowego) pola magnetycznego (*transverse or radial magnetic field*),

- osiowego pola magnetycznego (*axial magnetic field*)

w wyłącznikach próżniowych prądu przemiennego. Zadaniem poprzecznego pola magnetycznego jest zapewnienie wirowania łuku próżniowego po obrzeżu styków, zwłaszcza gdy dojdzie do powstania jego przewężonej (ściśniętej) postaci. Osiowe pole magnetyczne służy z kolei do rozproszenia plazmy w przestrzeni międzystykowej oraz plamek katodowych na powierzchni katody tak, aby uniemożliwić koncentrację łuku dla dużych wartości prądów łączeniowych, o wartościach osiagających prądy wyłączalne wyłącznika [76, 78, 141, 198, 199, 215, 216, 258, 267, 298].

Pole magnetyczne wytwarzane jest zwykle w odpowiednio ukształtowanym układzie stykowym łącznika. Promieniowe pole magnetyczne, powodujące wirowanie łuku wokół krawędzi styków, jest wytwarzane w dwóch podstawowych konstrukcjach styków wyłączników próżniowych:

- stykach spiralnych,
- stykach koronowych, nazywanych też pierścieniowymi lub kubkowymi.

Konstrukcje te są obecnie zaliczane do klasyki techniki aparatów elektrycznych [95, 198, 199, 215, 216]. Pole osiowe jest wytwarzane na dwa zasadnicze sposoby [199]:

- za pomocą cewek zewnętrznych,
- z zastosowaniem odpowiednio ukształtowanych układów stykowych.

Do ciekawych konstrukcji w tym zakresie należy m.in. tzw. styk „trzy trzecie zwoju” (*three thirds of a winding*) [199] oraz innych rozwiązań, takich jak np. styki o nazwie „końskiej podkowy” (*horse shoe*) [267] czy inne rozwiązania [76, 78].

Wszystkie te konstrukcje dotyczą jednak przede wszystkim wyłączników wysokiego napięcia, gdzie:

- prądy łączeniowe mają dostatecznie dużą wartość, aby wytworzyć pole o odpowiednio dużej wartości indukcji magnetycznej,
- dąży się do tego, aby łuk łączeniowy przy znacznych wartościach prądów znamionowych, rzędu kilku kA, zachował właściwości łuku dyfuzyjnego i nie przekształcił się w łuk przewężony.

Oprócz omówionej tu krótko problematyki zastosowań pola magnetycznego w łącznikach prądu przemiennego istnieje zagadnienie wykorzystania tego pola do wymuszonego przerywania łuku próżniowego prądu stałego. Odmienność takiego zastosowania polega na wytworzeniu odpowiedniego impulsu pola magnetycznego, umożliwiającego wymuszone sprowadzenie wartości chwilowej prądu łuku do zera. Istnieją określone trudności fizyczno-techniczne realizacji takich układów. W prezentowanej pracy zajęto się określeniem możliwości zastosowań poprzecznego pola magnetycznego do budowy układów wymuszonego wyłączania prądu w próżni, w zakresie łuku dyfuzyjnego przy prądzie rzędu setek amperów. Założono przy tym, że trudno byłoby uzyskać pole magnetyczne o pożądanej wartości przez odpowiednie ukształtowanie styków, ze względu na stosunkowo niskie wartości prądu. Dlatego w przedstawionej analizie pole magnetyczne wytwarzano jako pole zewnętrzne, w specjalnie do tego celu skonstruowanych układach cewek. Zastosowano układ styków płaskich o średnicy i odstępach reprezentatywnym dla łączników próżniowych niskiego napięcia.

W przedstawionej analizie wykorzystano w pewnym stopniu rezultaty wcześniejszych prac teoretyczno-eksperymentalnych [13–16, 20, 71–74, 88, 142, 187, 193, 201, 222, 278, 279, 281, 283], ustosunkowując się do uzyskanych tam rezultatów w kontekście badań omówionych w prezentowanej pracy.

7.2. Wybrane zagadnienia dotyczące oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego na plazmę łuku próżniowego

Teoria z zakresu oddziaływania pól: elektrycznego i magnetycznego na plazmę jest jednym z zagadnień magnetohydrodynamiki plazmy [2, 44, 45, 181, 223, 273, 286]. Zgodnie z informacjami przedstawionymi w rozdziale 2, analiza oddziaływania obydwu tych pól może być prowadzona w skali [223, 273, 286]:

- mikroskopowej,
- makroskopowej.

W skali mikroskopowej bada się ruch poszczególnych cząsteczek w plazmie, skala makroskopowa natomiast dotyczy oddziaływania pola na plazmę łuku, traktowaną jako płyn przewodzący o określonych parametrach.

Jedną z podstawowych zależności znanych z fizyki, wykorzystywanych do analizy ruchu cząsteczek w *skali mikroskopowej* jest wyrażenie określające siłę oddziałującą na cząsteczkę o ładunku q w polu elektrycznym o natężeniu \vec{E} i polu magnetycznym o indukcji \vec{B} :

$$\vec{F} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_m = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (7.1)$$

Zależność ta, nazywana w literaturze [2, 286] wzorem Lorentza, jest sumą oddziaływania dwóch sił: pola elektrycznego $\vec{F}_{el} = q\vec{E}$ i magnetycznego $\vec{F}_m = q(\vec{v} \times \vec{B})$. Pole elektryczne, oddziałując na cząsteczki naładowane w plazmie, zmienia ich energię kinetyczną, tzn. może wpływać na zmianę wektorów ich przyspieszenia i prędkości zgodnie z wektorem natężenia pola elektrycznego. Efektem oddziaływania pola magnetycznego jest natomiast siła skierowana prostopadle do płaszczyzny wyznaczonej przez iloczyn wektorowy $(\vec{v} \times \vec{B})$, czyli prostopadle do kierunku poruszania się cząsteczki. Siła \vec{F}_m nie wykonuje więc żadnej pracy, a tym samym nie zmienia energii cząsteczki. Jest ona natomiast źródłem przyspieszenia dośrodkowego, zmieniającego w sposób ciągły kierunek wektora prędkości cząsteczki, powodując jej ruch po okręgu, bez zmiany modułu wektora prędkości. Efektem zsumowania się sił \vec{F}_m i \vec{F}_{el} (7.1) jest ruch spiralny cząsteczki, w którym składowa wektora pokrywająca się z osią spirali jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego \vec{E} . Promień toru spiralnego nosi nazwę promienia Larmora. Ruch ten nazywany jest w literaturze ruchem cyklotronowym, a jego pulsację ω określa zależność [181, 223, 273, 286]:

$$\omega = \frac{qB}{m}. \quad (7.2)$$

Cząsteczka poruszająca się ruchem cyklotronowym zderza się z innymi cząsteczkami, wskutek czego zostaje wytrącana ze swego toru ruchu. Po każdym zderzeniu rozpoczyna ona wirowanie po nowym torze, o zmienionym promieniu, lecz zawsze z tą samą częstością cyklotronową (7.2). Fragment okręgu, jaki cząsteczka zatoczy pomiędzy dwoma kolejnymi zderzeniami nosi nazwę parametru Halla, określonego zależnością

$$\beta_H = \omega\tau_C. \quad (7.2a)$$

W wielu pozycjach literatury [71, 142, 223] siłą Lorentza określa się jedynie składnik \vec{F}_m zależności (7.1), choć w innych źródłach [2, 286] określenie to dotyczy całego

wyrażenia (7.1). W prezentowanej pracy, w celu wyróżnienia składnika \bar{F}_m w zależności (7.1), nazwano go siłą Lorentza, jak to uczyniono w pracach [71, 142, 223].

Siła opisana wzorem (7.1) w różny sposób oddziałuje na różnoimiennie cząsteczki (elektrony i jony) wchodzące w skład plazmy, zarówno jeśli chodzi o jej wartość jak i zwrot oraz częstość i promień ruchu cyklotronowego. Oznacza to, że w plazmie rozpatrywanej w *skali makroskopowej*, czyli traktowanej jako przepływ strumienia cząsteczek, dochodzi do pewnego rodzaju próby rozdzielenia cząsteczek o ładunkach różnoimiennych: elektronów i jonów, wskutek oddziaływania pola magnetycznego. Obydwa rodzaje cząsteczek poruszają się ruchem spiralnym z różnymi pulsacjami ω , po różnych promieniach, zależnych m.in. od stosunku ich mas i indukcji pola magnetycznego (7.2). Efektem tego jest pojawienie się dodatkowej składowej pola elektrycznego, nazywanej składową żyroskopową lub składową Halla, wyrażającą się zależnością [71, 142, 286]

$$\bar{E}_H = \frac{\bar{J} \times \bar{B}}{en_e}. \quad (7.3)$$

Zjawisko to nosi nazwę zjawiska Halla [181, 286], które jest związane z parametrem Halla (7.2a). Składowa Halla pola elektrycznego jest nazywana polem Halla.

Zależność pomiędzy gęstością prądu w plazmie a oddziałującymi na nią polami: elektrycznym i magnetycznym wpływa bezpośrednio na prąd przepływający w plazmie, co wyraża tzw. uogólnione prawo Ohma. Prawo Ohma jest podstawowym prawem opisującym elektryczne właściwości plazmy w *skali makroskopowej*. W zapisie matematycznym, przy pewnych założeniach upraszczających (pomija się: niewielką ruchliwość jonów w porównaniu z ruchliwością elektronów, oddziaływania termiczne plazmy oraz gradient ciśnienia), prawo to wyraża się następującą zależnością [181, 223, 273, 286]:

$$\bar{J} = \sigma \bar{E}^* - \frac{\tau_c \omega}{B} (\bar{J} \times \bar{B}) = \sigma \left(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B} - \frac{1}{en_e} (\bar{J} \times \bar{B}) \right), \quad (7.4)$$

w której pierwszy składnik jest identyczny jak dla plazmy nie będącej w polu magnetycznym, dwa następne natomiast są związane z oddziaływaniem pola magnetycznego. Wektor \bar{v} jest zastępczą, wypadkową prędkością przemieszczania się ładunku w polu magnetycznym, równą w przybliżeniu prędkości przemieszczania się jonów $\bar{v} \approx \bar{v}_i$. Ostatni składnik $\sigma \bar{E}_H$ jest związany z występowaniem zjawiska Halla.

Przewodność plazmy σ , która w plazmie nie będącej pod wpływem pola magnetycznego jest wielkością skalarną, w jednorodnym polu magnetycznym staje się tensorem, czyli wielkością zorientowaną przestrzennie. Ogólna postać takiego tensora w przyjętym kartezjańskim układzie współrzędnych o osiach x, y, z wyraża się zależnością

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}. \quad (7.5)$$

Zagadnienie to zostało omówione szerzej w punkcie 7.8. Konduktywność plazmy jest ponadto funkcją wielu czynników, m.in. temperatury cząsteczek i wartości prądu łuku. Ruch łuku elektrycznego w polu magnetycznym i efektywna gęstość jego prądu są więc złożoną funkcją kilku wielkości, a dokładne poznanie ich wzajemnych relacji było przedmiotem wielu prac. Zagadnienia te, w odniesieniu do próżniowego łuku elektrycznego stanowią jedynie wąski obszar badań, będący wycinkiem szerokiej dziedziny nauki, jaką stanowi fizyka plazmy. W prezentowanej pracy skoncentrowano się jedynie na pracach poświęconych badaniom plazmy łuku próżniowego w polu magnetycznym poprzecznym, a szczególnie na możliwościach wykorzystania tego pola do wymuszonego wyłączenia prądu w próżni.

7.3. Przegląd dotychczasowych prac z zakresu wykorzystania poprzecznego pola magnetycznego do wspomaganie wymuszonego wyłączenia prądu w próżni

Do pionierskich prac dotyczących analizy zjawisk zachodzących w plazmie łuku próżniowego w polu magnetycznym w kontekście wspomaganie procesu wyłączenia prądu w próżni należy zaliczyć badania przeprowadzone przez Kimblina, Emtage'a i współpracowników [71, 141, 142]. Ich celem było opracowanie konstrukcji wyłącznika próżniowego wysokiego napięcia, który byłby w stanie ograniczać prąd zwarciovowy. Badania przeprowadzono m.in. w układzie przedstawionym na rysunku 7.1a, w którym styki komory próżniowej umieszczono pomiędzy dwiema cewkami bezrdzeniowymi, wytwarzającymi impulsowe pole magnetyczne. Styki te były ponadto zbocznikowane kondensatorem C i rezystorem R.

W układzie tym dokonywano prób ograniczania prądu zwarciovowego w ten sposób, że po jego detekcji w początkowej fazie narastania prądu (chwila t_1 , rys. 7.1b) i pełnym otwarciu styków załączano impulsowe pole magnetyczne (chwila t_2), w efekcie czego prąd w komorze próżniowej został sprowadzony do wartości bliskiej zera dzięki temu, że prąd obwodu i_K zamknął się niemal całkowicie poprzez obwód kondensatora bocznikującego C oraz rezystora R (prąd i_R , rys. 7.1b). Na podstawie przeprowadzonej analizy teoretyczno-eksperymentalnej autorzy prac [71, 142] stwierdzili, że w opisanych warunkach natężenie pola Halla (7.3) jest czynnikiem, mającym dominujący wpływ na przebieg zjawisk obserwowanych w plazmie. Wyrażenie określające moduł wektora natężenia pola Halla (7.3) dla opisanych warunków w plazmie łuku próżniowego przekształcono w pracach [71, 142] do postaci

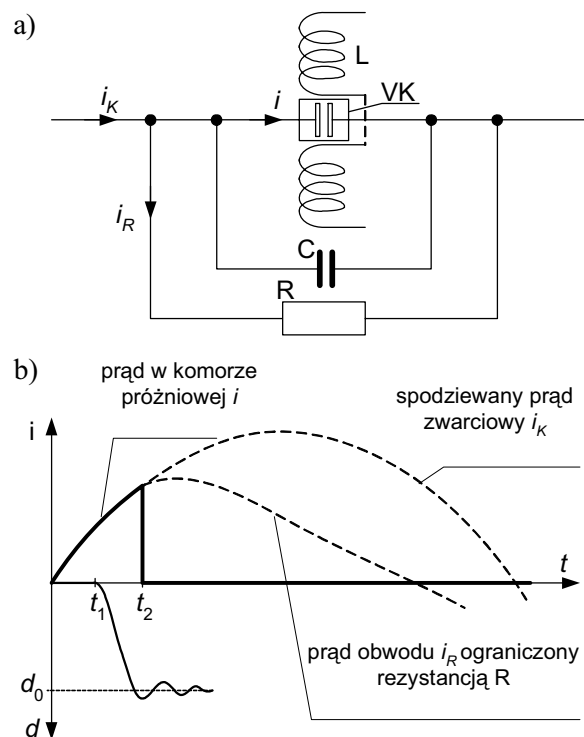
$$E_H = \frac{I_e}{I_i} v_i B, \quad (7.6)$$

przy czym zwrot wektora \vec{E}_H wynika z zależności (7.3). Proporcja pomiędzy prądem elektronowym I_e a jonowym I_i jest w łuku próżniowym w przybliżeniu stała i wynosi ok. 10, dlatego autorzy prac [71, 142] uzasadnili, że wartość siły Halla oddziałującej na jony

$$\vec{F}_H = Ze\vec{E}_H \quad (7.7)$$

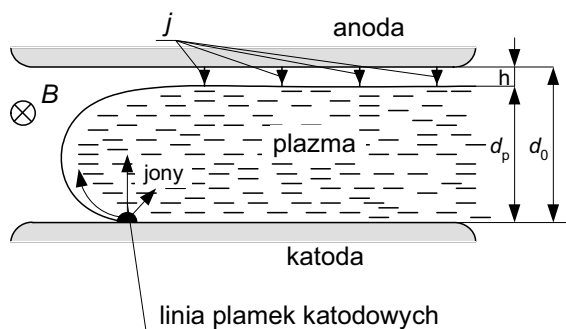
znacznie przekracza siłę Lorentza:

$$\vec{F}_L = Ze(\vec{v}_i \times \vec{B}). \quad (7.8)$$



Rys. 7.1. Układ probierczy zastosowany w badaniach możliwości ograniczania prądu zwarciego przez wyłączenie prądu łuku próżniowego z zastosowaniem poprzecznego pola magnetycznego (a); b) przebiegi prądu i drogi ruchu styków d podczas procesu wyłączenia prądu zwarciego [71, 142]

Fig. 7.1. Circuit used to investigate vacuum arc/transverse magnetic field interaction, and the proposed application in a fault current limiter (a), b) time sequence of current and contact distance d during ac fault [71, 142]



Rys. 7.2. Szkic struktury plazmy podczas przerywania łuku próżniowego w układzie z rys. 7.1a [71, 142]

Fig. 7.2. Sketch of plasma structure during vacuum arc extinction in the circuit from Fig. 7.1a [71, 142]

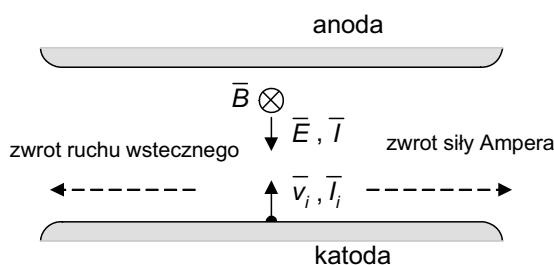
Według autorów [71, 142] prąd elektronowy, będąc skierowany zgodnie z wektorem pola Halla (7.3), oddziałuje na jony w ten sposób, że na skutek proporcji $I_e/I_i \approx 10$ ruch jonów jest podporządkowany ruchowi elektronów. Przy odpowiednio dużej wartości indukcji pola magnetycznego jony zostają skierowane poza obszar stykowy, jak to schematycznie zilustrowano na rysunku 7.2 [71, 142], a pomiędzy anodą i warstwą plazmy w przestrzeni międzystykowej zostaje wytworzona strefa niedostatku jonów o grubości h (rys. 7.2). Wskutek znacznej różnicy potencjałów na granicach tej strefy wzrasta napięcie łuku, co wykorzystano do komutacji prądu, czyli do tego, że prąd i_K (rys. 7.1b) zamknął się poprzez obwód kondensatora C i rezystora R (prąd i_R , rys. 7.1b), zamiast przez komorę, na której napięcie gwałtownie wzrastało wskutek oddziaływania pola magnetycznego. Autorzy prac [71, 142] określili progową wartość indukcji magnetycznej B_c , przy której następuje powstanie warstwy h niedostatku jonów przy anodzie (rys. 7.2), warunkujące z kolei skuteczne wyłączenia prądu w układzie z rysunku 7.1:

$$B_c = \frac{0,034}{d_0} + \tau_f \frac{dB}{dt}, \quad (7.9)$$

w której odległość d_0 należy podstawić w centymetrach, a wartość indukcji otrzymuje się w teslach. Ponadto wskutek oddziaływania pola i ruchu wstecznego plamek katodowych, plamki te „ustawiają” się na powierzchni katody w jednej linii, pokrywającej się z liniami poprzecznego pola magnetycznego.

Niektóre aspekty zawarte w pracach Kimblina i Emtage’a rozwinięto w pracach zrealizowanych w Politechnice Łódzkiej [13–17, 20]. W badaniach tych dokonano prób wymuszonego wyłączenia prądu stałego w komorze próżniowej średniego napięcia, przy użyciu poprzecznego pola magnetycznego. W dalszych pracach z tego zakre-

su opracowano model matematyczny, ilustrujący zachowanie się plazmy w polu magnetycznym poprzecznym [14, 15] oraz rozwiązania układów do generacji silnych pól magnetycznych, przydatnych w tych badaniach [16].



Rys. 7.3. Schematyczna ilustracja zwrotów sił działających na prąd jonowy w plazmie łuku próżniowego będącej pod wpływem poprzecznego pola magnetycznego

Fig. 7.3. Schematic drawing of the directions of forces acting on ion current in the vacuum arc plasma with the transverse magnetic field

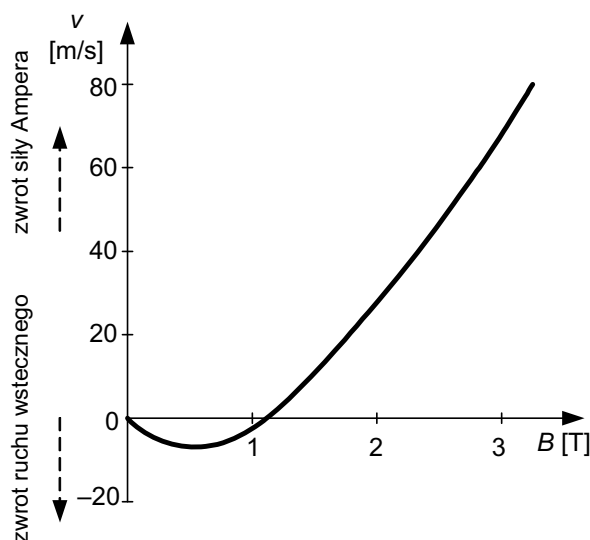
W pracach przeprowadzonych w Politechnice Poznańskiej [278, 279] badano stabilność palenia się łuku elektrycznego prądu stałego w obecności poprzecznego pola magnetycznego, przy wartościach prądów łuku od 40 do 300 A, oraz indukcji magnetycznej do 300 mT. Badania wykonano w komorze próżniowej, wyposażonej w układ miedzianych styków płaskich, otwieranych na odległość 2 i 6 mm. Napięcie źródła prądu stałego wynosiło 270 V. Autorzy badali wzrost napięcia łuku wskutek oddziaływania pola magnetycznego i wprowadzili pojęcie „czasu życia” łuku t_l w funkcji indukcji poprzecznego pola magnetycznego. Stwierdzono, że czas t_l jest zależny zarówno od wartości prądu łuku, jak i wartości indukcji magnetycznej:

$$t_l = ab^l. \quad (7.10)$$

W pracy [278] podano empirycznie określone wartości stałych a i b (7.10). Ponadto stwierdzono tam, że jest możliwe wyznaczenie progowej wartości indukcji poprzecznego pola magnetycznego, przy której uzyskuje się zgaszenie prądu łuku w określonym, przyjętym z góry czasie. Badania opisane w [278, 279] są interesujące w kontekście prezentowanej pracy, ze względu na podobny zakres prądów łuku i wartości indukcji pola magnetycznego.

Istotnym parametrem w eksperymentalnych badaniach oddziaływania pól magnetycznych na łuk elektryczny w próżni jest wzrost napięcia łuku i ruch kolumny łukowej. Wyróżnia się dwa główne czynniki oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego na łuk:

- a) oddziaływanie na plamki katodowe i wymuszenie ich ruchu,
- b) oddziaływanie na plazmę wyładowania łukowego.



Rys. 7.4. Prędkość łuku v w funkcji indukcji B poprzecznego pola magnetycznego obliczona dla styków miedzianych [73]

Fig. 7.4. Arc velocity v as function of the flux density B of the transverse magnetic field, calculated for copper contacts [73]

Ruchowi plamek katodowych odpowiada przemieszczanie się plazmy wyładowania łukowego. W łuku dyfuzyjnym, ze względu na małą gęstość plazmy w pewnej odległości od katody, poprzeczne pole magnetyczne wpływa bezpośrednio na toru ruchu ładunków w skrzyżowanym polu elektrycznym i magnetycznym. Wskutek tego oddziaływania ulega zmianie napięcie łuku. Skierowanie części jonów poza obszar międzystykowy prowadzi bowiem do niedostatku jonów w strefie przyanodowej, a tym samym do wzrostu napięcia łuku. Według autorów [13, 15, 20, 71, 142] ruch ten odbywa się tak, jak to schematycznie zilustrowano na rysunku 7.2. W pracach [71, 142] uzyskiwano wzrost napięć łuku do wartości 6 kV przy amplitudzie indukcji 210 mT i jej częstotliwości ok. 5 kHz. Autorzy [71] wskazują jednak na znaczną przypadkowość obserwowanych zjawisk, polegającą na tym, że wyłączenie prądu o tej samej wartości uzyskiwano przy bardzo zróżnicowanych napięciach łuku, przykładowo 1,5 i 4 kV, dla prądu ok. 4 kA.

Eksperymentalne badania dotyczące poruszania się łuku w poprzecznym polu magnetycznym oraz zmian napięcia łuku przeprowadził Fang [72, 73]. Przedmiotem jego prac była teoretyczno-eksperymentalna analiza zwrotu, w jakim porusza się łuk, a w szczególności jony dodatnie (rys. 7.3): zgodnie ze zwrotem siły Lorentza \vec{F}_L (7.8), czy zgodnie ze zwrotem siły Ampera wynikającym z iloczynu $\vec{E} \times \vec{B}$, który pokrywa się ze zwrotem siły Halla (7.7), przy czym

\bar{E} jest tu wektorem natężenia pola elektrycznego wytworzonego przez napięcie źródła zasilania, skierowanym od anody do katody. Zwrot siły zgodny ze zwrotem siły Lorentza \bar{F}_L (7.8) dla jonów w plazmie (rys. 7.3) jest nazywany w literaturze ruchem wstecznym (*retrograde motion*) [72, 73, 74, 133, 233] dla podkreślenia, że jest on przeciwny do zwrotu wynikającego z siły Ampera. Ruch ten odpowiada ruchowi wstecznemu plamek katodowych, omówionemu w rozdziale 2. W pracach [72, 73] przeprowadzono badania ruchu plazmy łuku prądu stałego 30 i 60 A, w polu magnetycznym o indukcjach do 0,12 T, przy użyciu różnych materiałów stykowych, m.in. miedzi próżniowej. Ruch kolumny łukowej był identyczny z ruchem jonów, gdyż to one są zasadniczymi nośnikami materii w zjonizowanej plazmie i one dają również efekt świetlny podczas fotografowania kolumny łukowej. Rezultatem tych prac jest wyprowadzenie zależności określającej prędkość ruchu jonów w plazmie łuku próżniowego:

$$v_i = -\frac{q_i B t_{\lambda i}}{m_i} \left[v_{i0} - \frac{q_i t_{\lambda i} (U_a + \alpha B)}{m_i d} \right]. \quad (7.11)$$

Znak „-” na początku prawej strony równania (7.11) wskazuje na ruch wsteczny jonów, czyli zgodny z oddziałującą na te cząsteczki siłą Lorentza (7.8). Jednak o ostatecznym zwrocie prędkości jonów v_i decyduje znak wyrażenia w nawiasie, w którym zasadniczą wielkością wpływającą na tę zmianę jest indukcja magnetyczna B . Wynika stąd, że istnieje pewna graniczna wartość indukcji, poniżej której jony, a zatem i kolumna łukowa, poruszają się zgodnie z oddziałującą na nie siłą Lorentza (ruch wsteczny) (rys. 7.3). Jednak po przekroczeniu pewnej granicznej wartości indukcji znak wyrażenia w nawiasie w zależności (7.3) zmienia się na ujemny, co oznacza, że zmienia się zwrot wektora ruchu jonów na zgodny ze zwrotem siły Ampera, czyli o ruchu jonów zaczyna decydować siła pola Halla, tak jak to ilustruje rysunek 7.2. W pracy [73] przyjęto stałą wartość współczynnika α dla określonych materiałów stykowych, na przykład dla miedzi $\alpha = 110$ V/T. Przy takim założeniu przykładowy przebieg zmian prędkości poruszania łuku w funkcji indukcji magnetycznej przedstawiono na rysunku 7.4 [73]. Wynika z niego, że graniczna wartość indukcji leży nieco powyżej 1T. Dla wartości indukcji magnetycznej poniżej 1T należy więc oczekiwać ruchu łuku zgodnego ze zwrotem siły Lorentza (7.8), czyli ruchu wstecznego. Dla indukcji ok. 1 T i powyżej należy oczekiwać ruchu zgodnego z siłą Ampera (rys. 7.3 i 7.4) wskutek znaczącego oddziaływania siły Halla (7.7), co opisano w pracach [16, 71, 142] (rys. 7.2). W pracach [72, 73] zawarto ponadto wiele innych informacji, dotyczących m.in. wzajemnych współzależności pomiędzy prędkością łuku a odległością międzystykową, czy wpływem liczby wykonanych operacji łączeniowych na tę prędkość. Przykładowo średnia prędkość przemieszczania się łuku

o prądzie ok. 16 A w poprzecznym polu o natężeniu 0,05 T zmienia się od 20–35 m/s dla styków miedzianych niekondycjonowanych do ok. 3 m/s po wykonaniu 40 operacji łączeniowych [72]. Dane te świadczą o ważnej roli oczyszczania styków w próżni przez ich kondycjonowanie.

Inną interesującą obserwacją jest to, że w opisanych badaniach autor [72, 73] nie wspomina o przerywaniu prądu w wyniku oddziaływania zewnętrznego, poprzecznego pola magnetycznego, choć wartości prądów łuku i indukcji magnetycznej były w takim zakresie, że – według zależności (7.10) i danych zawartych w pracy [278] – czas palenia się łuku nie powinien przekraczać ok. 3 ms. Czasy te były jednak znacznie dłuższe, rzędu kilkunastu ms, a autor nie opisuje wskutek czego nastąpiło wyłączenie prądu: czy w wyniku oddziaływania, pola magnetycznego czy też prąd był wyłączany przez łącznik zewnętrzny.

Litvinov, Barengolts i in. [12] opracowali model matematyczny ruchu płamek katodowych w zewnętrznym polu magnetycznym, w którym wykazali istnienie nie tylko ruchu wstecznego, lecz i „centrów eksplozyjnych” (*explosive-emitting centres*), decydujących o ruchu płamek i łuku.

Meunier i Drouet badali plazmę łuku dyfuzyjnego w poprzecznym polu magnetycznym dla wyładowań o stosunkowo krótkim czasie trwania, od 25 μ s do 400 μ s, i prądzie ok. 100 A [222]. Elektrody, pomiędzy którymi następowało wyładowanie, znajdowały się w stacjonarnym, jednorodnym polu magnetycznym o indukcji 85 mT, skierowanym poprzecznie w stosunku do kolumny badanego łuku. Gaszenie łuku następowało wskutek rozładowania się kondensatora zasilającego i nie było spowodowane oddziaływaniem pola magnetycznego. Autorzy badali przestrzenny rozkład prądu jonowego w plazmie międzyelektrodowej za pomocą odpowiednio rozmieszczonych sond elektrycznych oraz fotografując kolumnę łukową. Zaobserwowano tam wyraźne „rozciągnięcie” toru ruchu cząsteczek wzdłuż linii sił pola magnetycznego i koliste „skupienie” się plazmy w kierunku prostopadłym do linii sił tego pola. „Skupienie” to nie miało jednak idealnie kolistej kształtu, lecz było wydłużone zgodnie ze zwrotem siły Lorentza oddziałującej na jony. Przeprowadzone badania wykazały deformację kolumny łukowej pod wpływem działania pola magnetycznego w ten sposób, że znacząca jej część przemieszczała się zgodnie z ruchem wstecznym jonów (rys. 7.3) zgodnym z siłą Lorentza, lecz pewna, mniejsza część plazmy ulegała przemieszczeniu zgodnie z siłą Ampera. Fotografie wykazują niejako stan bliski stanowi równowagi obydwu sił, z niewielką przewagą siły Lorentza. Stosując kryterium (7.9) do opisanych w [222] warunków, otrzymuje się wartość indukcji $B_c \approx 11$ mT, dla której należałoby się spodziewać wyraźnego efektu zakrzywienia toru ruchu jonów i „oddzielenia” ich od anody warstwą o grubości h (rys. 7.2). Pomimo że indukcja ta była niemal 8-krotnie większa, zjawiska takiego nie zaobserwowano. Stosując z kolei zależność (7.11), (rys. 7.4), powinno się uzyskać w opisanych warunkach ruch jonów zgodny z siłą Lorentza, co daje wynik bliższy stanowi faktycznemu niż kryterium (7.9).

W pracach [201, 283] badano przebiegi napięcia łuku łączeniowego o częstotliwości 50 Hz i przemieszczanie się kolumny łukowej w oscylacyjnym, poprzecznym polu magnetycznym o częstotliwości 2800 Hz. Prąd łuku zmieniano w zakresie od 32 A do 4 kA, przy dwóch odległościach międzystykowych: 4 i 8 mm, przy czym łuk inicjowano elektrodą pomocniczą, przy stałej odległości styków głównych, wykonanych z miedzi próżniowej. Amplituda indukcji magnetycznej osiągała wartości do ok. 180 mT. Badania wykazały w przybliżeniu proporcjonalny wzrost napięcia łuku wraz ze wzrostem wartości indukcji magnetycznej i wraz ze zwiększaniem odległości międzystykowej, przy czym dla wyższych wartości prądu łuku (powyżej 1 kA) napięcie to cechuje mniejszy rozrzut niż dla prądów mniejszych (32 i 100 A). Charakterystyczne w przebiegu napięcia łuku są znaczne fluktuacje i nieregularne, gwałtowne chwilowe zmiany przy pierwszej amplitudzie indukcji magnetycznej. Kolejnym amplitudom towarzyszyły niemal regularne, proporcjonalne zmiany napięcia łuku. Stosując kryterium (7.9) do warunków badań opisanych w [201, 283] należałoby się spodziewać, aby efekt zakrzywienia toru jonów i powstania warstwy h oddzielającej prąd jonowy od anody wystąpił przy wartościach indukcji ok. 86 mT i 44 mT odpowiednio dla odległości międzystykowych $d_0 = 4$ mm i 8 mm. Zjawiska takiego jednak nie zaobserwowano, pomimo że wartości indukcji osiągały w amplitudzie 180 mT. We wszystkich próbach opisanych w [201, 283] nie zarejestrowano również wyłączenia prądu łuku wskutek samego tylko oddziaływania pola magnetycznego (wyrażenie „samego tylko” oznacza tu brak stosowania w pracach [201, 283] jakichkolwiek układów bocznikujących komorę próżniową). Średni przyrost napięcia łuku wskutek działania pola magnetycznego (współczynnik α w zależności (7.11)) można na podstawie prac [201, 283] oszacować jako zawierający się w zakresie od ok. 250 V/T do ok. 900 V/T, podczas gdy w pracach [72, 73] przyrost ten szacowano jako $\alpha \approx 110$ V/T. Wynika stąd, że trudno jest w sposób bezpośredni odnosić kryteria i zależności, uzyskane przez różnych autorów w określonych badaniach eksperymentalnych, do prac prowadzonych w innych warunkach.

Podsumowując znane z literatury wyniki badań, należy stwierdzić, że pomiędzy rezultatami uzyskanymi przez poszczególnych autorów istnieją rozbieżności, które dotyczą przede wszystkim:

- granicznych wartości indukcji magnetycznej, przy której uzyskano ruch jonów w plazmie zgodny ze zwrotem siły pola Halla bądź zgodny ze zwrotem siły Ampera,
- wartości przyrostu napięć łuku wskutek oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego,
- wartości indukcji, dla których uzyskano ewentualne przerwanie prądu łuku próżniowego w niektórych pracach,
- roli układu pojemnościowo-rezystancyjnego bocznikującego styki łącznika i wyraźnego rozdzielenia jego roli od roli pola magnetycznego w procesie komutacji prądu łuku.

7.4. Cel i zakres badań łuku dyfuzyjnego w poprzecznym polu magnetycznym

Informacje przedstawione w punkcie 7.3 i omówione rozbieżności między wynikami, uzyskanymi przez różnych badaczy uzasadniają celowość podjęcia próby uściślenia omówionych zjawisk w odniesieniu do możliwości wykorzystania poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego gaszenia dyfuzyjnego wyładowania łukowego w próżni. Przewidywane praktyczne wykorzystanie rezultatów tych badań jest podobne jak przy wyłączaniu przeciwprądem, tj. w łącznikach próżniowych prądu stałego bądź niskoczęstotliwościowego. Istnieje również potencjalna możliwość zastosowań tego rodzaju układów do ograniczania prądu zwarcioviego.

Prace omówione w tym rozdziale podzielono na następujące etapy:

- a) badania eksperymentalne oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego na dyfuzyjny łuk próżniowy,
- b) badania eksperymentalne skuteczności gaszenia łuku z zastosowaniem poprzecznego pola magnetycznego i pojemności bocznikującej styki,
- c) analizę teoretyczną zagadnienia z wykorzystaniem wyników badań.

W zakresie badań dotyczących punktu a) wyodrębniono następujące parametry, istotne w zastosowaniu poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego wyłączania prądu w próżni:

- wzrost napięcia łuku wskutek oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego charakteryzowany współczynnikiem α (7.11),
- wartość indukcji magnetycznej, przy której można uzyskać przerwanie łuku,
- zwrot i kierunek przemieszczania się kolumny łukowej, pozwalające na ustalenie siły dominującej (siła Ampera, Lorentza czy Halla) w oddziaływaniu na łuk w badanych warunkach.

Celem badań dotyczących punktu b) było eksperymentalne ustalenie wartości pojemności, zapewniającej skuteczne wyłączenie prądu badanego łuku.

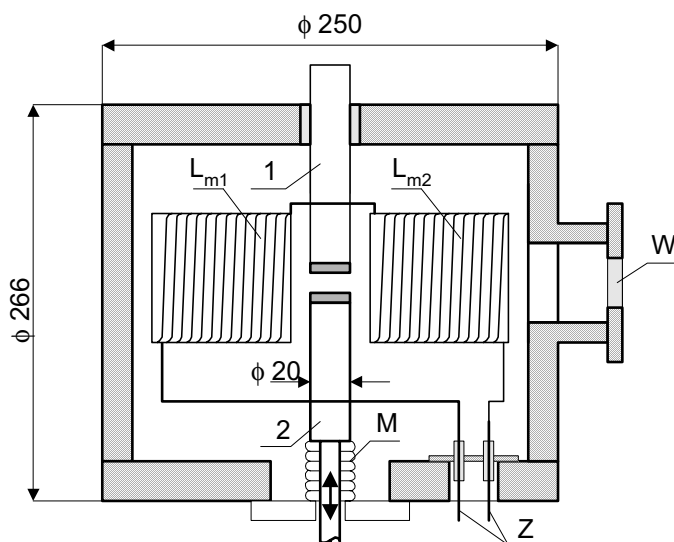
Badano dyfuzyjny łuk próżniowy o prądzie w zakresie od 100 A do 600 A, na który oddziaływano poprzecznym polem magnetycznym o indukcji w zakresie od kilkunastu mT do ok. 200 mT, o stromości narastania do kilkuset T/s. Ze względu na umiarkowane wartości prądu badanego łuku, do wytworzenia pola magnetycznego nie wykorzystywano odpowiednio ukształtowanych układów stykowych, lecz układ bezrdzeniowych cewek umieszczonych wewnątrz próżniowej komory badawczej (rys. 7.5). Parametry komory podano w tabeli 5.1 (komora nr 2). Cewki były zasilane na dwa sposoby:

- a) prądem płynącym przez komorę łukową (pole proporcjonalne do prądu łuku), gdy cewki były włączone w obwód prądu łuku (punkt 7.5),
- b) prądem pochodzącym z zewnętrznego obwodu oscylacyjnego LC, galwanicznie odseparowanego od obwodu, w którym wyłączano łuk (pole oscylacyjne, punkt 7.6).

7.5. Badania eksperymentalne próżniowego, dyfuzyjnego łuku łączeniowego w poprzecznym polu magnetycznym proporcjonalnym do wartości prądu łuku

7.5.1. Opis układu badawczego

Badania zostały wykonane z użyciem laboratoryjnej komory próżniowej (rys. 7.5), opisanej jako „komora 2” w tabeli 5.1.



Rys. 7.5. Szkic zasadniczych elementów i główne wymiary komory badawczej do badania wpływu poprzecznego pola magnetycznego na próżniowy łuk łączeniowy (komora nr 2, tab. 5.1); 1 – styk nieruchomy, 2 – styk ruchomy, L_{m1} , L_{m2} – układ cewek bezrdzeniowych, M – mieszek sprężysty, W – otwór umożliwiający zainstalowanie wziernika lub sondy pomiarowej, Z – zaciski przyłączeniowe cewek

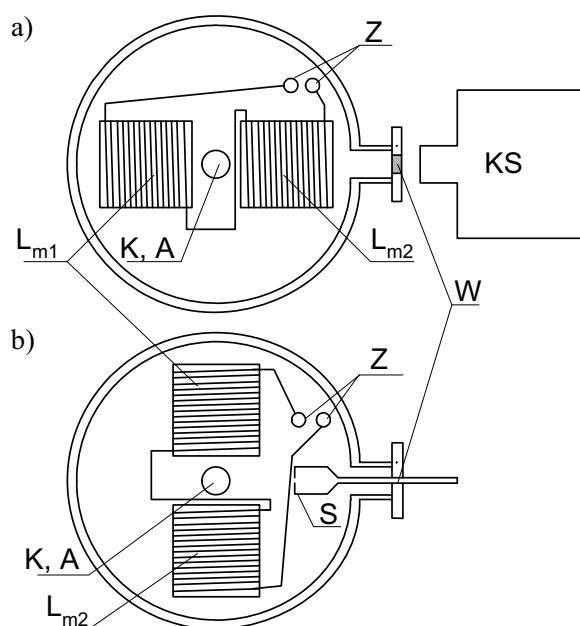
Fig. 7.5. Sketch illustrating basic parts and main dimensions of the experimental vacuum chamber for testing the interaction of the vacuum arc and transverse magnetic field (chamber No 2, Table 5.1);

1 – fixed contact, 2 – movable contact, L_{m1} , L_{m2} – set of core-less coils, M – syphon bellows, W – hole for installation the sight-glass or the measuring probe, Z – coils terminals

Rozmiary komory pozwalały na umieszczenie w jej wnętrzu układu dwóch cewek bezrdzeniowych L_{m1} , L_{m2} (rys. 7.5), służących do wytwarzania poprzecznego pola magnetycznego. Cewki nawinięto drutem w izolacji teflonowej na dwóch cylindrycznych karkasach, wykonanych również z teflonu. Umieszczono je w sposób pokazany na rysunku 7.5 tak, że układ stykowy znajdował się pomiędzy cewkami, przy czym

przerwa międzystykowa była umiejscowiona w ich osi symetrii. Wartość przyrostu indukcji magnetycznej ΔB wskutek przyrostu prądu Δi_m płynącego przez cewki L_{m1} , L_{m2} (rys. 7.5) ustalono eksperymentalnie jako równą:

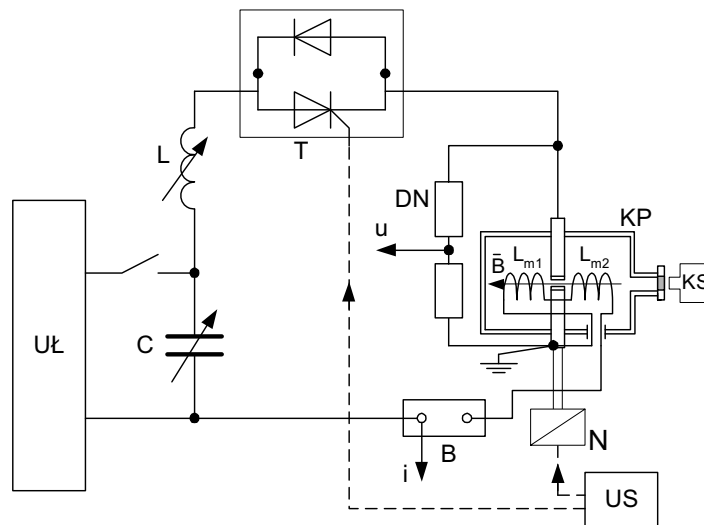
$$\frac{\Delta B}{\Delta i_m} = 0,375 \frac{\text{mT}}{\text{A}}. \quad (7.12)$$



Rys. 7.6. Ilustracja dwóch możliwych ustawień cewek L_{m1} , L_{m2} wytwarzających poprzeczne pole magnetyczne w komorze badawczej, względem otworu wziernika W; KS – kamera szybka, S – sonda elektrostatyczna (Langmuira lub analizator pola opóźniającego); pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.5

Fig. 7.6. Illustration of the possible placement of the transverse magnetic field coils L_{m1} , L_{m2} with respect to the sight-glass W inside the vacuum chamber; KS – high speed camera, S – electrostatic probe (Langmuir or retarding field analyser); other symbols like in Fig. 7.5

Pomiaru indukcji dokonano teslametrem, którego sonda była umieszczona bezpośrednio w przestrzeni międzystykowej. Zależność (7.12) pozwoliła na obliczanie wartości indukcji magnetycznej w oparciu o znajomość prądu cewek, przy założeniu liniowych zmian indukcji w bezrdzeniowych cewkach L_{m1} , L_{m2} (rys. 7.5). Usytuowanie styków w osi tych cewek zapewniało bezpośrednie oddziaływanie pola magnetycznego na badany łuk, w przeciwieństwie do rozwiązań wykorzystujących produkowane przemysłowo komory łączników próżniowych, w których możliwe jest jedynie umieszczenie układu cewek na zewnątrz komory i gdzie osłona kondensacyjna może deformować pole magnetyczne, głównie wskutek indukowania się w niej prądów wirowych.



Rys. 7.7. Schemat układu do badań wpływu poprzecznego pola magnetycznego, proporcjonalnego do prądu łuku, na łuk próżniowy; C – bateria kondensatorów, L – cewka bezrdzeniowa, B – boczny prądowy bezindukcyjny, DN – rezystancyjno-pojemnościowy dzielnik napięciowy, KP – komora próżniowa (rys. 7.5), T – łącznik statyczny, US – układ sterowania, N – napęd elektromagnetyczny styku ruchomego komory, UŁ – układ ładowania baterii kondensatorów; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.5 i 7.6

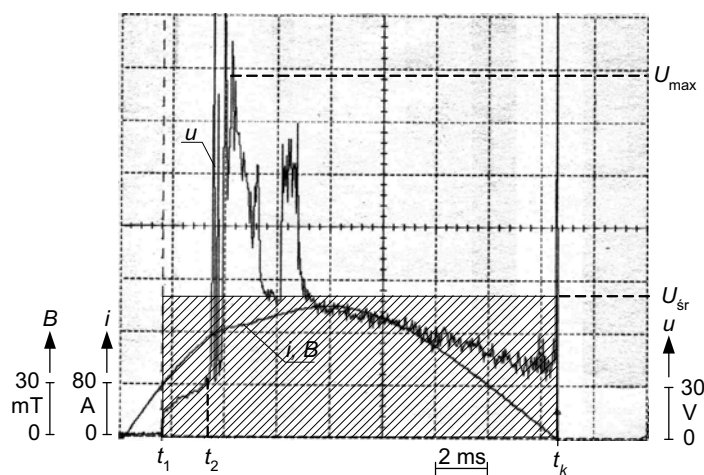
Fig. 7.7. Diagram of the experimental circuit for tests concerning influence of the transverse magnetic field, proportional to the arc current, on the arc current; C – capacitor bank, L – core-less coil, B – low inductive shunt, DN – RC voltage divider, KP – vacuum chamber (Fig. 7.5), T – static switch, US – control set, N – electromagnetic actuator of the movable chamber contact, UŁ – loading set for capacitor bank C; other symbols like in Fig. 7.5 and 7.6

Komora próżniowa była wyposażona w boczny otwór W (rys. 7.5), w którym instalowano bądź wziernik umożliwiający fotografowanie łuku bądź jedną z sond elektrycznych. Konstrukcja komory umożliwia, w zależności od potrzeby, montaż cewek w takiej pozycji, że ich oś leżała prostopadle bądź równoległe do osi otworu W (rys. 7.6). Styki komory próżniowej były wyposażone w płaskie nakładki z miedzi próżniowej o średnicy 20 mm (rys. 7.5). Istniała możliwość zmiany końcowego odstępów międzystykowego d_0 w zakresie od 0 do 6 mm, przy czym w pomiarach omawianych w tym punkcie zastosowano dwie nastawy: 3 mm i 6 mm.

7.5.2. Przebiegi prądu i napięcia łuku

W badaniach łuku w polu magnetycznym, o wartości indukcji proporcjonalnej do prądu łuku, cewki zasilono zgodnie ze schematem przedstawionym na rysunku 7.7. Prąd łuku i jednocześnie prąd wytwarzający pole magnetyczne, był sinuso-

idealną półfalą o częstotliwości ok. 30 Hz i amplitudach nastawianych w zakresie od 100 A do 600 A, generowaną w obwodzie C-L-B-KP-L_{m1}-L_{m2}-ŁT (rys. 7.7). Z punktu widzenia potencjalnych zastosowań wyników badań, należałoby je przeprowadzić z użyciem łuku prądu stałego. Sinusoidalna półfala prądu ma jednak tę podstawową zaletę w pracach badawczych, że – niezależnie od skuteczności analizowanych sposobów wymuszonego wyłączenia prądu – zawsze istnieje pewność ostatecznego zgaszenia łuku w naturalnym przejściu sinusoidy przez zero. Częstotliwość półfali prądu, niższa od 50 Hz, była dobrana tak, aby prąd łuku na odcinku kilku ms w pobliżu amplitudy mógł być traktowany jako w przybliżeniu prąd stały. Napięcie zasilania układu oscylacyjnego zawierało się w zakresie od ok. 600 V do ok. 800 V.



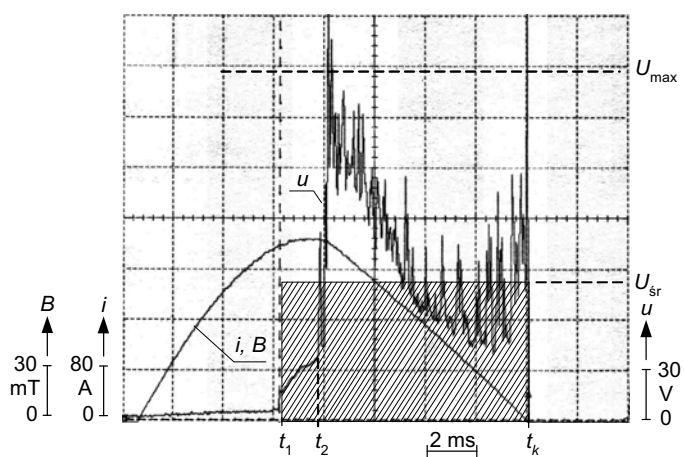
Rys. 7.8. Przebiegi prądu łuku i , indukcji magnetycznej B oraz napięcia łuku u w polu proporcjonalnym do prądu łuku, zarejestrowane w układzie z rys. 7.7; amplituda prądu łuku $\hat{i} = 300$ A,

U_{\max} – maksymalna wartość chwilowa napięcia łuku, U_{sr} – wartość średnia napięcia łuku, obliczona w sposób zilustrowany na rysunku; pole zakreśkowanego prostokąta jest równe polu pod przebiegiem napięcia w czasie palenia się łuku t_1-t_k

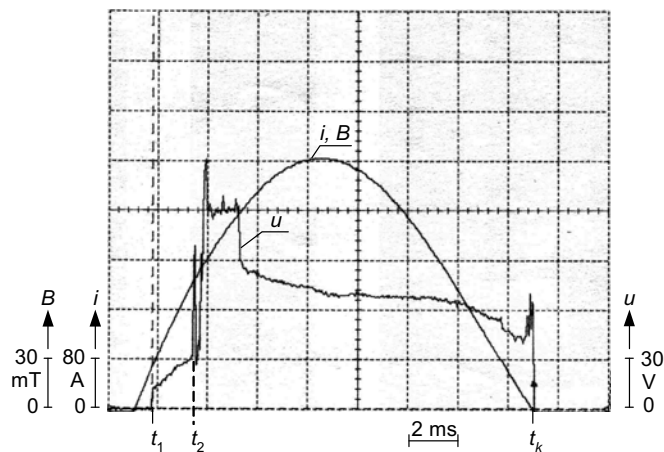
Fig. 7.8. Oscillograms of the arc current i , the magnetic flux density B and the arc voltage u in a magnetic field proportional to the arc current, registered in the arrangement from Fig. 7.7; arc current amplitude $\hat{i} = 300$ A, U_{\max} – the peak arc current value, U_{sr} – mean arc current value, calculated as illustrated in the Figure above; the surface of the marked square is equal to the field under the voltage oscillogram in the arcing time t_1-t_k

Przykładowe oscylogramy przebiegów napięcia u oraz prądu łuku i , który był równocześnie prądem magnesującym i_m , zarejestrowane w układzie pomiarowym z rysunku 7.7, przedstawiono na rysunkach 7.8–7.12. Na wszystkich obserwowanych przebiegach daje się zauważyć znaczący wpływ pola magnetycznego na napięcie łuku.

Napięcie to w chwili rozwarcia się styków (t_1 , rys. 7.8–7.12) ma wartość ok. 20 V, po czym wraz z powiększaniem się przerwy międzystykowej następuje jego w przybliżeniu liniowy wzrost do ok. 30–60 V w ciągu 1–4 ms (chwila t_2 , rys. 7.8–7.12).

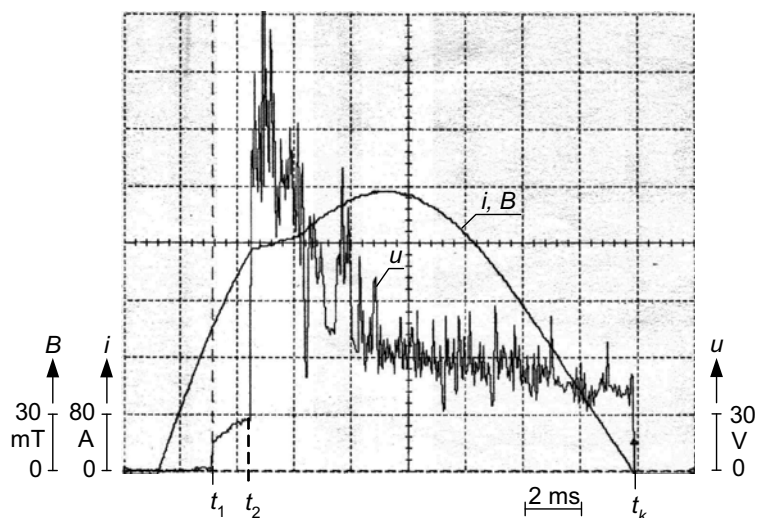


Rys. 7.9. Przebiegi jak na rys. 7.8, amplituda prądu łuku $\hat{i} = 300$ A
 Fig. 7.9. Oscillograms like in Fig. 7.8, arc current amplitude $\hat{i} = 300$ A

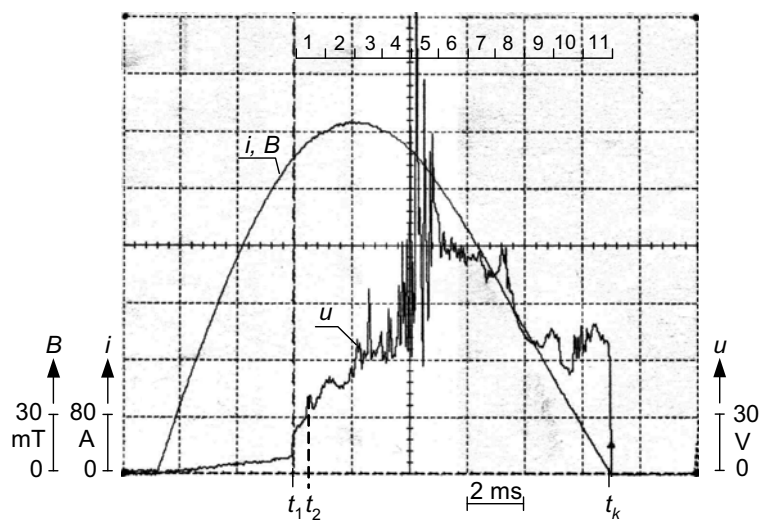


Rys. 7.10. Przebiegi napięcia u oraz prądu łuku i będącego pod wpływem poprzecznego pola magnetycznego o indukcji B proporcjonalnej do prądu łuku, zarejestrowane w układzie z rys. 7.7; amplituda prądu łuku $\hat{i} = 400$ A

Fig. 7.10. Oscillograms of the arc voltage u and current i under the influence of the transverse magnetic field with the flux density B , proportional to the arc current, registered in the arrangement shown in Fig. 7.7; arc current amplitude $\hat{i} = 400$ A

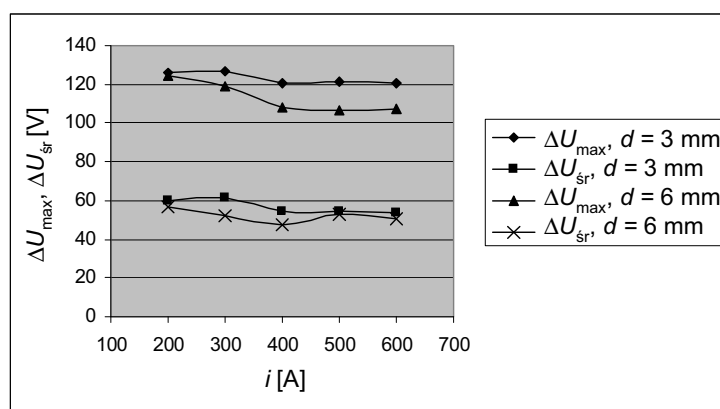


Rys. 7.11. Przebiegi jak na rys. 7.10, lecz dla amplitudy prądu łuku $\hat{i} = 500$ A
 Fig. 7.11. Oscillograms like in Fig. 7.10, but at arc current amplitude $\hat{i} = 500$ A



Rys. 7.12. Przebiegi jak na rys. 7.10, lecz dla amplitudy prądu łuku $\hat{i} = 500$ A;
 w górnej części oscylogramu oznaczono odcinki czasu
 odpowiadające kolejnym kadrom fotografii łuku z rysunku 7.14
 Fig. 7.12. Oscillograms like in Fig. 7.10, but at arc current amplitude $\hat{i} = 500$ A;
 in the top of the oscillogram are indicated the time periods corresponding
 with the successive frames of arc photograph from Fig. 7.14

W chwili t_2 obserwowano skokowy wzrost napięcia do wartości, którą na oscylogramach oznaczono jako maksymalną U_{\max} . Napięcie to utrzymywało się przez czas od ok. 2 ms do ok. 4 ms, po czym następował jego stopniowy spadek do ok. 45–60 V, w chwili naturalnego przejścia półfali prądu łuku przez zero (t_k , rys. 7.8–7.12). Analiza każdego z zarejestrowanych przebiegów pozwoliła na obliczenie średniej wartości napięcia łuku U_{sr} w sposób zilustrowany na oscylogramach na rysunkach 7.8 i 7.9. Obliczenie średniej wartości napięcia U_{sr} pozwala na oszacowanie różnicy pomiędzy maksymalną, krótko utrzymującą się wartością napięcia U_{\max} , a jego uśrednioną wartością. Na rysunku 7.13 i w tabeli 7.1 podano wartości przyrostów napięcia łuku spowodowanych oddziaływaniem pola magnetycznego, oznaczonych odpowiednio jako ΔU_{\max} oraz ΔU_{sr} , i obliczonych w ten sposób, że zmierzona wartość napięcia (odpowiednio U_{\max} oraz U_{sr}) została pomniejszona o wartość napięcia łuku bez oddziaływania pola magnetycznego, przyjętą jako równą 24 V. Uśrednione wartości U_{\max} oraz U_{sr} zestawiono w tabeli 7.1, dla dwóch końcowych odstępów międzystykowych d_0 równych 3 mm i 6 mm.



Rys. 7.13. Przebieg zmian przyrostów maksymalnej ΔU_{\max} i średniej ΔU_{sr} wartości napięcia łuku pod wpływem poprzecznego, proporcjonalnego pola magnetycznego, dla różnych wartości amplitudy prądu łuku \hat{i} , zmierzonych w układzie z rys. 7.7; d – końcowy odstęp międzystykowy

Fig. 7.13. Changes of the incremental maximal ΔU_{\max} and mean ΔU_{sr} arc voltage values under influence of the transverse, proportional magnetic field, for various arc current amplitudes \hat{i} , measured in the circuit from Fig. 7.7; d – final contact gap

Pomiary wykazały, że zarówno wartości napięcia U_{\max} i U_{sr} , jak i jego przyrosty ΔU_{\max} i ΔU_{sr} spowodowane oddziaływaniem pola magnetycznego mają wartości w niewielkim stopniu zmieniające się wraz ze zmianami indukcji magnetycznej (rys. 7.13, tab. 7.1). Przyrosty napięcia łuku ΔU_{\max} zmieniały się od ok. 126 V do ok. 106 V i miały tendencję do zmniejszania się wraz ze wzrostem indukcji magnetycznej.

Podobnie zmieniały się wartości ΔU_{sr} – od ok. 61 V do ok. 50 V. Uzyskane wyniki pomiarów wykazały pewne cechy odmienności przebiegu napięcia łuku od tego, jakiego należałoby się spodziewać w oparciu wiadomości teoretyczne. Na uwagę zasługuje przede wszystkim to, że napięcie łuku nie rosło proporcjonalnie do wartości indukcji magnetycznej, jak to założono w [72, 73], a wręcz przeciwnie – ulegało nawet zmniejszeniu (rys. 7.13) w pobliżu amplitudy prądu, gdy indukcja była maksymalna.

Tabela 7.1. Wartości maksymalne U_{max} i średnie U_{sr} napięcia łuku próżniowego będącego pod wpływem poprzecznego pola magnetycznego proporcjonalnego do prądu łuku; ΔU_{max} , ΔU_{sr} – przyrosty odpowiednich napięć ponad średnią wartość napięcia łuku bez oddziaływania pola magnetycznego, przyjętą jako równa 24 V, \hat{i} , \hat{B} – amplitudy półfali prądu łuku oraz indukcji magnetycznej

Table 7.1. Maximal U_{max} and mean U_{sr} values of the vacuum arc voltage in the transverse magnetic field proportional to the arc current; ΔU_{max} , ΔU_{sr} – increments of respect voltages over the mean arc voltage value without the magnetic field action, which is assumed to be equal 24 V, \hat{i} , \hat{B} – amplitudes of the arc current half-wave and magnetic flux density respectively

i	B	U_{max}	ΔU_{max}	U_{sr}	ΔU_{sr}	d_0
[A]	[mT]	[V]	[V]	[V]	[V]	[mm]
200	75	150	126	84	60	3
300	113	150	127	85	61	3
400	150	144	120	79	55	3
500	188	145	121	78	54	3
600	226	145	121	78	54	3
200	75	149	125	81	57	6
300	113	143	119	76	52	6
400	150	132	108	72	48	6
500	188	130	106	77	53	6
600	226	131	107	74	50	6

Należy dodać, że uzyskane przebiegi napięcia łuku cechuje, obok regularnie występującego wzrostu napięcia do wartości U_{max} , również znaczny stopień przypadkowości zmian. Są one zapewne wynikiem szczególnego, indywidualnego usytuowania plazmy łuku w przestrzeni międzystykowej (środek, krawędzie styków) i w rezultacie zróżnicowanych efektów oddziaływania pola magnetycznego. W trakcie badań zaobserwowano niektóre trudne do wyjaśnienia zmiany napięcia łuku, takie jak np. przebieg przedstawiony na rysunku 7.9, gdzie w końcowej fazie palenia się łuku nastąpił ponowny wzrost napięcia. Innym przykładem jest przebieg pokazany na rysunku 7.12, gdzie wzrost napięcia nastąpił znacznie łagodniej i stosunkowo późno, po ok. 2 ms od chwili rozwarcia styków, osiągnął wartość maksymalną. Prawdopodobną przyczyną tego było znaczne rozproszenie plazmy w początkowej fazie zapłonu łuku i znacznie dłuższy czas, potrzebny na jej skoncentrowanie wskutek oddziaływania pola.

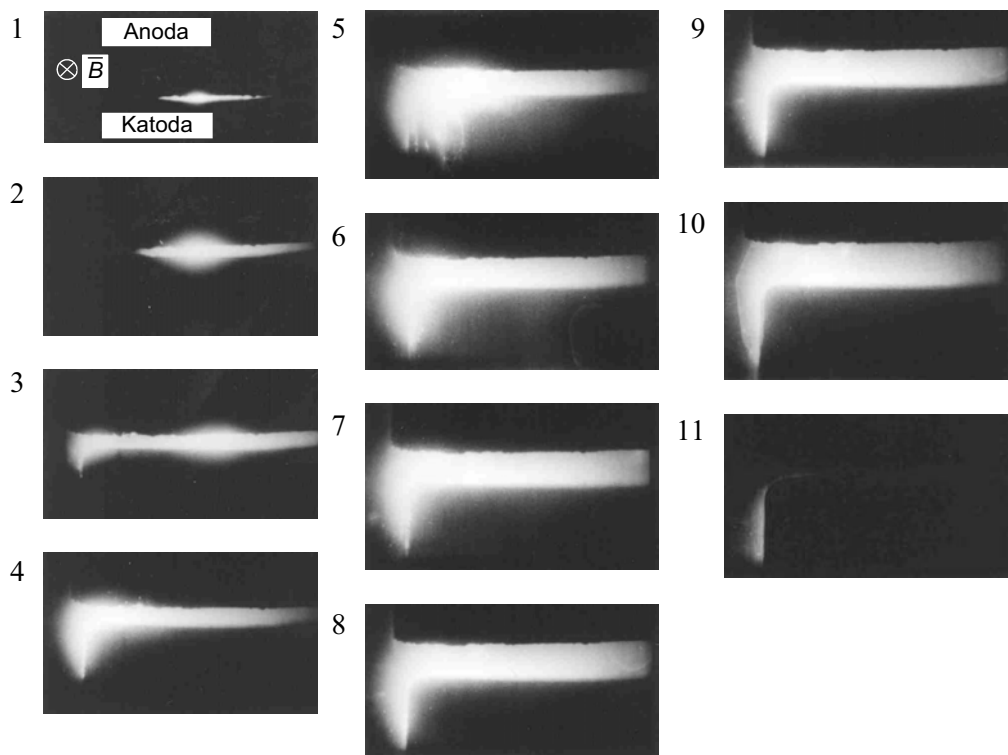
W trakcie prób nie zaobserwowano przypadków wyłączenia prądu łuku wskutek oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego, pomimo że indukcja magnetyczna przekraczała w wielu przypadkach wartości, dla których czas palenia się łuku t_l (7.10) określony w pracach [278, 279] powinien być krótszy od czasu trwania wyładowania łukowego w opisanych tu badaniach (rys. 7.8–7.12). W niektórych przebiegach prądu zaobserwowano jedynie niewielką deformację sinusoidy (rys. 7.8, 7.9, 7.11), przebiegającą w ten sposób, że w chwili skokowego wzrostu napięcia wartość prądu ulegała nieznacznemu zmniejszeniu. Przebiegi takie obserwowano w około połowie przeprowadzonych prób. Odnosząc się do wniosków wynikających z prac [278, 279], należy stwierdzić, że to czas t_l (7.10) dla prądu łuku o wartości 100 A zawiera się w zakresie od 6,9 ms do 2,9 ms, przy zmianach indukcji magnetycznej w zakresie odpowiednio od 20 do 275 mT. Dla półfali prądu łuku o amplitudach 300 A i 600 A czas t_l obliczony z zależności (7.10) mieści się odpowiednio w zakresach (24,5–5,0) ms i (162–11,4) ms. Również inne wyniki badań zawarte w pracy [278] wskazują na podobne zakresy granicznych wartości czasów palenia się łuku. Zakres zmian indukcji magnetycznej w opisanych badaniach również w znacznej mierze pokrywał się z zakresami stosowanymi w pracy [278]. Zmieniała się ona w zakresie od ok. 30 mT do wartości maksymalnych, wynikających z amplitudy prądu łuku. Przykładowo dla amplitudy 100 A było to ok. 40 mT, natomiast dla amplitudy 600 A ok. 210 mT. Dolną granicę zakresu indukcji magnetycznej przyjęto tu ok. 30 mT, ponieważ jest to wartość odpowiadająca dolnej granicy czasu t_l , czyli chwili zapłonu łuku (rys. 7.8–7.12). Porównując podane parametry, należałoby się spodziewać, że w opisanych badaniach zaobserwowane zostaną wyłączenia w co najmniej pewnej części prób. Wyłączeń takich jednak nie zarejestrowano podczas wszystkich przeprowadzonych pomiarów. Badania opisane w pracach [278, 279] były wprawdzie przeprowadzone dla stabilnego wyładowania łukowego, dlatego trudno je odnieść bezpośrednio do dowolnego innego łuku próżniowego palącego się w poprzecznym polu magnetycznym. Świadczy to o łatwości wyciągnięcia mylących wniosków przy próbie uogólniania niektórych wyników badań eksperymentalnych.

7.5.3. Analiza ruchu plazmy łuku

Zwrot i kierunek przemieszczania się kolumny łukowej w prezentowanej pracy badano w celu ustalenia, która z sił: Lorentza czy Halla, omówionych w punkcie 7.3, ma dominujący wpływ na ruch plazmy łukowej w opisanych warunkach. Analizę przeprowadzono fotografując kamerą szybką przemieszczanie się kolumny łukowej oraz badając wybrane parametry plazmy przy użyciu sondy Langmuira i analizatora pola opóźniającego. Wybrane rezultaty tych badań opisano w pracach [151, 153, 156, 157, 294, 295].

Fotografia łuku pozwala na obserwacje zachowania się bądź jego plazmy, bądź plamek katodowych, przy czym cząstkami dającymi efekt świetlny w plazmie są jony oraz

cząsteczki neutralne. Elektrony obecne w plazmie łuku próżniowego, która jest plazmą niskotemperaturową, nie dają zasadniczo efektu świetlnego [71, 72, 141]. Dlatego obserwacja przemieszczania się świecącej plazmy łuku daje obraz przemieszczania się dodatnio zjonizowanych cząsteczek i neutralnych cząsteczek metalu. Przy odpowiednio dobranych parametrach naświetlania widoczne są również plamki katodowe.



Rys. 7.14. Przykładowa fotografia szybka łuku palącego się w polu magnetycznym proporcjonalnym; prędkość przesuwu taśmy 1000 klatek/s; fotografia odpowiada oscylogramowi z rys. 7.12

Fig. 7.14. Exemplary high speed photograph of the arc in the transverse magnetic field proportional to the arc current; speed of the tape 1000 frames/s; the photograph corresponds to the oscillogram shown in Fig. 7.12

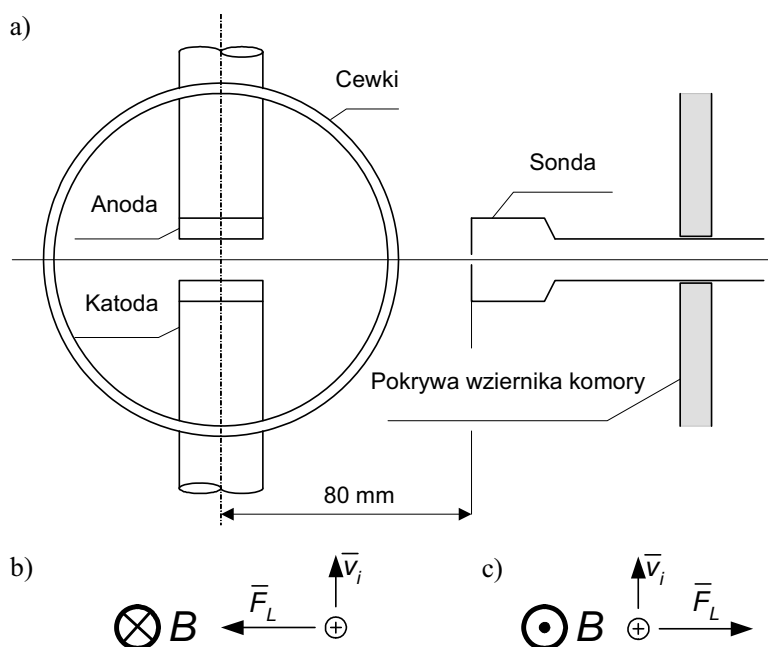
Przykładową fotografię szybka łuku palącego się w polu magnetycznym proporcjonalnym do wartości prądu łuku przedstawiono na rysunku 7.14. Fotografię wykonano przy prędkości 1000 zdjęć/s, czyli na jeden kadr przypada czas ekspozycji równy 1 ms. Anoda jest elektrodą górną, katoda elektrodą dolną, jak to zilustrowano na kadrze nr 1. Na tym samym kadrze zaznaczono również zwrot i kierunek indukcji magnetycznej. Kamera „patrzyła” równoległe do linii pola magnetycznego i miała położenie zilustrowane na rysunku 7.6a. Fotografii odpowiada oscylogram z rysunku 7.12,

na którym zaznaczono ponumerowane przedziały czasu odpowiadające kolejnym kadrom z rysunku 7.14. Kolejne kadry ukazują ruch łuku elektrycznego podczas przepływu półfali prądu. Na pierwszych dwóch kadrach widoczne jest usytuowanie kolumny łukowej w centralnej części układu stykowego. Niewielka odległość między-stykowa ograniczała możliwość wnikania do niej pola magnetycznego, wskutek czego brak jest widocznego przemieszczania łuku. Wzrost napięcia w tym czasie do ok. 60 V (druga i trzecia ms po chwili t_1 , rys. 7.12) i forma łuku na kadrach świadczą o koncentracji kolumny w środkowej części styków. Gwałtowny wzrost napięcia w piątej ms po chwili t_1 zbiega się z momentem „wypchnięcia” kolumny łukowej na skraj styków (kadr nr 5). Efekt wzrostu napięcia jest tu spowodowany nie tylko oddziaływaniem pola, lecz i radykalną zmianą geometrii kolumny łukowej. Kolumna pozostaje w tym miejscu praktycznie aż do chwili naturalnego przejścia półfali prądu łuku przez zero, co jest widoczne na kadrach o numerach od 5 do 11. Na kadrze nr 5 są widoczne liczne punkty tworzenia się plamek katodowych na bocznej powierzchni katody, podczas gdy na następnych kadrach plamki te są już mniej wyeksponowane, będąc prawdopodobnie „wtopione” w obszar świecenia kolumny łukowej. Procesowi tworzenia się tych plamek i ich znacznemu rozrzutowi (kadr nr 5, rys. 7.14) towarzyszą skokowe, fluktuacyjne zmiany napięcia łuku (rys. 7.12). W dalszej, bardziej ustabilizowanej fazie palenia się łuku napięcie stopniowo maleje wraz ze zmniejszaniem się wartości prądu łuku, a tym samym wraz ze zmniejszaniem się wartości indukcji magnetycznej.

Analizując biegunowość styków i zwrot indukcji poprzecznego pola magnetycznego z rysunku 7.3 i pierwszego kadru z rysunku 7.14, widać dominujący wpływ siły „ruchu wstecznego” na przemieszczanie się plazmy łuku w opisanych warunkach, czyli siły zgodnej z siłą Lorentza, oddziałującą na dodatnie ładunki w plazmie. Obserwacja ta pokrywa się z analizą przedstawioną w pracach [72, 73], w których przy wartościach indukcji do ok. 1 T (rys. 7.4) obserwowano również ruch wsteczny łuku. Nie zaobserwowano natomiast efektów opisanych w pracach [71, 142] i trudno w sposób bezpośredni porównać opisane tam wyniki z wynikami prezentowanych tu prac, ze względu na znaczne różnice w parametrach obydwu obwodów. Jednym z podstawowych jest wartość stromości dB/dt w zależności (7.9), która ma w polu proporcjonalnym bardzo niską wartość, w zakresie od kilku do dwudziestu kilku T/s, natomiast w badaniach relacjonowanych w pracach [71, 142] było to ok. 7400 T/s. Jednak podstawiając dane z prezentowanych tu prac do zależności (7.9), otrzymuje się progowe wartości indukcji B_c równe 113 mT i 57 mT odpowiednio dla odległości międzystykowych 3 mm i 6 mm. Pomimo że indukcja w prezentowanych tu badaniach przekroczyła te wartości (tab. 7.1), nie zaobserwowano przypadków wyłączenia prądu ani ruchu plazmy, tak jak to opisano w pracach [71, 142]. Przytoczone tu dane, jak i dane podane w końcowej części punktu 7.5.2 świadczą o tym, że trudno jest odnosić w sposób bezpośredni empiryczne zależności opracowane w oparciu o konkretny układ badawczy do układu o innych parametrach, chociaż obydwa układy bazują na tych samych podstawach teoretycznych. Decyduje o tym niejednokrotnie zakres stosowanych wartości wielkości fizycznych oraz w pewnym

stopniu również niektóre uwarunkowania techniczne, takie jak np. kształt i materiał styków, jednorodność pola. Uzasadnia to niejednokrotnie potrzebę prowadzenia badań w odniesieniu do określonego, przewidywanego rozwiązania praktycznego, z uwzględnieniem jego ograniczeń i specyfiki.

W drugiej części prac eksperymentalnych, mających na celu badanie ruchu plazmy w proporcjonalnym polu magnetycznym, przeprowadzono pomiary z użyciem sondy Langmuira oraz analizatora pola opóźniającego. Wybrane rezultaty tych prac opisano w pracach autora [148, 151, 156, 157]. Sonda (analizator) była wprowadzona do komory próżniowej poprzez przykryty odpowiednią pokrywą otwór wziernika (rys. 7.5 i 7.6) i usytuowana w stosunku do styków i cewek wytwarzających pole magnetyczne, jak to zilustrowano na rysunkach 7.6b i 7.15a.



Rys. 7.15. Ilustracja wzajemnego położenia sondy (sonda Langmuira bądź analizator pola opóźniającego) względem układu stykowego i cewek wytwarzających poprzeczne pole magnetyczne (a) oraz dwa przeciwstawne zwroty badanego pola magnetycznego wraz z ilustracją odpowiadającego im ukierunkowania wektorów siły Lorentza \vec{F}_L oddziałującej na jony: b) zwrot indukcji oznaczony w tekście i tabelach 7.2 i 7.3 jako „+” oraz c) zwrot indukcji oznaczony w tekście i tabeli 7.2 jako „-” (por. rys. 7.5 i 7.6b)

Fig. 7. 15. Illustration of reciprocal positioning of the probe (Langmuir probe or retarding field analyser) in reference to the contact arrangement and magnetic coils (a) and two opposite directions of magnetic flux density together with corresponding directions of vectors of the Lorentz-force \vec{F}_L acting on ions: b) – direction of magnetic flux density signed in the text and in the Table 7.2 as “+” and c) – direction of magnetic flux density signed in the text and in the Table 7.2 and 7.3 as “-”, (compare with Figures 7.5 and 7.6b)

Takie usytuowanie sondy pozwalało na kolekcję ładunku zmierzającego do niej z przestrzeni międzystykowej. Analiza polegała na porównaniu parametrów prądu jonowego bądź elektronowego w trzech różnych sytuacjach:

- a) bez pola magnetycznego,
- b) z polem magnetycznym o zwrocie jak na rys. 7.15b,
- c) z polem magnetycznym o zwrocie jak na rys. 7.15c.

Sondę Langmuira zasilono napięciem piłokształtnym (rys. 5.5), mierząc energię termiczną kT_e (temperaturę), średnią prędkość \bar{v}_e i średnią gęstość n_e elektronów, korzystając odpowiednio z zależności (4.27), (2.4) oraz (4.28). Analizator pola opóźniającego pracował w trybie kolekcji prądu jonowego (rys. 5.34), mając dwie siatki zasilone napięciem dodatnim w celu separacji prądu elektronowego. Jednym z istotnych problemów w zastosowaniu sondy Langmuira i analizatora w opisanych warunkach jest eliminacja wpływu pola magnetycznego na pracę obydwu sond. Podstawowym środkiem zaradczym jest w takiej sytuacji osłona sondy, wykonana z ferromagnetycznego stopu Fe+Ni+Co, która zapobiega wnikaniu linii sił pola magnetycznego do jej wnętrza. W ten sposób ogranicza się deformujący wpływ pola magnetycznego na pole elektryczne, wytworzone wokół sondy przez jej potencjał [43, 213, 237]. W relacjonowanych pracach wykorzystano do tego celu osłonę sondy wraz z jej przysłoną, opisaną w punkcie 5.2. Próby skuteczności osłony magnetycznej pozwoliły na ustalenie, że osłona ta jest najbardziej skuteczna w przypadku jej uziemienia, czyli połączenia z uziemioną katodą w układzie z rysunku 5.34. Znajduje to swe uzasadnienie w konieczności odprowadzenia do ziemi ładunku, będącego efektem oddziaływania zmiennego pola magnetycznego i indukcji magnetycznej. Należy zaznaczyć, że we wcześniejszych pomiarach bez pola magnetycznego, opisanych w rozdziale 5, osłona sondy znajdowała się na potencjale swobodnym, gdyż jej podstawowym zadaniem było tam ograniczenie ilości plazmy, przedostającej się do sondy.

Uziemienie obudowy sondy ma oczywiście swoje konsekwencje w dokładności pomiaru, gdyż otwór wlotowy sondy działa w takim przypadku jak dodatkowa siatka [237] znajdująca się na potencjale ziemi, a więc niższym zarówno od potencjału swobodnego, jak i od potencjału plazmy (rys. 4.8). W ten sposób, zgodnie z charakterystyką Langmuira, osłona sondy staje się dodatkowym kolektorem jonów. Powoduje to, że proporcja pomiędzy prądami: elektronowym i jonowym docierającymi do sondy jest inna niż na zewnątrz jej obudowy. Inną przyczyną niedokładności jest fakt, że osłona nie ekranuje całkowicie pola magnetycznego. Pomiaru wykonane teslametrem na zewnątrz i wewnątrz osłony wykazały, że indukcja we wnętrzu osłony jest na poziomie 10–15% indukcji na zewnątrz osłony. Trudno oszacować, jak duży błąd pomiarowy wnoszą wymienione zjawiska do opisanych pomiarów, gdyż wymagałoby to zastosowania znacznie bardziej złożonej i dokładniejszej aparatury pomiarowej. Oceniając dokładność pomiarów sondą w opisanych warunkach, należy stwierdzić, że w sensie ilościowym może być popełniany znaczny błąd, szacowany nawet

na kilkadziesiąt procent, lecz metoda ta pozwala przede wszystkim na poprawną ocenę jakościową badanych zjawisk.

Wyniki pomiarów, z których każdy jest średnią z co najmniej trzydziestu pojedynczych pomiarów, zestawiono w tabeli 7.2 [151]. Pomiarów dokonywano w całym okresie palenia się łuku, tj. w przedziale czasu t_1-t_k (rys. 7.8–7.12). Parametry prądu elektronowego były mierzone sondą SPO2 (tab. 5.2), zasilaną napięciem piłokształtnym, tak jak to opisano w punkcie 5.2.2. Parametry prądu jonowego były mierzone analizatorem pola opóźniającego, zgodnie z opisem zawartym w punkcie 5.3.2.

Tabela 7.2. Wybrane parametry prądu elektronowego uzyskane podczas pomiaru sondą Langmuira (energia kT_e , średnia prędkość \bar{v}_e i średnia koncentracja n_e) oraz wartości jonowego prądu kolektora I_K mierzonego analizatorem pola opóźniającego (RFA), bez pola magnetycznego ($B = 0$) oraz w proporcjonalnym polu magnetycznym dla zwrotu „+” i „-” (rys. 7.15 b i c); amplituda prądu łuku $i = 500$ A

Table 7.2. The chosen electron current parameters, obtained during measurement using the Langmuir probe (energy kT_e , mean velocity \bar{v}_e and mean concentration n_e) as well as the ion current of the collector I_K measured using the retarding field analyser (RFA), without magnetic field action ($B = 0$) and in the transverse magnetic field acting in two directions “+” and “-” (Fig. 7.15b and c) respectively; arc current amplitude $i = 500$ A

Zwrot indukcji magnetycznej B	Parametry sygnału elektronowego			Prąd jonowy kolektora RFA
	kT_e	\bar{v}_e	n_e	
	eV	$\times 10^6$ m/s	$\times 10^{15}$ m ⁻³	μ A
Końcowa odległość międzystykowa $d_0 = 3$ mm				
$B = 0$	2,97	1,15	1,57	133
„+”	5,20	1,53	0,46	68
„-”	2,87	1,13	1,19	174
Końcowa odległość międzystykowa $d_0 = 6$ mm				
$B = 0$	1,92	0,93	1,52	100
„+”	3,71	1,29	0,52	75
„-”	3,31	1,14	1,30	210

Pomiary parametrów plazmy sondą Langmuira i analizatorem pola opóźniającego potwierdzają wnioski dotyczące zwrotu i kierunku przemieszczania się plazmy, wynikające z analizy fotografii szybkiej łuku. Porównując wzajemnie usytuowanie styków, zwrotu pola magnetycznego oraz zwrotu siły Lorentza oddziałującej na jony przedstawione na rysunkach 7.3 i 7.15, widać, że zwrot indukcji oznaczony na rysunku 7.15b oraz w tabeli 7.2 jako „+” odpowiada sytuacji, gdy jony przemieszczają się w stronę przeciwną niż sonda, czyli zgodnie z ruchem wstecznym (rys. 7.3). Taka sytuacja miała rzeczywiście miejsce, ponieważ prąd kolektora analizatora RFA mierzącego właśnie prąd jonowy jest wyraźnie mniejszy (68 μ A i 75 μ A odpowiednio

dla odległości międzystykowych 3 mm i 6 mm, tab. 7.2) niż przy braku pola magnetycznego (133 μA i 100 μA odpowiednio dla odległości międzystykowych 3 mm i 6 mm). Dla pola magnetycznego włączonego w stronę przeciwną (oznaczenie „-” w tabeli 7.2) sytuacja jest dokładnie odwrotna.

Pomiar parametrów elektronów sondą Langmuira potwierdza również powyższą obserwację. Należy przy tym wziąć pod uwagę to, że w plazmie kolumny łukowej jony i elektrony są ze sobą związane siłami oddziaływań międzycząsteczkowych i że oddziaływanie sił Lorentza czy Halla nie oznacza tu całkowitej separacji ładunku, lecz jedynie oddziaływanie na cząsteczki siłami o przeciwnym zwrocie. Plazma na zewnątrz pozostaje materią neutralną, tj. niewykazującą określonego ładunku elektrycznego. Dlatego przemieszczające się jony „pociągają” za sobą w pewnym stopniu elektrony i odwrotnie. Wraz ze zmianą gęstości jonów może się zmieniać relacja powiązań pomiędzy nimi a elektronami, charakteryzowana m.in. długością Debye [181, 223, 273, 286]. Dlatego wyniki pomiaru parametrów elektronów można interpretować następująco: przy zwrocie indukcji magnetycznej „+” wraz z jonami w stronę przeciwną do sondy przemieszcza się większość elektronów, stąd ich gęstość przy sondzie również maleje (tab. 7.2). Jednak ze względu na to, że gęstość elektronów podążających zgodnie z ruchem wstecznym jest mniejsza niż bez pola ($B = 0$), rośnie ich prędkość i energia. Sytuację przeciwną można zaobserwować dla zwrotu „-” indukcji magnetycznej (tab. 7.2). Jak już wspomniano, jest to ocena jakościowa zjawiska, gdyż jedynie na taką pozwala zastosowana technika pomiaru. Zaletami jednak tej techniki są: jej prostota, dostępność i wystarczająca dla wielu badań dokładność.

7.5.4. Podsumowanie badań plazmy w poprzecznym polu magnetycznym proporcjonalnym do wartości prądu łuku

Opisane badania plazmy dyfuzyjnego łuku próżniowego w poprzecznym polu magnetycznym, proporcjonalnym do prądu łuku, miały na celu eksperymentalną weryfikację możliwości wykorzystania obserwowanych zjawisk do wymuszonego wyłączenia prądu w łącznikach próżniowych niskiego napięcia. Wyniki analizy można podsumować następująco:

- Podczas badań nie spotkano się z przypadkiem wyłączenia prądu łuku dyfuzyjnego wskutek oddziaływania poprzecznego, proporcjonalnego pola magnetycznego. Układ stykowy celowo nie był bocznikowany żadnym dodatkowym obwodem, aby wykazać skuteczność oddziaływania samego tylko pola magnetycznego. W około połowie przeprowadzonych prób zaobserwowano jedynie niewielką deformację sinusoidalnej półfali prądu, spowodowaną zapewne wzrostem rezystancji łuku wskutek zmiany jego geometrii po przemieszczeniu się na krawędź styków. W pozostałych próbach przebieg prądu łuku był niezakłóconą półfalą sinusoidalną. Oznacza to, że w przebadanym zakresie wartości prądu łuku oraz indukcji magnetycznej trudno

uzyskać przerwanie dyfuzyjnego łuku próżniowego wskutek oddziaływania poprzecznego, proporcjonalnego pola magnetycznego, zastosowanego jako jedyne go środka gaszącego.

- Proporcjonalne pole magnetyczne, w przebadanym zakresie indukcji, przemieszcza plazmę łuku zgodnie z tzw. ruchem wstecznym, odpowiadającym sile Lorentza oddziałującej na jony, która jest siłą dominującą w opisanych uwarunkowaniach. Obserwacja ta jest zgodna z analizą zawartą w pracach [72, 73], gdzie warunki badań były zbliżone.

- Proces przemieszczania plazmy w trakcie jednej półfali prądu, tj w czasie palenia się łuku można podzielić na trzy fazy:

- brak przemieszczania w *początkowej fazie* rozwierania się styków, gdy prawdopodobnie niewielki odstęp międzystykowy ogranicza wnikanie pola magnetycznego pomiędzy styki; kolumna łukowa jest wówczas skoncentrowana przeważnie w centralnej części przestrzeni międzystykowej,

- *faza druga*, gdy następuje nagle „wypchnięcie” łuku poza krawędź styków i przemieszczenie się plamek katodowych na boczną powierzchnię styków; fazie tej towarzyszy skokowy wzrost napięcia łuku do wartości zawierających się w zakresie od ok. 100 V do ok. 200 V; czas trwania fazy drugiej wynosi od ok. 1 ms do ok. 3 ms,

- *faza trzecia*, w której łuk pali się na krawędzi styków, ma długość większą niż odstęp międzystykowy, a jego napięcie obniża się do ok. 40–80 V i zmienia się w przybliżeniu proporcjonalnie do wartości prądu.

7.6. Próżniowy łuk łączeniowy w poprzecznym, oscylacyjnym polu magnetycznym

7.6.1. Cel badań i opis układu pomiarowego

Celem prac opisanych w tym punkcie i przeprowadzonych w układzie laboratoryjnym, przedstawionym na rysunku 7.16, jest eksperymentalne zbadanie możliwości destabilizacji łuku bądź wyłączenia prądu łuku próżniowego wskutek oddziaływania samego tylko poprzecznego, oscylacyjnego pola magnetycznego, bez zastosowania innych układów wspomagających przerwanie łuku. Dlatego styki komory próżniowej (rys. 7.16) nie były bocznikowane żadnym układem wspomagającym wyłączenie. Wybrane wyniki badań opisanych w tym punkcie przedstawiono m.in. w pracach [144, 145, 151, 153, 156–162, 179].

W układzie badawczym (rys. 7.16) można wyróżnić dwa obwody:

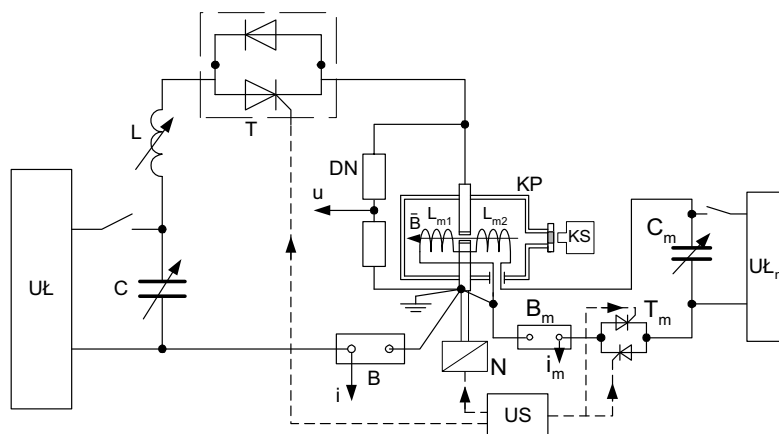
- obwód główny: C-L-T-KP-B, w którym generowana była półfala prądu łuku o częstotliwości ok. 30 Hz, podobnie jak w badaniach opisanych w punkcie 7.5,

- obwód do wytwarzania oscylacyjnego pola magnetycznego: C_m - T_m - B_m - L_{m1} - L_{m2} .

Do badań wykorzystano tę samą, rozbierną komorę próżniową KP (komora 2, tab. 5.1), która służyła do badań w polu proporcjonalnym (rys. 7.5) z tą różnicą, że w pierwszej części prac użyto układu cewek o mniejszej liczbie zwojów niż w układzie opisanym w punkcie 7.5, w drugiej części natomiast zastosowano układ cewek opisany w punkcie 7.5. Eksperymentalnie zmierzona wartość przyrostu indukcji magnetycznej w zależności od prądu magnesującego wynosiła w pierwszej części badań

$$\frac{\Delta B}{\Delta i_m} = 0,15 \frac{\text{mT}}{\text{A}}, \quad (7.13)$$

w drugiej zaś części była taka, jak podano w zależności (7.12).



Rys. 7.16. Schemat układu do badań wpływu poprzecznego, oscylacyjnego pola magnetycznego na łuk próżniowy; elementy obwodu głównego: C – bateria kondensatorów, L – cewka bezrdzeniowa, B – bocznik prądowy bezindukcyjny, DN – rezystancyjno-pojemnościowy dzielnik napięciowy, KP – komora próżniowa (rys. 7.5), T – łącznik statyczny, US – układ sterowania, N – napęd elektromagnetyczny styku ruchomego komory, UŁ – układ ładowania baterii kondensatorów; elementy obwodu do wytwarzania oscylacyjnego pola magnetycznego: C_m – bateria kondensatorów, B_m – bezindukcyjny bocznik prądowy, T_m – łącznik tyrystorowy, UŁ_m – układ ładowania baterii kondensatorów; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.5 i 7.6

Fig. 7.16. Diagram of the experimental circuit for tests concerning influence of the transverse, oscillatory magnetic field on the arc current; parts of the main circuit: C – capacitor bank, L – core-less coil, B – low inductive shunt, DN – RC voltage divider, KP – vacuum chamber (Fig. 7.5), T – static switch, US – control set, N – electromagnetic actuator of the movable chamber contact, UŁ – loading set for capacitor bank C; parts of the circuit for producing of the magnetic field: C_m – capacitor bank, B_m – low inductive shunt, T_m – low inductive shunt, UŁ_m – loading set of the capacitor bank; other symbols like in Fig. 7.5 and 7.7

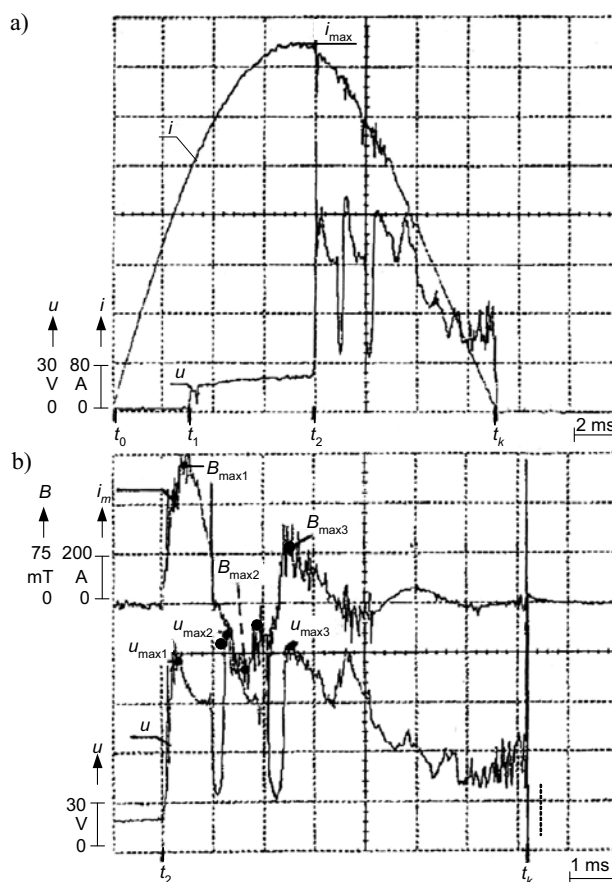
Częstotliwość oscylacyjnego pola magnetycznego była uzależniona od wartości pojemności C_m i indukcyjności cewek L_{m1} i L_{m2} (rys. 7.16) wytwarzających pole magnetyczne, przy czym w opisanych badaniach częstotliwość ta wynosiła 450 Hz i 900 Hz.

Obydwa opisane układy cewek magnetycznych miały ponadto różne wartości tłumienności przebiegu oscylacyjnego w obwodzie $C_m-L_{m1}-L_{m2}$ (rys. 7.16). Jedyne dwie bądź trzy pierwsze półfale oscylacji prądu magnesującego miały wartości istotne dla wykonywanych badań. Dalsze półfale ulegały praktycznie niemal całkowitemu zanikowi. Tak duża tłumienność obwodu nie stanowiła ograniczeń w opisanych badaniach, ponieważ chodziło o obserwację zachowania się plazmy łuku przede wszystkim w pierwszej półfali sinusoidy pola magnetycznego, a w szczególności w okresie narastania czoła tej półfali. Wartość stromości narastania indukcji dB/dt dla pierwszej półfali pola magnetycznego zawierała się w zakresie od ok. 42 T/s do ok. 595 T/s. Badania przeprowadzono dla amplitudy prądu łuku nastawianej w zakresie od 100 A do 600 A i w zależności od realizowanego zadania badawczego końcowa odległość międzystrykowa była zmieniana od 0,5 mm do 6 mm.

Katoda oraz zbiornik komory, wykonany ze stali niemagnetycznej, były uziemione w trakcie pomiarów. Ustawienia kamery szybkiej i sondy były takie, jak to przedstawiono na rysunkach 7.6 i 7.15. Do pomiarów parametrów plazmy w tej części pracy użyto sondy Langmuira, zasilonej stałym potencjałem w układzie jak na rysunku 5.20. Potencjał ten wynosił +5 V w trybie pomiaru jonowego prądu nasycenia oraz +30 V w trybie elektronowego prądu nasycenia. Taki układ pracy sondy wybrano po przeprowadzeniu wielu pomiarów wstępnych, gdy okazało się, że pole oscylacyjne jest źródłem znacznych zakłóceń zarówno przy pomiarze sondą Langmuira zasilaną napięciem piłokształtnym, jak i przy pomiarze analizatorem pola opóźniającego. Dlatego w tej części prac zdecydowano się na pomiar sondą zasilaną stałym potencjałem (rys. 5.20). Dokładność takiego pomiaru jest wprawdzie najmniejsza w porównaniu z dwiema wspomnianymi wcześniej metodami, jak to opisano w rozdziale 4, lecz okazała się wystarczająca do jakościowej i porównawczej analizy zjawisk, w których chodziło przede wszystkim o uzyskanie obrazu przemieszczania się plazmy łuku w oscylacyjnym polu magnetycznym.

7.6.2. Przebiegi napięcia i prądu łuku

Typowy przebieg napięcia i prądu łuku w poprzecznym, oscylacyjnym polu magnetycznym przedstawiono na rysunkach 7.17a i 7.18a, natomiast na rysunkach 7.17b i 7.18b widoczny jest przebieg indukcji B oscylacyjnego pola magnetycznego wraz z odpowiadającym mu fragmentem przebiegu napięcia łuku z części (a) rysunku, w odpowiednio poszerzonej skali czasu. Przebieg indukcji magnetycznej jest identyczny z przebiegiem prądu i_m w obwodzie magnetycznym $C_m-T_m-B_m-L_{m1}-L_{m2}$ (rys. 7.16), przy założeniu liniowej zależności natężenia pola magnetycznego od prądu i_m płynącego w cewkach L_{m1} i L_{m2} . Na rysunku (b) zaznaczono amplitudy kolejnych półfali oscylacyjnego przebiegu indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$, $B_{\max 2}$ i $B_{\max 3}$, oraz odpowiadające im kolejne maksymalne wartości napięć łuku $u_{\max 1}$, $u_{\max 2}$ i $u_{\max 3}$.

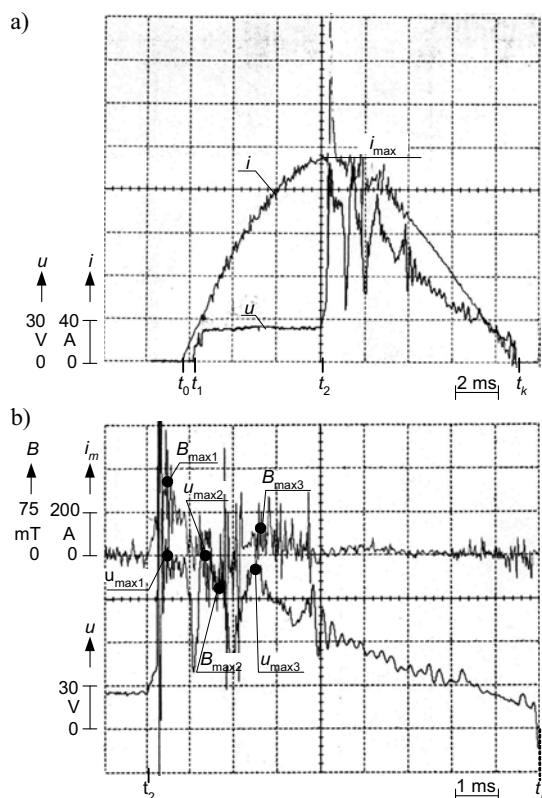


Rys. 7.17. Przykładowy oscylogram napięcia u i prądu łuku i w oscylacyjnym polu magnetycznym (a) oraz przebiegi prądu i_m w obwodzie magnetycznym, będącego równocześnie przebiegiem indukcji magnetycznej B , wraz z przebiegiem napięcia łuku u w rozszerzonej podstawie czasu (b); B_{max1} , B_{max2} , B_{max3} – amplitudy kolejnych półfal indukcji magnetycznej, i odpowiadające im maksymalne wartości napięcia łuku u_{max1} , u_{max2} , u_{max3} ; amplituda prądu łuku $i_{max} = 600\text{A}$, $d_0 = 6\text{ mm}$

Rys. 7.17. Exemplary oscillogram of arc voltage u and arc current i in the oscillatory magnetic field (a), as well as the flow of current i_m in the magnetic circuit, which is simultaneously the flow of the magnetic flux density B and the flow of arc voltage u in an extended time scale (b); B_{max1} , B_{max2} , B_{max3} – amplitudes of the successive half-waves of the magnetic flux density and the corresponding maximal arc voltage values u_{max1} , u_{max2} , u_{max3} ; amplitude of the arc current $i_{max} = 600\text{A}$, $d_0 = 6\text{ mm}$

Napięcie łuku przed załączeniem pola magnetycznego (przedział czasu t_1 – t_2 , rys. 7.17a i 7.18a) utrzymuje się na w przybliżeniu stałej wartości w zakresie od ok. 20 V do ok. 25V, odpowiadającej stabilnemu, dyfuzyjnemu wyładowaniu łukowemu w próżni. W chwili załączenia pola magnetycznego (t_2) następuje znaczny wzrost napięcia łuku do maksymalnej wartości u_{max1} , po czym napięcie utrzymuje się w tym zakresie przez czas, w którym wartość indukcji magnetycznej jest zbliżona

do jej amplitudy. W końcowej fazie pierwszej półfali indukcji magnetycznej, gdy zdoła ona do zera, napięcie maleje również, osiągając swą minimalną wartość w chwili przejścia indukcji przez zero. Minimalna wartość napięcia jest zbliżona do napięcia łuku bez oddziaływania pola magnetycznego, tj. jak w przedziale czasu t_1-t_2 , (rys. 7.17 i 7.18). Kolejnym oscylacjom indukcji magnetycznej $B_{\max 2}$ i $B_{\max 3}$ odpowiadają okresy wzrostu napięcia łuku odpowiednio do maksymalnych wartości $u_{\max 2}$ i $u_{\max 3}$.



Rys. 7.18. Przykładowy oscylogram jak na rys. 7.17, lecz dla amplitudy prądu łuku $i_{\max} = 200\text{A}$

Fig. 7.18. Exemplary oscillogram similar to that in Fig. 7.17, but for arc current amplitude $i_{\max} = 200\text{A}$

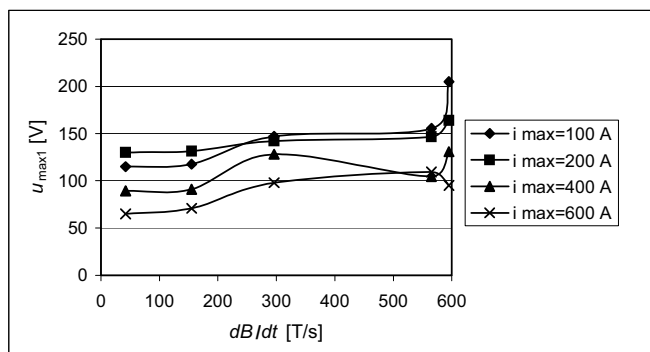
Podobny, cykliczny wzrost napięcia łuku, będący funkcją kolejnych oscylacji indukcji magnetycznej zaobserwowano również w pracach [201, 283]. W pracach tych opisano badania prowadzone przy większej częstotliwości natężenia pola magnetycznego, wynoszącej 2800 Hz, a indukcja magnetyczna w pierwszej półfali przebiegu tłumionego wynosiła ok. 180 mT. Łączny czas trwania oddziaływania pola magne-

tycznego był więc znacznie krótszy niż w badaniach relacjonowanych w tej pracy i nie przekraczał 2 ms. Ponadto łuk badany w pracach [201, 283] palił się w specjalnym układzie stykowym o kształcie dwóch płaskowników, który zapewniał stałą długość łuku oraz to, że nie wychodził on na boczne powierzchnie styków, poza przestrzeń międzystykową. W odróżnieniu od tego, w układzie opisanym w tej pracy styki miały kształt płaskich powierzchni walcowych. Jak wykazała analiza fotografii łuku omówiona w punkcie 7.6.3, łuk miał tendencję do częściowego opuszczania przestrzeni międzystykowej, umiejscawiania się w pewnym stopniu na bocznej powierzchni styków i koncentrowania się tam.

Jak wykazała fotografia łuku, omówiona w punkcie 7.6.3, łuk pozostawał w skoncentrowanej formie praktycznie do końcowej chwili palenia się (t_k , rys. 7.17b i 7.18b). Było to powodem charakterystycznego zaniku napięcia już po praktycznym zaniku oscylacji pola magnetycznego (rys. 7.17 i 7.18). Napięcie łuku malało stopniowo wraz z maleniem prądu łuku, przy czym wartość napięcia utrzymywała się powyżej wartości sprzed załączenia pola magnetycznego.

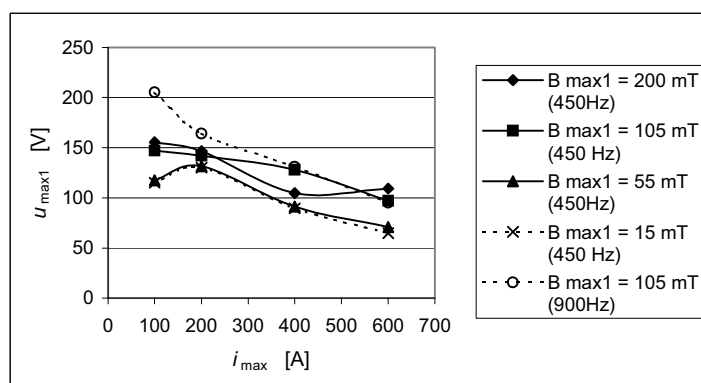
Wzrost napięcia łuku wskutek oddziaływania oscylacyjnego pola magnetycznego zależy zarówno od wartości indukcji magnetycznej, od jej stromości narastania, jak i od wartości prądu łuku i odległości międzystykowej (rys. 7.19 i 7.20). Generalnie można stwierdzić, że wzrost napięcia łuku jest wyraźnie większy dla mniejszych prądów (100 A i 200 A), natomiast dla prądów większych z przebadanego zakresu (400 A i 600 A) wzrost napięcia jest mniejszy. Tendencję taką potwierdziły również badania wykonane w pracach [201, 283], gdzie zakres wartości skutecznych prądu łuku zawierał się od 32 A do 4 kA. Autorzy tych prac stwierdzili ponadto, że wzrost napięcia dla mniejszych wartości prądu (32 A, 100 A) cechuje się znacznie większym rozrzutem i przypadkowością, niż dla prądów o większych wartościach (1 kA, 4 kA). Jest to spowodowane rosnącą siłą wiązań międzycząsteczkowych w kolumnie łukowej wraz ze wzrostem prądu, w efekcie czego rośnie wartość energii pola magnetycznego, niezbędnej do zmiany parametrów plazmy łuku [73, 94, 201, 283]. Wynika stąd, że wzrost napięcia łuku wskutek oddziaływania pola magnetycznego w przebadanym zakresie parametrów zmniejsza się wraz ze wzrostem prądu łuku (rys. 7.20).

Na rysunku 7.19 zilustrowano wzrost napięcia łuku wraz ze wzrostem stromości narastania indukcji magnetycznej, przy czym wzrost ten jest najbardziej widoczny dla mniejszych wartości prądu łuku. W przebadanym zakresie stromości (rys. 7.19) od 42 T/s do 595 T/s napięcie łuku zmieniało się od ok. 115 V do ok. 205 V dla prądu 100 A i od ok. 60 V do ok. 110 V dla prądu 600 A. Stromość 595 T/s uzyskano przy częstotliwości prądu magnesującego 900 Hz, natomiast pozostałe pomiary widoczne na rysunku 7.19 zostały uzyskane przy częstotliwości 450 Hz. Pomimo stosunkowo niewielkiej różnicy pomiędzy wartościami stromości 565 T/s i 595 T/s, na rysunku tym daje się zauważyć nieproporcjonalnie znaczący wzrost napięcia łuku dla prądów 100 A i 200 A. Jest bardzo prawdopodobne, że nie bez znaczenia jest tutaj wartość częstotliwości prądu w obwodzie magnetycznym, która przy 595 T/s była dwukrotnie większa niż przy 565 T/s.



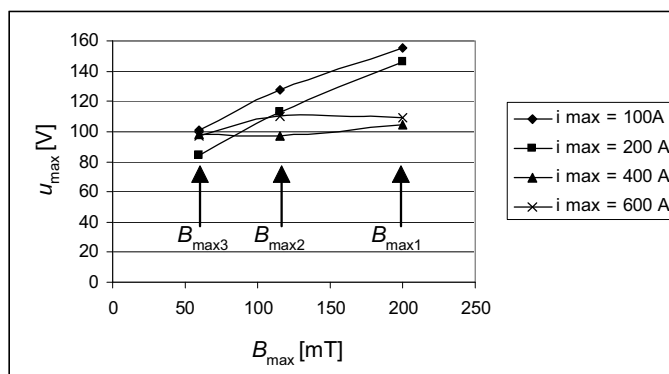
Rys. 7.19. Zależność średnich wartości pierwszych amplitud napięcia łuku u_{max1} (rys. 7.17) od stromości narastania indukcji magnetycznej dB/dt dla różnych amplitud prądu łuku i_{max} ; średnią wartość napięcia obliczono jako średnią arytmetyczną z 30 pomiarów; odległość międzystykowa 6 mm

Fig. 7.19. Relation between mean value of arc voltage amplitudes u_{max1} (Fig. 7.17) and increasing rate of magnetic flux density dB/dt for different arc current amplitudes i_{max} ; mean voltage value is the arithmetic average of 30 measurements; contact distance 6 mm



Rys. 7.20. Zależność średnich wartości pierwszych amplitud napięcia łuku u_{max1} (rys. 7.17) od amplitudy prądu łuku i_{max} dla różnych wartości pierwszej amplitudy indukcji magnetycznej B_{max1} , z zaznaczeniem częstotliwości przebiegu indukcji magnetycznej; średnią wartość napięcia obliczono jako średnią arytmetyczną z 30 pomiarów; odległość międzystykowa 6 mm

Fig. 7.20. Relation between middle value of the first arc voltage amplitudes u_{max1} (Fig. 7.17) and arc current amplitude i_{max} for different values of the first amplitude of the magnetic flux density B_{max1} , with indication of the magnetic flux frequency; mean voltage value is the arithmetic average of 30 measurements; contact distance 6 mm

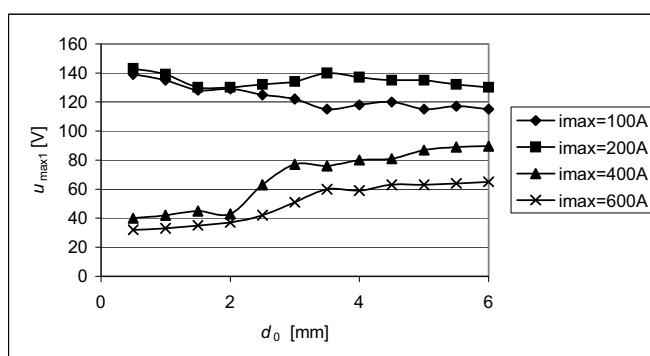


Rys. 7.21. Wartości średnich wartości amplitud napięcia łuku odpowiadających kolejnym amplitudom indukcji magnetycznej B_{max1} , B_{max2} i B_{max3} (rys. 7.17) zmierzonych dla różnych wartości amplitudy i_{max} sinusoidalnej półfali prądu łuku; częstotliwość indukcji magnetycznej 450 Hz i amplituda jej pierwszej półfali $B_{max1} = 200$ mT; średnią wartość napięcia obliczono jako średnią arytmetyczną z 30 pomiarów; odległość międzystykowa 6 mm

Fig. 7.21. Values of mean values of arc voltage amplitudes corresponding with successive values of magnetic flux density amplitudes B_{max1} , B_{max2} i B_{max3} (Fig. 7.17), measured for different amplitudes i_{max} of the arc current sine half-waves; frequency of the magnetic flux density 450 Hz and the amplitude of its first half-wave $B_{max1} = 200$ mT; mean voltage value is the arithmetic average of 30 measurements; contact distance 6 mm

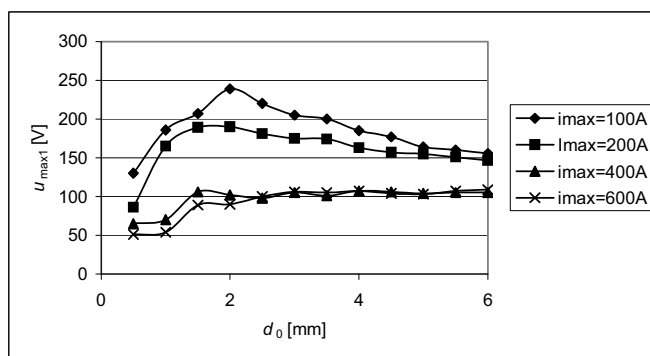
Następnym parametrem mającym wpływ na przyrost napięcia łuku jest wartość indukcji poprzecznego pola magnetycznego. Na rysunku 7.20 widoczna jest zależność tego przyrostu od amplitudy pierwszej półfali indukcji magnetycznej. Należy zauważyć, że praktycznie nie ma różnicy między przyrostami napięcia dla indukcji 15 mT i 55 mT, a dalszy wzrost indukcji do 200 mT daje w efekcie jedynie nieznaczny wzrost napięcia łuku. Wynika stąd, że największy przyrost napięcia uzyskuje się dla indukcji magnetycznej o amplitudzie do 15 mT, gdzie wynosi on ok. 6 V/mT dla prądu łuku 100 A i ok. 2,3 V/mT dla prądu 600 A. Dalszy wzrost indukcji do 200 mT powoduje jedynie nieznaczny przyrost napięcia w wartościach bezwzględnych (ok. 40–50 V dla całego zakresu badanego prądu łuku, rys. 7.20), który w wartościach względnych przekłada się na ok. 0,6 V/mT dla prądu 100 A i ok. 0,4 V/mT dla prądu 600 A. Wynika stąd wyraźnie większa różnica między średnimi wartościami wzrostu napięcia łuku dla mniejszych prądów niż dla prądów większych (rys. 7.20). Wartości te dotyczą pierwszej amplitudy przyrostu napięcia u_{max1} (rys. 7.17b i 7.18b). Na oscylogramach z rysunków 7.17 i 7.18 widoczne jest również, że maksymalne wartości napięcia u_{max1} , u_{max2} i u_{max3} „wyprzedzają” w czasie odpowiadające im amplitudy indukcji B_{max1} , B_{max2} i B_{max3} . Świadczy to o tym, że istotne znaczenie dla wzrostu napięcia łuku ma wzrost indukcji w początkowej części półfali, gdzie stromość jej narastania jest największa. Napięcie, do którego nastąpił wzrost w fazie największej stromości narastania indukcji magnetycznej, utrzymuje się następnie przez większość czasu trwania półfali na praktycznie niewiele zmieniającym się poziomie.

Innym potwierdzeniem istotnego znaczenia stromości narastania indukcji magnetycznej dla wzrostu napięcia łuku jest porównanie krzywej przyrostu napięcia dla tej samej amplitudy indukcji 105 mT na rysunku 7.20, lecz dla różnych stromości jej narastania: 450 Hz i 900 Hz. Różnica ta jest znacząca dla prądów 100 A i 200 A, podczas gdy dla większych wartości prądu łuku (400 A i 600 A) uzyskano bardzo zbliżone wartości napięcia dla obydwu stromości.



Rys. 7.22. Zależność wartości pierwszych amplitud napięcia łuku u_{max1} (rys. 7.17 i 7.18) od końcowej odległości międzystykowej d_0 dla różnych wartości amplitudy prądu łuku i_{max} , dla pierwszej amplitudy indukcji magnetycznej $B_{max1} = 15$ mT

Fig. 7.22. Relation between first arc voltage amplitudes u_{max1} (Fig. 7.17 and 7.18) and final contact distance d_0 for different arc current amplitudes i_{max} and the first amplitude of magnetic flux density $B_{max1} = 15$ mT



Rys. 7.23. Zależność jak na rys. 7.22, lecz dla pierwszej amplitudy indukcji magnetycznej $B_{max1} = 200$ mT

Fig. 7.23. Relation like in Fig. 7.22, but for the first amplitude of magnetic flux density $B_{max1} = 200$ mT

Następna obserwacja dotyczy średnich wartości kolejnych, następujących po sobie amplitud napięcia $u_{\max 1}$, $u_{\max 2}$ i $u_{\max 3}$ (rys. 7.21), odpowiadających kolejnym amplitudom indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$, $B_{\max 2}$ i $B_{\max 3}$. W tłumionym przebiegu oscylacyjnym kolejne wartości indukcji magnetycznej zmniejszały się średnio w stosunku 1:0,5:0,35. Zmiana kolejnych amplitud napięcia następowała natomiast w innej proporcji. Największe zmiany, w proporcjach zbliżonych do proporcji w jakich następowała zmiana indukcji, widoczne są dla prądów łuku o mniejszych wartościach, tj. 100 A i 200 A (rys. 7.21). Dla prądów większych z zakresu przebadanych, tj. 400 A i 600 A różnice między kolejnymi wartościami $u_{\max 1}$, $u_{\max 2}$ i $u_{\max 3}$ są bardzo nieznaczne i niewspółmiernie dalekie od proporcji, w jakiej zmieniają się kolejne amplitudy indukcji magnetycznej. Charakterystyczne cechy przebiegu napięcia łuku przy prądach łuku 100 A i 200 A widoczne są na oscylogramie z rys. 7.18, gdzie w chwilach gdy indukcja magnetyczna ma wartość bliską zero, napięcie nie zmniejsza się do wartości, jaką miało przed załączeniem pola ($t < t_2$), lecz pozostaje na znacznej wartości. W przeciwieństwie do tego, przy prądach 400 A i 600 A charakterystyczne jest zmniejszenie się napięcia w chwilach, gdy wartość indukcji magnetycznej była bliska zero, do wartości sprzed załączenia pola magnetycznego (rys. 7.17). Miało to miejsce zwykle dla pierwszej lub dwóch pierwszych amplitud indukcji magnetycznej. Przy trzeciej i kolejnych amplitudach indukcji, które oddziaływały już na odpowiednio mniejsze chwilowe wartości prądu łuku, napięcie w okolicach przejścia indukcji przez zero nie powracało już do wartości sprzed załączenia pola. Zaobserwowany efekt jest związany z przemieszczaniem się łuku na krawędź styków w okresie oddziaływania kolejnych półfali indukcji magnetycznej, skupienie się kolumny i jej powrót do przestrzeni międzystykowej w skupionej formie po praktycznym zaniku pola. Efekt „wyrzucenia” łuku na boczną powierzchnię styków był w przeprowadzonych badaniach znacznie łatwiejszy do uzyskania przy mniejszych prądach łuku, co odpowiadało większemu wzrostowi napięcia łuku. Wraz ze wzrostem prądu łuk palił się natomiast bardziej stabilnie i miał tendencję do pozostawania w przestrzeni międzystykowej. Tym można wyjaśnić utrzymywanie się napięcia łuku o znacznej wartości pomimo niemal całkowitego zaniku indukcji magnetycznej po jej trzeciej amplitudzie. Potwierdziły to wykonane fotografie łuku, omówione w punkcie 7.6.3.

Reasumując opisane obserwacje oraz badania Lindmayera i Uphoffa [201, 283], napięcie łuku w oscylacyjnym, poprzecznym polu magnetycznym można opisać jako sumę dwóch składowych:

- napięcia dyfuzyjnego łuku próżniowego U_a bez oddziaływania pola magnetycznego, o stałej wartości w zakresie od ok. 20 V do ok. 25 V,
- przyrostu napięcia łuku u_+ spowodowanego oddziaływaniem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego; przyrost ten jest różnicą między wartością napięcia u a napięciem U_a ; przebieg tego napięcia może być opisany jednopółwkowym, tłumionym przebiegiem sinusoidalnym o pierwszej amplitudzie $u_{\max 1}$ i kolejnych stopniowo zmniejszających się $u_{\max 2}$ i $u_{\max 3}$:

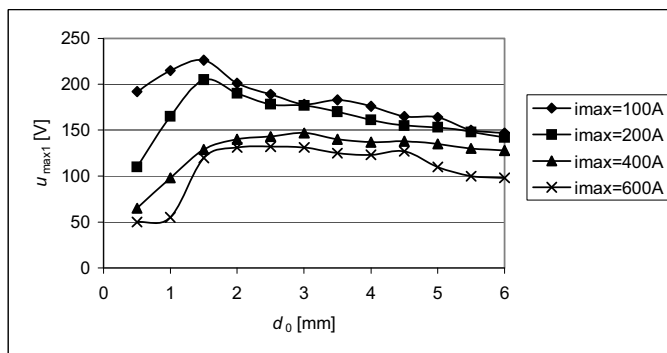
$$u = |(u_{\max 1} - U_a) \sin(\omega_m t)| e^{-\frac{t}{\tau_m}} = |(u_+)_{\max} \sin(\omega_m t)| e^{-\frac{t}{\tau_m}}. \quad (7.14)$$

Stożenie tłumienia kolejnych amplitud zależy jest od wielu omówionych wyżej czynników i w zależności (7.14) został ogólnie ujęty w postaci eksponencjalnie tłumionego przebiegu, ze stałą czasową τ_m . Pulsacja ω_m jest pulsacją oscylacyjnego pola magnetycznego.

Inna część badań eksperymentalnych dotyczyła zmian napięcia łuku próżniowego wraz ze zmianą końcowego odstęp międzyzestykowego, dla różnych wartości amplitudy pola magnetycznego i różnych prądów łuku. Badania przeprowadzono dla końcowego odstęp międzyzestykowego nastawianego od 0,5 mm do 6 mm. Wybrane wyniki tych badań zestawiono na rysunkach od 7.22 do 7.25.

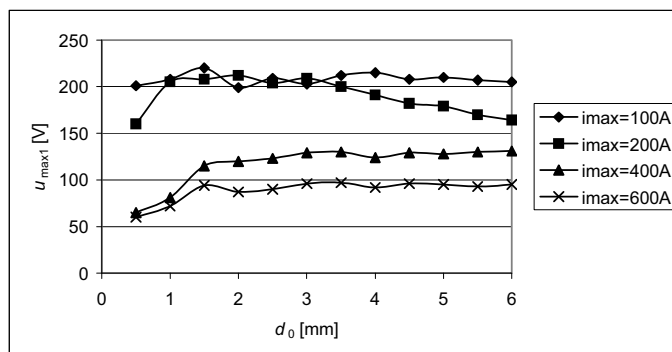
Zależność zmian napięcia łuku od końcowej odległości międzyzestykowej dla dwóch krańcowo różnych wartości pierwszej amplitudy indukcji magnetycznej (rys. 7.22 i 7.23) ilustruje znaczne różnice w wartościach tego napięcia dla prądów łuku od 100 A do 600 A.

Zbliżone w swej formie zmiany napięcia łuku można zaobserwować dla dwóch różnych stromości narastania indukcji magnetycznej: 296 T/s (rys. 7.24) oraz 595 T/s (rys. 7.25). Celowo zestawiono tu wartości dla stromości różniących się od siebie w przybliżeniu dwukrotnie. Istnieje tendencja do niewielkiego wzrostu napięcia łuku wraz ze wzrostem stromości narastania indukcji magnetycznej, zwłaszcza dla mniejszych prądów łuku i większych odległości międzyzestykowych. Przykładowo dla odstęp międzyzestykowego 6 mm i prądu łuku 100 A wynosi ona ok 50 V (odpowiednio 150 V i 200 V), podczas gdy dla prądu 600 A jest to już różnica rzędu kilku woltów.



Rys. 7.24. Zależność wartości pierwszych amplitud napięcia łuku $u_{\max 1}$ (rys. 7.17 i 7.18) od końcowej odległości międzyzestykowej d_0 dla różnych wartości amplitudy prądu łuku i_{\max} , przy stromości narastania indukcji magnetycznej $dB/dt = 296$ T/s

Fig. 7.24. Relation between first arc voltage amplitudes $u_{\max 1}$ (Fig. 7.17 and 7.18) and final contact distance d_0 for different arc current amplitudes i_{\max} and the increasing rate of magnetic flux density $dB/dt = 296$ T/s



Rys. 7.25. Zależność jak na rys. 7.24, lecz dla szybkości narastania indukcji magnetycznej $dB/dt = 595$ T/s

Fig. 7.25. Relation like in Fig. 7.24, but for the increasing rate of magnetic flux density $dB/dt = 595$ T/s

W podsumowaniu obserwacji wpływu oscylacyjnego pola magnetycznego na przebiegi napięcia i prądu łuku dyfuzyjnego stwierdzono, że wzrost napięcia łuku:

- jest większy dla mniejszych prądów łuku, przy czym dla mniejszych prądów łuku zwiększa się rozrzut jego wartości,
- rośnie wraz ze wzrostem amplitudy indukcji magnetycznej, przy czym gradient tego przyrostu jest największy dla indukcji w zakresie do kilkudziesięciu mT i znacznie maleje dla indukcji w zakresie powyżej 100 mT,
- rośnie wraz ze wzrostem stromości narastania indukcji magnetycznej,
- rośnie wraz ze wzrostem odstępów międzystykowego.

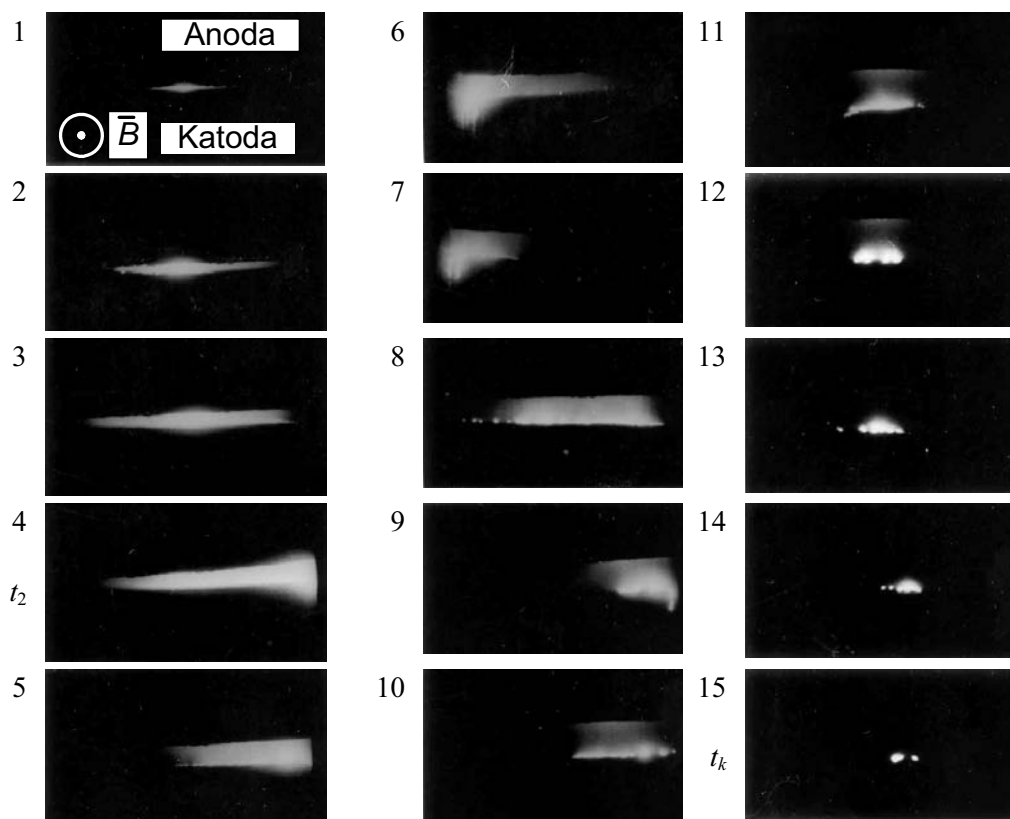
Podczas wszystkich prób oddziaływania oscylacyjnego pola magnetycznego na łuk próżniowy nie zauważono istotnego wpływu pola na przebieg prądu łuku, który pozostawał sinusoidalną półfalą prądu. Nie zarejestrowano również przypadku wyłączenia obwodu wskutek samego tylko oddziaływania oscylacyjnym polem magnetycznym. Potwierdza to obserwacje innych autorów [72, 73, 141, 201, 283] w tym zakresie.

7.6.3. Przemieszczanie się kolumny łukowej

Analiza przemieszczania się łuku w poprzecznym, oscylacyjnym polu magnetycznym została przeprowadzona w oparciu o fotografię szybką łuku, wykonaną kamerą ustawioną tak, jak to przedstawiono na rysunkach 7.6a i 7.7. Ze względu na wieloetapowość opisanych badań i znaczną rozpiętość ich trwania w czasie, materiał filmowy przedstawiony w rozdziale 7 pochodzi zarówno z kamery filmowej PENTAZET o prędkości kadrowania 2000 klatek/s, używanej we wcześniejszym etapie prac [153, 156–162], jak i z kamery cyfrowej HiSYS, o prędkości filmowania 2240 klatek/s, wykorzystywanej w późniejszej fazie badań [144, 145].

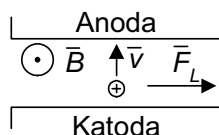
Analizę przemieszczania się plazmy łuku przeprowadzono w sposób opisany w punkcie 7.5.3. Jej celem była jakościowa ocena, która z sił omówionych w punkcie 7.2 [181, 223, 273, 286]: siła ruchu wstecznego, której zwrot jest zgodny z siłą Lorentza oddziałującą na jony (7.8) (rys. 7.3), czy siła Ampera, której zwrot jest zgodny z siłą Halla (7.7), jest dominującą w oddziaływaniu na łuk. Informacja ta jest istotna dla lepszego poznania zjawisk oraz dla oceny spodziewanych efektów oddziaływania oscylacyjnego pola magnetycznego na dyfuzyjny łuk próżniowy w zakresie podanych wcześniej parametrów.

W literaturze istnieją w tym zakresie różniące się od siebie opisy zjawisk. Z prac Emtage, Kimblina i współautorów [71, 142] wynika dominujący wpływ efektu Halla na ruch plazmy. Wykazano tam ponadto, że wraz ze wzrostem stromości zmian indukcji magnetycznej proporcjonalnie zwiększa się efekt przemieszczenia cząstek plazmy łuku próżniowego, zgodnie z zależnością (7.9). Z drugiej strony Fang [72, 73], badając ruch jonów w plazmie łuku będącej pod wpływem poprzecznego pola magnetycznego stwierdził, że zwiększanie indukcji magnetycznej w określonym zakresie do ok. 1T (rys. 7.4) powoduje początkowy wzrost, a następnie zmniejszanie się prędkości jonów, przy czym ich ruch odbywa się zgodnie z tzw. efektem ruchu wstecznego, czyli zgodnie z siłą Lorentza oddziałującą na jony (rys. 7.3). Dalszy wzrost indukcji (rys. 7.4) powoduje natomiast wzrost prędkości jonów, lecz w kierunku przeciwnym, tj. zgodnie ze zwrotem siły Ampera, czyli zgodnie z siłą pola Halla (7.7) oddziałującą na jony. Z przytoczonych przykładów wynika, że zależność między prędkością przemieszczania się łuku w plazmie a wartością indukcji magnetycznej (rys. 7.4) jest funkcją wielu parametrów, zależną m.in. od wartości i przebiegu prądu łuku oraz pola magnetycznego. Uzasadnia to potrzebę eksperymentalnego przebadania zjawisk w określonym zakresie parametrów, gdyż przeniesienie wniosków wynikających z badań przy dużych wartościach prądów łuku i wysokim napięciu [71, 142] na prądy łuku w zakresie kilkudziesięciu amperów i niskim napięciu [72, 73] może prowadzić do mylnych ustaleń. Z drugiej strony zależności matematyczne opisujące transport w plazmie łuku próżniowego [181, 182, 223, 273, 286] są na tyle złożone, że nie pozwalają na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków, a wyniki ich analizy zależą od przyjętych założeń upraszczających. Przytoczone wcześniej zależności (7.9), (7.10), i (7.11), podane w literaturze jako swego rodzaju uproszczone kryteria, należy więc traktować jako słuszne jedynie w określonym zakresie parametrów. W przeciwnym razie można uzyskać efekt odwrotny do spodziewanego. Przykładowo wzrost napięcia łuku próżniowego, obserwowany w prezentowanych tu badaniach i opisany w punkcie 7.6.2, nie był proporcjonalny do wartości indukcji, podczas gdy w badaniach Fanga, dla prądów łuku o wartości 30 A i 60 A [72, 73] uzyskano jego wprost proporcjonalną zależność od indukcji magnetycznej, na poziomie 110 V/T. Uzasadnia to potrzebę eksperymentalnego potwierdzenia spodziewanych rezultatów. Analiza taka, w odniesieniu do oddziaływania pola magnetycznego na łuk próżniowy, może stanowić podstawę do optymalizacji układów wymuszonego wyłączenia prądu w próżni.



Rys. 7.26. Fotografia ilustrująca przemieszczanie się łuku w wyniku oddziaływania oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego, o częstotliwości 450 Hz, odpowiadająca oscylogramowi z rys. 7.17; prędkość przesuwu filmu 2000 klatek/s, czas ekspozycji pojedynczego kadru wynosi 0,5 ms, $d_0 = 6$ mm; kadr nr 4 odpowiada chwili załączenia pola t_2 na rys. 7.17; biegunowość styków i zwrot indukcji magnetycznej dla jej pierwszej półfali $B_{\max 1}$ (rys. 7.17) zilustrowano na kadrze nr 1
 Fig. 7.26. Photograph illustrating arc movement caused by the oscillatory, transverse magnetic field action, with frequency of 450 Hz, corresponding with the oscillogram presented in Fig. 7.17; camera speed 2000 frames/s; exposition time of each single frame is 0,5 ms, $d_0 = 6$ mm; frame No 4 corresponds with the time instant of magnetic field switching-on t_2 in Fig. 7.17; contact polarity and direction of the first half-wave $B_{\max 1}$ (Fig. 7.17) of the magnetic flux density is shown in the frame No 1

Przykładową fotografię łuku, odpowiadającą oscylogramowi z rysunku 7.17, przedstawiono na rysunku 7.26. Porównanie biegunowości styków i zwrotu pierwszej półfali indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$ (kadr nr 1, rys. 7.26) z zależnością (7.8) daje „widziany” przez kamerę, obraz przemieszczania się jonów i cząsteczek neutralnych w kolumnie łuku tak, jak to przedstawiono na rysunku 7.27. Prowadzi to do wniosku, że siłą, w dominujący sposób oddziałującą na ruch plazmy, jest siła ruchu wstecznego, czyli siła Lorentza. Poniżej zamieszczono bardziej szczegółowy opis fotografii z rysunku 7.26.



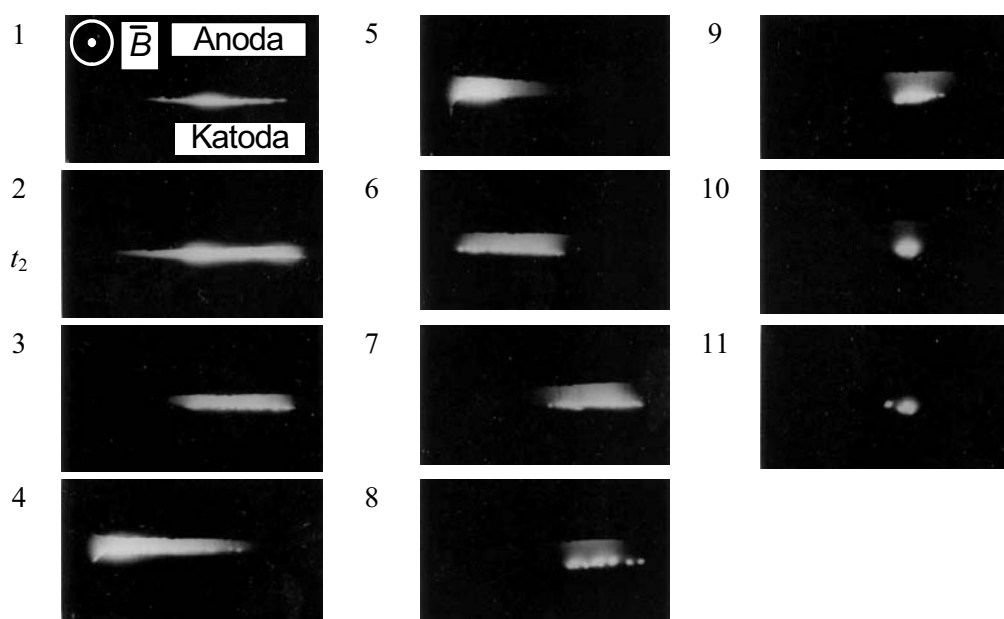
Rys. 7.27. Ilustracja wzajemnego położenia wektorów: indukcji magnetycznej \vec{B} , prędkości jonów \vec{v} oraz siły Lorentza \vec{F}_L oddziałującej na jony, odpowiadająca pierwszej amplitudzie indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$ na fotografiach z rys. 7.26 i 7.28

Fig. 7.27. Illustration of reciprocal positioning of vectors: magnetic flux density \vec{B} , ion velocity \vec{v} and the Lorentz force \vec{F}_L acting on ions, corresponding with the first amplitude of magnetic flux density $B_{\max 1}$ on arc photographs in Fig. 7.26 and 7.28

Przed załączeniem pola magnetycznego (kadry od 1 do 3) łuk ma postać stopniowo rozwijającego się wyładowania dyfuzyjnego, w sposób niemal równomierny rozłożonego w przestrzeni międzystykowej. W chwili t_2 , tuż po załączeniu pola magnetycznego (rys. 7.17 i kadr nr 4 na rys. 7.26) łuk zaczyna się przemieszczać w kierunku zgodnym z siłą Lorentza oddziałującą na jony (zależność (7.8) i rys. 7.27). Ma on jeszcze w znacznej mierze postać łuku dyfuzyjnego, choć przeważająca część plazmy znajduje się już w pobliżu krawędzi styków. Na kadrze nr 5 widoczne jest dalsze przemieszczenie się łuku w prawo, zgodnie z siłą Lorentza oddziałującą na jony (ruch wsteczny, rys. 7.3 i rys. 7.27), w wyniku oddziaływania pierwszej półfali $B_{\max 1}$ (rys. 7.17) oscylacyjnego pola magnetycznego. Kadry nr 6 i 7 to oddziaływanie następnej, przeciwnie skierowanej półfali indukcji o amplitudzie $B_{\max 2}$, w efekcie czego łuk przemieszcza się na przeciwną stronę styków. Kadr nr 8 to uchwycona sytuacja pośrednia przy ponownym przejściu łuku na prawo w wyniku oddziaływania kolejnej półfali $B_{\max 3}$ (rys. 7.17), której pełny efekt widoczny jest na kadrze nr 9. Półfala $B_{\max 3}$ jest skierowana tak, jak pierwsza półfala $B_{\max 1}$, a więc łuk przemieszcza się tak jak to zilustrowano na rysunku 7.27. Począwszy od kadru nr 10 widoczny jest stopniowo słabnący efekt oddziaływania pola magnetycznego i powrót łuku do środkowej części przestrzeni międzystykowej.

Inne przykładowe fotografie łuku zamieszczono na rysunkach 7.28 i 7.29. Na rysunku 7.28 zwrot wektora pierwszej półfali indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$ względem katody i anody jest identyczny jak na rysunku 7.26, przy czym wartość tej amplitudy jest równa w przybliżeniu połowie amplitudy $B_{\max 1}$ z rysunku 7.26, przy tej samej amplitudzie prądu łuku równej 600 A. Ruch łuku odbywał się podobnie jak na rysunku 7.26, tj. dla pierwszej amplitudy $B_{\max 1}$ łuk przemieszcza się zgodnie z siłą F_L skierowaną tak, jak to przedstawiono na rysunku 7.27, następnie dla amplitudy $B_{\max 2}$ w stronę przeciwną, po czym dla amplitudy $B_{\max 3}$ ponownie, zgodnie ze zwrotem F_L z rysunku 7.27. Rysunek 7.29 przedstawia przykładową fotografię łuku dla pierwszej półfali indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$ zwróconej przeciwnie w stosunku

do sytuacji na rysunkach 7.26 i 7.28, a ruch łuku w wyniku oddziaływania tej półfali odbywa się zgodnie ze szkicem przedstawionym na rysunku 7.30. Fotografia ta dotyczy indukcji magnetycznej o częstotliwości 900 Hz, gdzie czas jednego kadru 0,5 ms odpowiada w przybliżeniu czasowi oddziaływania pojedynczej półfali pola magnetycznego. Na całkowity czas oddziaływania pola magnetycznego na łuk przypada w tym przypadku odpowiednio mniejsza liczba kadrów, od nr 6 do nr 10.

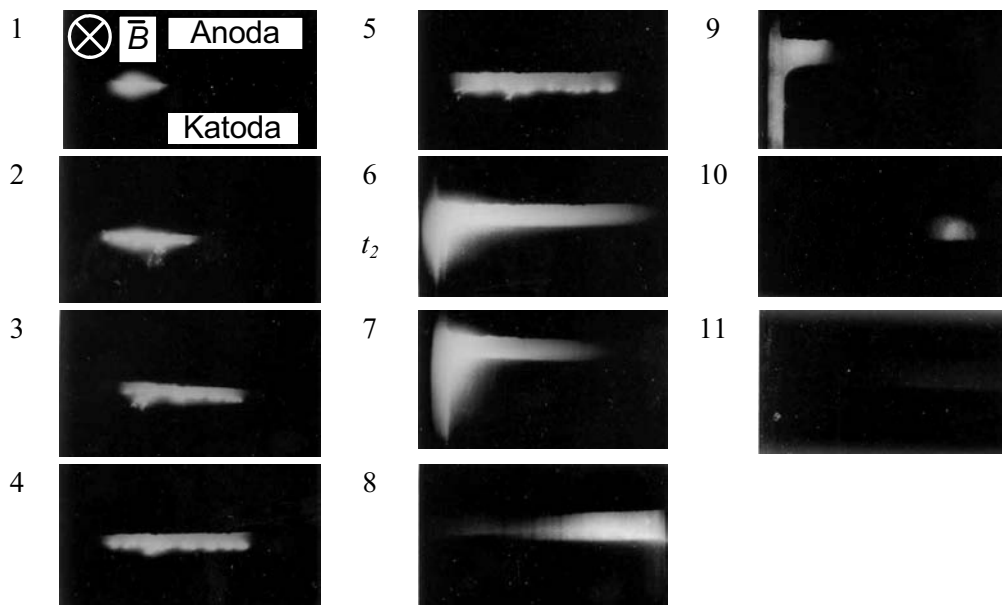


Rys. 7.28. Przykładowa fotografia przemieszczania się łuku pod wpływem poprzecznego, oscylacyjnego pola magnetycznego o częstotliwości 450 Hz; pierwsza amplituda pola $B_{\max 1} = 105$ mT, amplituda prądu łuku 600 A; załączenie pola magnetycznego w chwili t_2 , kadr nr 2; pozostałe dane jak na rys. 7.26

Fig. 7.28. Exemplary photograph of arc movement in the transverse, oscillatory magnetic field with frequency of 450 Hz; the first field amplitude $B_{\max 1} = 105$ mT, arc current amplitude 200 A; switching-on of the magnetic field in the instant t_2 on the frame No 2; other data like in Fig. 7.26

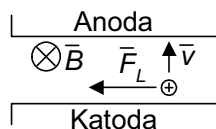
Na wszystkich wykonanych fotografiach łuku stwierdzono przemieszczanie się kolumny łukowej zgodnie ze zwrotem siły Lorentza, oddziałującej na jony. Oznacza to, że w przebadanym zakresie półfali prądów o amplitudach od 100 A do 600 A i amplitudach indukcji magnetycznej w zakresie od 15 mT do 200 mT ruch plazmy łuku odpowiada ustaleniom będącym wynikiem badań Fanga [72, 73], zilustrowanym na rysunku 7.4. Nie uzyskano natomiast efektu dominującego wpływu pola Halla, opisanego przez Emtage, Kimblina i współautorów [71, 142]. W pracach [71, 142] wykorzystywano pole oscylacyjne o znacznych stromościach narastania indukcji magnetycznej, rzędu $(4-6) \times 10^3$ T/s. W prezentowanych tu badaniach parametry obwodu odpowiadały parametrom

w zakresie możliwym do uzyskania w łącznikach próżniowych niskiego napięcia, w których trudne technicznie byłoby do wytworzenia pole o parametrach stosowanych w zacytowanych pracach. Wynika stąd, że rezultaty badań eksperymentalnych i wynikające z nich kryteria (7.9)–(7.11) w niejednokrotnie w dość indywidualny sposób odnoszą się do warunków, w jakich zostały uzyskane i mogą być trudne do uogólnienia.



Rys. 7.29. Przykładowa fotografia przemieszczania się łuku pod wpływem poprzecznego, oscylacyjnego pola magnetycznego o częstotliwości 900 Hz; pierwsza amplituda pola $B_{\max 1} = 105$ mT, amplituda prądu łuku 600 A; załączenie pola magnetycznego w chwili t_2 , kadr nr 6; pozostałe dane jak na rys. 7.26

Fig. 7.29. Exemplary photograph of arc movement in the transverse, oscillatory magnetic field with frequency of 900 Hz; the first field amplitude $B_{\max 1} = 105$ mT, arc current amplitude 600 A; switching-on of the magnetic field in the instant t_2 on the frame No 6; other data like in Fig. 7.26



Rys. 7.30. Ilustracja wzajemnego położenia wektorów: indukcji magnetycznej \vec{B} , prędkości jonów \vec{v} oraz siły Lorentza \vec{F}_L oddziałującej na jony, odpowiadająca pierwszej amplitudzie indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$ na fotografii łuku z rys. 7.29

Fig. 7.30. Illustration of reciprocal positioning of vectors: magnetic flux density \vec{B} , ion velocity \vec{v} and the Lorentz force \vec{F}_L acting on ions, corresponding with the first amplitude of magnetic flux density $B_{\max 1}$ on the photograph in Fig. 7.29

W analizie fotografii łuku należy ponadto zwrócić uwagę na skupioną postać kolumny łuku w chwili przemieszczenia się jej na krawędź styków, jak to jest przykładowo widoczne na kadrach nr 6, 7 i 9 na rys. 7.26 oraz na kadrach 6,7 i 9 na rysunku 7.29. Charakterystyczne jest również to, że w końcowej fazie palenia się łuku, gdy pole magnetyczne praktycznie zanikło, kolumna łukowa pozostaje nadal skupiona, co jest przykładowo widoczne na kadrach od 12 do 15 na rysunku 7.26 oraz na kadrach od 9 do 11 na rysunku 7.28. O skupieniu takim świadczy nie tylko jej kształt, lecz i jasność świecenia, pomimo malejącej, chwilowej wartości prądu. Z obserwacji tej wynika, że kolumna łukowa ma tendencję do pozostania w skupionej formie na stykach o powierzchni płaskiej, w jakie była wyposażona komora badawcza. Jest prawdopodobne, że wpływ na skupioną postać kolumny łukowej ma zmniejszająca się liczba plamek katodowych w końcowej fazie sinusoidy prądu. Ta skupiona forma kolumny łukowej jest prawdopodobnie przyczyną utrzymywania się podwyższonej wartości napięcia łuku nawet po zaniku pola magnetycznego, co zostało opisane w punkcie 7.6.2.

Wzrost napięcia łuku jest związany ze zmianą geometrii kolumny łukowej i jej przemieszczeniem się na boczną powierzchnię styków. Należy w tym miejscu dodać, że w komorach rozbieralnych łuk łatwiej przemieszcza się na powierzchnię boczną styków niż w komorach łącznikowych. Powodem jest większe, niejednokrotnie bardzo trudne do usunięcia, zanieczyszczenie bocznych powierzchni styków resztkowymi cząsteczkami gazowymi w komorze rozbieralnej. Należy więc przypuszczać, że w przemysłowo produkowanych próżniowych komorach łącznikowych zjawisko przemieszczania się łuku na boczną powierzchnię styków jest bardziej ograniczone niż w opisanych badaniach. Z drugiej jednak strony konsekwencje umiejscowienia się plamek katodowych na bocznej powierzchni styków mogą być znacznie bardziej groźne w tych komorach łącznikowych, w których na jednym ze styków jest posadowiona osłona kondensacyjna. Oznaczałoby to możliwość przemieszczenia się łuku na tę osłonę. Podobne zjawisko obserwowano wcześniej, podczas prób wyłączania prądu stałego stycznikiem próżniowym w laboratorium Instytutu Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej [21, 27, 289]. Pałący się w niektórych próbach eksperymentalnych zbyt długo łuk prądu stałego przedostawał się na boczną powierzchnię styków i na osłonę kondensacyjną.

7.6.4. Analiza przemieszczania się kolumny łukowej na podstawie pomiarów sondą Langmuira

Badanie przemieszczania się kolumny łukowej pod wpływem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego można przeprowadzić również z użyciem sond elektrycznych, podobnie jak to opisano w punkcie 7.5.3. Do pomiarów parametrów plazmy w tej części pracy użyto sondy Langmuira, zasilonej stałym potencjałem, zgodnie z opisem zawartym w punkcie 5.2.3. Sonda pracowała w układzie przedstawionym na rysunku 5.20, zasilona dwiema wartościami stałego potencjału:

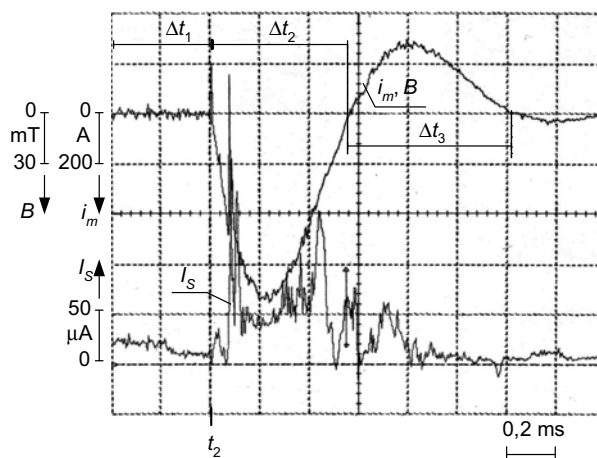
- +5 V w trybie pomiaru jonowego prądu nasycenia,
- +30 V w trybie elektronowego prądu nasycenia.

Taki tryb pracy sondy wybrano po dokonaniu licznych pomiarów wstępnych, gdy okazało się, że pole oscylacyjne jest źródłem znacznych zakłóceń zarówno przy pomiarze sondą Langmuira zasilaną napięciem piłokształtnym, jak i przy pomiarze analizatorem pola opóźniającego. Zakłócenia te były na tyle duże, że praktycznie uniemożliwiały dokonanie ilościowej analizy wyników pomiarów w zakresie parametrów prądu elektronowego i jonowego. Pomimo ekranowania sondy obudową wykonaną z ferromagnetycznego stopu (Fe+Ni+Co), znaczna stromość narastania pola, rzędu od ok. 200 T/s do ok. 1500 T/s powodowała indukowanie się prądów wirowych w samej obudowie, które zakłócały pomiar. Zakłócenia te, przy podobnych pomiarach wykonywanych w polu proporcjonalnym do prądu łuku (punkt 7.5.3), były na znacznie niższym poziomie, możliwym do zaakceptowania. Dlatego w tej części badań przeprowadzono pomiary sondą zasilaną stałym potencjałem (rys. 5.20), aby na ich podstawie dokonać jedynie jakościowo-porównawczej oceny zjawisk. W badaniach zastosowano cewki L_{m1} i L_{m2} w obwodzie magnetycznym (rys. 7.16), w których indukcja magnetyczna była zależna od prądu zgodnie ze wzorem (7.13). Magnetyczny obwód oscylacyjny C_m - L_{m1} - L_{m2} miał w tej części badań częstotliwość 830 Hz oraz większą tłumienność w porównaniu z obwodem stosowanym w badaniach opisanych w punktach 7.6.2. i 7.6.3. Dlatego na oscylogramach przedstawionych w tym punkcie brano pod uwagę jedynie dwie pierwsze półfale indukcji magnetycznej, w odróżnieniu od oscylogramów z rysunków 7.17 i 7.18. Pomiedzy tymi przebiegami nie ma różnic w merytorycznej ocenie zjawiska, a zmiana cewek jest związana jedynie z koniecznością przebudowy komory próżniowej, jaka była dokonywana pomiędzy różnymi fazami badań.

Sondę Langmuira wprowadzono do komory próżniowej KP (rys. 7.16) poprzez wziernik wykorzystywany również do filmowania łuku kamerą KS. Sposób wzajemnego usytuowania sondy względem styków i cewek L_{m1} i L_{m2} zilustrowano na rys. 7.6b i 7.15a. Pomiary były dokonywane dla dwóch przeciwnych zwrotów pierwszej półfali indukcji magnetycznej, zilustrowanych na rys. 7.15b i 7.15c, oznaczonych odpowiednio jako zwroty „+” i „-” w dalszej części analizy. Pomiary sondą miały na celu obserwację i porównawczą analizę różnic w ładunku mierzonym przez sondę pracującą w trybie pracy jonowej bądź elektronowej, w następujących trzech przedziałach czasu:

- Δt_1 (rys. 7.31–7.34), czyli przed załączeniem pola magnetycznego,
- Δt_2 (rys. 7.31–7.34), czyli w trakcie oddziaływania pierwszej półfali indukcji magnetycznej,
- Δt_3 (rys. 7.31–7.34), czyli w trakcie oddziaływania drugiej półfali indukcji magnetycznej.

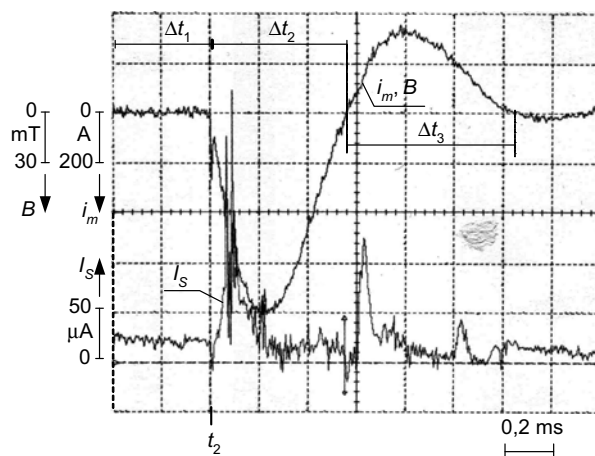
Badania sondą Langmuira ograniczono do prądu łuku o amplitudzie 400 A, dla końcowego odstepu międzystykowego $d_0 = 3$ mm. Załączenie poprzecznego pola magnetycznego następowało w pobliżu amplitudy prądu przy pełnym odstepie międzystykowym.



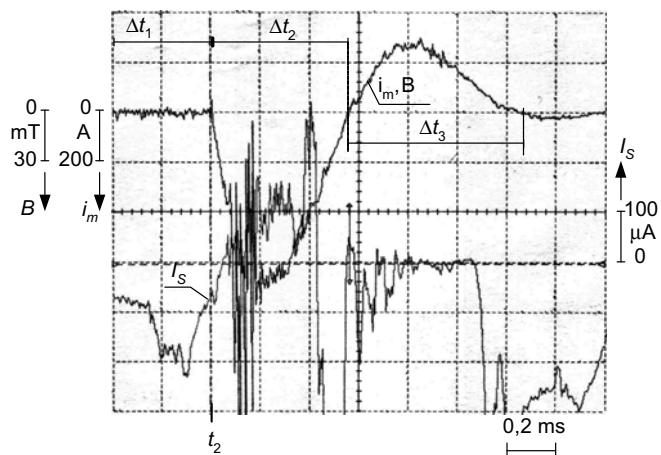
Rys. 7.31. Przykładowy, typowy oscylogram przebiegów prądu w obwodzie magnesującym i_m i proporcjonalnej do niego indukcji magnetycznej B oraz prądu sondy Langmuira I_S ; oznaczenia na osi czasu: t_2 – chwila załączenia pola magnetycznego, Δt_1 – przedział czasu bezpośrednio przed załączeniem pola magnetycznego, Δt_2 , Δt_3 – przedziały czasu odpowiadające odpowiednio pierwszej i drugiej półfali oscylacyjnego pola magnetycznego; zwrot pierwszej półfali pola magnetycznego „-” (rys. 7.15c, tab. 7.3), potencjał sondy +5V (tryb jonowego prądu nasycenia)

Fig. 7.31. Typical, exemplary, oscillogram of the current i_m in the magnetic circuit as well as proportional to it magnetic flux density B and the Langmuir probe current I_S ; symbols on the time axis: t_2 – time instant of the magnetic field switching-on, Δt_1 – time interval directly before the magnetic field action, Δt_2 , Δt_3 – time intervals of the first and second half-waves of the oscillatory magnetic field B respectively; direction of the first half-wave of the magnetic field “-”, (Fig. 7.15c, Table 7.3); probe potential +5V (ion saturation mode)

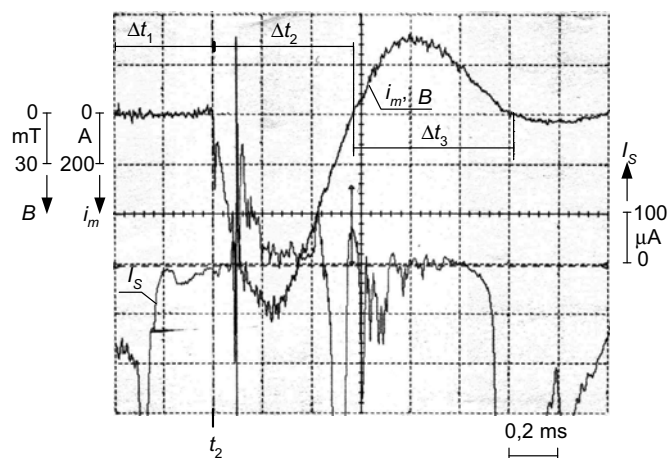
Typowe przebiegi prądu i_m w obwodzie magnetycznym C_m - T_m - B_m - L_{m1} - L_{m2} (rys. 7.16), który jest równocześnie przebiegiem indukcji magnetycznej B , oraz prądu sondy I_S pracującej w trybie jonowego bądź elektronowego prądu nasycenia, przedstawiono na rysunkach od 7.31 do 7.34. Rozróznilo przy tym zwrot pierwszej półfali indukcji magnetycznej, zgodnie z rysunkiem 7.15b i 7.15c. Dla każdego zarejestrowanego przebiegu mierzono średnią wartość ładunku dla kolejnych odcinków czasu Δt_1 , Δt_2 i Δt_3 (rys. 7.31–7.34), co pozwoliło na oszacowanie rodzaju ładunku, jaki w przeważającej części docierał do sondy w trybie jonowego bądź elektronowego prądu nasycenia. Wyniki pomiarów zestawiono w tabeli 7.3. Każdy z wyników jest średnią wartością z trzydziestu pojedynczych przebiegów, takich jak zilustrowane na rysunkach od 7.31 do 7.34. Analizę tę należy odnieść do zwrotów ruchu cząsteczek plazmy, zilustrowanych na rysunkach 7.3 oraz 7.15b i 7.15c i ocenić, czy ruch ten odbywa się zgodnie z „ruchem wstecznym”, pokrywającym się z siłą Lorentza oddziałującą na jony, czy zgodnie z siłą Ampera, pokrywającą się z oddziaływaniem pola Halla na jony w plazmie.



Rys. 7.32. Ilustracja przebiegów jak na rys. 7.31, lecz dla zwrotu pierwszej półfali pola magnetycznego, oznaczonej jako „+” (rys. 7.15b, tab. 7.3)
 Fig. 7.32. Illustration of flows like in Fig. 7.31, but for the direction of the first magnetic field half-wave indicated as “+” (Fig. 7.15b and Table 7.3)



Rys. 7.33. Ilustracja przebiegów jak na rys. 7.31, lecz dla sondy pracującej w trybie elektronowego prądu nasycenia (potencjał +30 V), przy zwrocie pierwszej półfali pola magnetycznego, oznaczonej jako „-” (rys. 7.15c, tab. 7.3)
 Fig. 7.33. Illustration of flows like in Fig. 7.31, but with the probe operated in electron saturation mode (probe potential +30 V) at the direction of the first magnetic field half-wave indicated as “-” (Fig. 7.15c and Table 7.3)



Rys. 7.34. Ilustracja przebiegów jak na rys. 7.31, lecz dla sondy pracującej w trybie elektronowego prądu nasycenia (potencjał +30 V), przy zwrocie pierwszej półfali pola magnetycznego, oznaczonej jako „+” (rys. 7.15b, tab. 7.3)

Fig. 7.34. Illustration of flows like in Fig. 7.31, but with the probe operated in electron saturation mode (probe potential +30 V) at the direction of the first magnetic field half-wave indicated as “+” (Fig. 7.15b and Table 7.3)

Tabela 7.3. Zestawienie wyników pomiaru średnich wartości prądu sondy Langmuira I_S mierzonych w układzie z rys. 7.16 dla dwóch zwrotów oscylacyjnego pola magnetycznego, oznaczonych jako „+” oraz „-” na rys. 7.15, dla trzech przedziałów czasowych Δt_1 , Δt_2 i Δt_3 (rys. 7.17b i 7.18b).

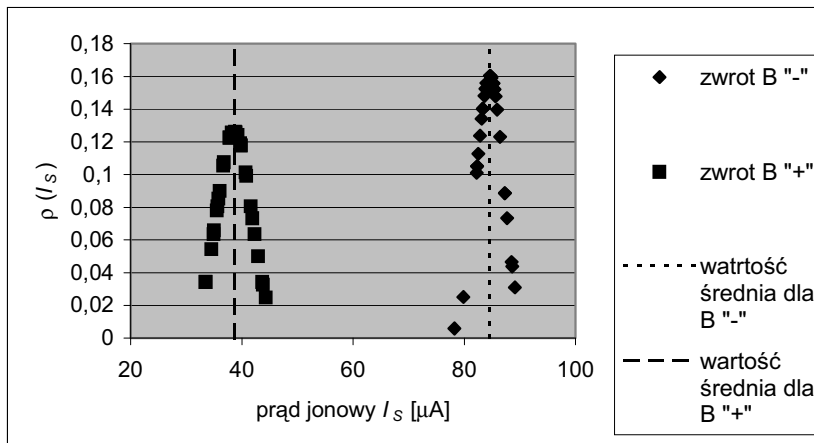
Potencjał sondy $U_S = +5$ V odpowiadał jonowemu prądowi nasycenia, potencjał $U_S = +30$ V – elektronowemu prądowi nasycenia

Table 7.3. Measuring results of mean values of the Langmuir probe current I_S obtained in the test circuit shown in Fig. 7.16, for two directions of the oscillatory magnetic field indicated as “+” and “-” in Fig. 7.15, for three time intervals Δt_1 , Δt_2 , Δt_3 , (Fig. 7.17b and 7.18b).

Probe potentials $U_S = +5$ V and $U_S = +30$ V refer to the ion and electron saturation currents respectively

U_S	Zwrot indukcji magnetycznej B (rys. 7.15)	Prąd sondy I_S odpowiednio dla przedziałów czasowych oznaczonych na rys. 7.17b i 7.18b		
		Δt_1	Δt_2	Δt_3
[V]	–	[μ A]	[μ A]	[μ A]
+ 5	„-”	14,7	84,6	15,2
	„+”	15,8	38,6	22,9
+ 30	„-”	-73,6	33,6	-27,5
	„+”	-51,9	17,6	-15,5

Jeżeli w opisanym układzie dominującą siłą oddziałującą na ładunki w plazmie jest siła Lorentza, to dla zwrotu „-” ładunki dodatnie powinny zmierzać w stronę sondy (rys. 7.3 i 7.15a, c), zwrot „+” natomiast oznacza sytuację odwrotną, tj. jony powinny przemieszczać się w stronę przeciwną w stosunku do sondy (rys. 7.3 i 7.15a, b). Gdyby natomiast siłą dominującą była siła będąca efektem zjawiska Halla, wtedy sytuacja powinna być odwrotna. Analiza danych zawartych w tabeli 7.3 pozwala na stwierdzenie, że w przebadanych warunkach ruch cząsteczek plazmy jest w znacznie większym stopniu przyporządkowany sile Lorentza oddziałującej na jony, niż przeciwnie do niej skierowanej sile pola Halla. Jak już nadmieniono, opisane tu obserwacje mają charakter analizy jakościowej, a mierzone wartości prądu sondy w przedziałach czasu Δt_1 , Δt_2 i Δt_3 (rys. 7.31–7.34), mają w znacznym stopniu charakter wielkości zmieniających się stochastycznie. Na rysunku 7.35 zilustrowano przykładowy rozkład wyników pomiaru prądu jonowego, składających się na dwie wartości podane w tabeli 7.3 dla pierwszej półfali pola magnetycznego odpowiednio o zwrocie „-” i o zwrocie „+” (Δt_2 , rys. 7.31 i 7.32). Przedstawione rozkłady wskazują na wyraźne rozróżnienie pomiędzy pomiarami wykonywanymi dla jednego i drugiego zwrotu indukcji magnetycznej. Pomimo ograniczonej dokładności tej techniki pomiaru można wykazać jednoznacznie zasadnicze cechy przemieszczania się plazmy w opisanych warunkach. Poniżej zamieszczono dokładny opis przeprowadzonej analizy.



Rys. 7.35. Graficzna ilustracja rozkładu $\rho(I_s)$ pomiarów prądu sondy Langmuira dla jonowego trybu pracy, dla pierwszej półfali indukcji magnetycznej Δt_2 , odpowiednio dla zwrotu „-” (rys. 7.31) i zwrotu „+” (rys. 7.32), których wartości średnie zamieszczono w tabeli 7.3

Fig. 7.35. Graphical illustration of the Langmuir probe current distribution $\rho(I_s)$ measured in ion operation mode, for the first half-wave of the magnetic flux density Δt_2 , at the direction „-” (Fig. 7.31) and direction „+” (fig. 7.32) respectively, which mean values are given in Table 7.3

Sonda pracująca w trybie jonowego prądu nasycenia, zasilona potencjałem +5 V. W przedziale czasu Δt_1 , tuż przed załączeniem pola magnetycznego, sonda zasilona potencjałem +5 V mierzyła sygnał jonowy, którego średnia wartość wynosiła odpowiednio 14,7 μA i 15,8 μA . Obydwie te wartości należy traktować jako praktycznie równe w opisanych warunkach dokładności pomiaru. Po załączeniu pola magnetycznego, w przedziale czasu Δt_2 , widoczne są wyraźne różnice pomiędzy zwrotem „-” i „+” pola magnetycznego: 84,6 μA dla zwrotu „-” (rys. 7.15c) i 38,6 μA dla zwrotu „+” (rys. 7.15b). Większy prąd sondy dla zwrotu „-” wskazuje na wyraźną przewagę prądu jonowego dopływającego do sondy, gdy jest on tam dodatkowo „kierowany” przez siłę Lorentza, zgodnie z ilustracją z rysunku 7.15c. Fakt, że prąd sondy dla zwrotu „+” (38,6 μA) jest większy od prądu bez pola magnetycznego (15,8 μA) należy zinterpretować w następujący sposób. Ze względu na quasi-neutralność plazmy, pomiędzy ładunkami o przeciwnych znakach istnieją określone relacje, opisane długością Debye’a, (4.3) i promieniem Larmoura (7.2). Zgodnie z warunkiem zachowania długości Debye’a, jony i elektrony w plazmie są powiązane siłami wzajemnego oddziaływania, a ich wzajemne zbliżanie się i oddalanie może zachodzić w określonym przedziale długości. Wynika stąd, że w opisanych warunkach w plazmie nie dochodzi do „rozdzielenia” ładunków różnoimiennych, rozumianego jako ich wzajemne odseparowanie, lecz mogą jedynie istnieć strefy przewagi jednych bądź drugich ładunków. Strefy te zmieniają się zależnie od charakteru działających sił zewnętrznych. Przed włączeniem pola, gdy na plazmę nie działały siły zewnętrzne, do sondy docierały jedynie ładunki „wydostające” się z przestrzeni międzystykowej na drodze dyfuzji. Ich rozkład był w przybliżeniu równomierny w każdym kierunku, w tym również w kierunku sondy. Włączenie pola magnetycznego wprowadza istotne zaburzenie w ruchu ładunków w plazmie. Jest to m.in. widoczne w deformacjach przebiegu prądu sondy, pokazanych na rysunkach od 7.31 do 7.34. Pole ukierunkowuje plazmę łuku, co jest m.in. widoczne na fotografiach zamieszczonych w punkcie 7.6.3. Jeśli siła Lorentza w sytuacji z rysunku 7.15b „oddala” jony od sondy, to ta sama siła działa również na elektrony, „kierując” je w stronę przeciwną, czyli w stronę sondy. Elektrony skierowane w stronę sondy „pociągają” za sobą częściowo i jony, gdyż ze względu na zachowanie długości Debye’a w danych warunkach, ładunki nie mogą być rozdzielone, a plazma pozostaje quasi-neutralna. W rezultacie dochodzi do turbulencji i ostateczny ruch plazmy jest wypadkową tych działań. Wynika stąd, że prąd jonowy (38,6 μA), mierzony przy zwrocie pierwszej półfali pola magnetycznego oznaczonej jako „+” (rys. 15b, tab. 7.3) to jony docierające do sondy w wyniku oddziaływania siły Lorentza na elektrony w plazmie. Podobnie to, że sonda dla zwrotu „-” mierzy stosunkowo duży prąd jonowy (84,6 μA , tab. 7.3) nie oznacza, że w plazmie wokół sondy nie ma elektronów, podążających za kierowanymi tam jonami. Nie są one jednak mierzone, gdyż sonda pracuje w jonowym trybie pracy. Istotne jest natomiast porównanie wartości (tab. 7.3) i rozkładu (rys. 7.35) obydwu prądów

jonowych dla zwrotów „-” i „+”, które świadczą o dominującym wpływie siły Lorentza w opisanych warunkach. Gdyby dominującym czynnikiem była siła pola Halla, należałoby oczekiwać odwrotnego efektu. Podobne wnioski wynikają z analizy wyników pomiaru dla drugiej półfali pola magnetycznego (przedział czasu Δt_2 , rys. 7.31 i 7.32), z tą różnicą, że w tym przypadku wartości bezwzględne prądu sondy są znacznie mniejsze, ze względu na mniejszą wartość indukcji magnetycznej.

Sonda pracująca w trybie elektronowego prądu nasycenia, zasilona potencjałem +30 V. Sonda pracuje w trybie elektronowego prądu nasycenia, przy założeniu, że potencjał ten jest wyższy od potencjału plazmy łuku. Warunek ten jest zasadniczo spełniony w stabilnym, dyfuzyjnym wyładowaniu łukowym w próżni. Z badań opisanych w rozdziale 5 wynika, że potencjał plazmy dla analizowanego dyfuzyjnego łuku próżniowego zawiera się w zakresie od 20 V do 25 V, natomiast potencjał swobodny jest na poziomie od 13 V do 18 V. Podczas pomiaru sondą w warunkach oddziaływania oscylacyjnego pola magnetycznego na badaną plazmę należy pamiętać o określonych zakłóceniach, jakie mogą się pojawić w pracy sondy. Jednym z nich, mających bezpośredni wpływ na pomiary sondą w trybie pracy elektronowego prądu nasycenia jest możliwość zmiany wartości potencjału plazmy oraz potencjału swobodnego, czyli przesunięcie w prawo punktów C i B na charakterystyce sondy (rys. 4.4), wraz ze zmianą napięcia łuku próżniowego. Napięcie to jest bowiem związane z potencjałem plazmy, od którego zależy z kolei potencjał swobodny [43, 101, 213, 237, 286]. Wykazano to m.in. w badaniach opisanych w pracy [259], w których analizowano współzależność obydwu potencjałów od wartości prądu łuku próżniowego w zakresie od 300 A do 5 kA. Stwierdzono m.in., że pomiędzy potencjałem swobodnym a potencjałem plazmy istnieje stała różnica, wynosząca ok. 5 V, natomiast wartości obydwu potencjałów około dwukrotnie wzrastają w przebadanym zakresie prądu łuku. Z badań tych [259] wynika również, że potencjał plazmy jest praktycznie równy napięciu łuku mierzonemu w stosunku do uziemionej katody. Można więc stwierdzić, że wzrost napięcia łuku, będący skutkiem oddziaływania pola magnetycznego, zmienia zarówno potencjał swobodny jak i plazmy, przesuując punkty B i C (rys. 4.4) na charakterystyce sondy w stronę wyższych potencjałów. Działanie takie nie ma zasadniczo wpływu na pracę sondy w trybie jonowego prądu nasycenia, gdyż wartość punktu A i jonowego prądu nasycenia I_{i0} (rys. 4.4) nie ulega zmianie wraz ze wzrostem napięcia łuku. Wpływa to natomiast na pracę sondy w trybie elektronowego prądu nasycenia, a uzyskane wyniki nie są już tak oczywiste do interpretacji jak, opisane wyżej, dla sondy pracującej w trybie jonowego prądu nasycenia.

Wzrost średnich wartości napięcia łuku, w czasie trwania pierwszej półfali indukcji magnetycznej, do wartości od ok. 60 V do ok. 200 V, opisany w punkcie 7.6.2, jest powodem znacznego wzrostu zarówno potencjału plazmy jak i potencjału swobodnego.

Przy założeniu, że potencjał plazmy (punkt C, rys. 4.4) jest w przybliżeniu równy napięciu łuku, mierzonemu w stosunku do uziemionej katody [259], wartości potencjału swobodnego w opisanych badaniach (punkt B, rys. 4.4) znacznie przekraczały potencjał sondy nastawiony na +30 V. Oznacza to, że w czasie trwania pierwszej półfali indukcji magnetycznej sonda przechodziła z elektronowego do jonowego trybu pracy, w chwilach znacznego wzrostu napięcia łuku. Potwierdza to analiza zarówno oscylogramów z rysunków 7.33 i 7.34, jak i wyniki pomiarów zawarte w tabeli 7.3. Sonda mierząca prąd elektronowy (rys. 7.33 i 7.34) w przedziale czasu Δt_1 , mierzy wyraźny, dodatni sygnał jonowy w przedziale czasu Δt_2 . Należy ponadto zauważyć, że średnia wartość tego prądu jest większa dla zwrotu „-” (33,6 μA) niż dla zwrotu „+” (17,6 μA), co prowadzi do podobnych wniosków, jakie wynikają z opisanej wcześniej analizy sondy pracującej w trybie jonowego prądu nasycenia. Pomiar sondą Langmuira pracującą w trybie elektronowego prądu jest jednak znacznie mniej przydatny w analizie ruchu cząsteczek plazmy niż sonda pracująca w trybie jonowego prądu nasycenia.

7.6.5. Podsumowanie badań plazmy w oscylacyjnym, poprzecznym polu magnetycznym

Opisane badania zjawisk zachodzących w plazmie dyfuzyjnego łuku próżniowego, znajdującego się pod wpływem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego o amplitudzie w zakresie od 15 mT do 200 mT, prowadzą do następujących wniosków:

- Poprzeczne, oscylacyjne pole magnetyczne powoduje wzrost napięcia łuku, zróżnicowany w zależności od wartości prądu łuku, od wartości i stromości narastania indukcji magnetycznej oraz od końcowej odległości międzystykowej. Napięcie łuku zwiększa się wraz ze wzrostem indukcji magnetycznej, lecz przyrost ten jest daleki od zwykłej liniowej proporcjonalności, jak to wynikało z badań Fanga (współczynnik α w zależności (7.11)) [72, 73]. Uzyskane wartości napięć łuku dla indukcji w zakresie od 15 mT do 200 mT mieszczą się w zakresie od ok. 50 V do ok. 250 V, w różnym stopniu zależności od wartości prądu łuku, odległości międzystykowej i stromości narastania indukcji oscylacyjnego pola magnetycznego. Największy przyrost napięcia łuku uzyskano dla indukcji o amplitudzie 15 mT i wynosił on ok. 6 V/mT dla prądu łuku 100 A, podczas gdy dla prądu łuku 600 A wynosił on jedynie ok. 2,3 V/mT. W wartościach bezwzględnych były to przyrosty napięcia łuku odpowiednio o ok. 90 V i o ok. 35 V. Dalszy wzrost amplitudy indukcji magnetycznej do 200 mT powoduje zwiększenie się napięcia jedynie o ok. 40÷50 V w całym zakresie przebadanych prądów łuku.

- Wraz ze wzrostem wartości prądu łuku istnieje tendencja do mniejszego przyrostu napięcia łuku przy tej samej indukcji magnetycznej i przy tym samym odstępnie międzystykowym.

- Wzrost napięcia łuku dla indukcji w dolnym, przebadanym zakresie (15 mT) jest największy dla odległości międzystykowej nastawionej od 1,5 do 3 mm, natomiast dla górnego zakresu przebadanych wartości indukcji najwyższe wartości napięcia łuku uzyskuje się dla odstępów międzystykowych od 3 do 6 mm. Oznacza to, że dla niewielkich odstępów międzystykowych, takich jakie stosuje się w łącznikach próżniowych niskiego napięcia, możliwe jest uzyskanie znacznego wzrostu napięcia łuku przy stosunkowo niedużych wartościach indukcji magnetycznej.

- Przemieszczanie się kolumny łukowej oraz cząsteczek plazmy łuku próżniowego w przebadanym zakresie prądu łuku oraz indukcji magnetycznej odbywa się zgodnie ze zwrotem siły Lorentza (7.8) oddziałującej na jony.

- Podczas badań eksperymentalnych nie zaobserwowano przypadku wyłączenia prądu łuku wskutek działania pola magnetycznego, jako jedyne go czynnika zewnętrznego, który miałby doprowadzić do takiego wyłączenia. Oddziaływanie na łuk próżniowy oscylacyjnym, poprzecznym polem magnetycznym, bez dodatkowych układów bocznikujących styki łącznika, nie ma również widocznego wpływu na przebieg prądu łuku.

W kontekście przedstawionych wniosków należy zwrócić uwagę na zależność prędkości łuku (plamek katodowych) od wartości indukcji magnetycznej, zilustrowaną na rysunku 7.4 i będącą wynikiem badań Fanga [73]. Świadczy ona o tym, że wzrost indukcji magnetycznej do ok. 1T powoduje ruch łuku i plamek katodowych zgodnie ze zwrotem ruchu wstecznego. Ruch jonów dla tego zakresu indukcji, opisany równaniem (7.11), odpowiada zwrotowi zgodnemu ze zwrotem siły Lorentza (7.8) oddziałującej na jony (zakres indukcji, dla której wyrażenie (7.11) ma znak ujemny). Dopiero zwiększenie wartości indukcji ponad określoną wartość (ok. 1 T, rys. 7.4) powoduje zmianę znaku na dodatni w równaniu (7.11), a tym samym ruch łuku i plamek zgodny z oddziaływaniem siły pola Halla. Badania wykazują zgodność z informacjami teoretycznymi, zawartymi w pracy [73]. Świadczą o tym zmiany mierzonego prądu jonowego, odpowiadające w przybliżeniu zmianom prędkości łuku i plamek katodowych w początkowym zakresie (0–200 mT) z rysunku 7.4.

Przebadany zakres indukcji magnetycznej, to 15–200 mT, a więc jedynie początkowy fragment zakresu z rysunku 7.4. Charakter zmian przebadanych parametrów jest jednak w znacznej zgodności z wykresem z tego rysunku, na co składa się: ruch kolumny łuku i cząsteczek zgodnie z oddziaływaniem siły Lorentza (7.8) oraz wzrost napięcia łuku w wyniku oddziaływania indukcji magnetycznej – początkowo znaczny dla niewielkich wartości indukcji (ok. 15 mT) i następnie stopniowo zmniejszający się dla większych wartości indukcji (ok. 200 mT). Zależność ta odpowiada w przybliżeniu przebiegowi parabolicznemu.

W wyniku przeprowadzonych badań wprowadzono dodatkowe parametry, od których zależy skuteczność oddziaływania pola magnetycznego na plazmę łuku próżniowego. Są to:

- 1) wartość prądu łuku, przy czym efekt oddziaływania pola maleje wraz ze wzrostem prądu,

2) gradient narastania indukcji magnetycznej, przy czym skuteczność oddziaływania pola rośnie wraz ze stromością narastania pola,

3) odległość międzystykowa, przy czym dla niewielkich wartości indukcji rzędu 15–50 mT i niewielkich wartości prądów łuku, rzędu 100–200 A, obserwuje się skuteczniejszy wzrost napięcia pod wpływem pola dla odległości w zakresie od 1,5 do 3 mm, natomiast w przypadku większych indukcji, ok. 200 mT i większych wartości prądu, rzędu 400–600 A lepszy efekt uzyskuje się dla większych odległości międzystykowych w zakresie od 3 do 6 mm.

7.7. Oscylacyjne pole magnetyczne i pojemność bocznikująca styki jako metoda komutacji wymuszonej dyfuzyjnego łuku próżniowego

7.7.1. Informacje wstępne

Badania oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego na dyfuzyjny łuk próżniowy, opisane we wcześniejszych punktach tego rozdziału, wykazały na drodze eksperymentalnej, że pole magnetyczne jako jedyny środek oddziałujący na łuk próżniowy nie prowadzi, przynajmniej w opisanych tu warunkach, do zgaszenia łuku i wyłączenia prądu w obwodzie. Co więcej, nie prowadzi ono nawet do na tyle znaczącej deformacji przebiegu prądu łuku, aby realne było wykorzystanie takiej metody do komutacji prądu. Opisany przebieg zjawisk jest zgodny z podstawową właściwością pola magnetycznego, przytoczoną w punkcie 7.2, według której pole to zmienia jedynie tor ruchu cząsteczek plazmy, nie zmieniając ich energii, w przeciwieństwie do pola elektrycznego (7.1), które tę energię zmienia [44, 45, 181, 223, 273, 286]. Celem badań opisanych w dotychczasowej części tego rozdziału było poszukiwanie rozwiązań umożliwiających wykorzystanie poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego gaszenia dyfuzyjnego łuku próżniowego, przy czym pole to stanowiło jedyny środek takiego wymuszenia.

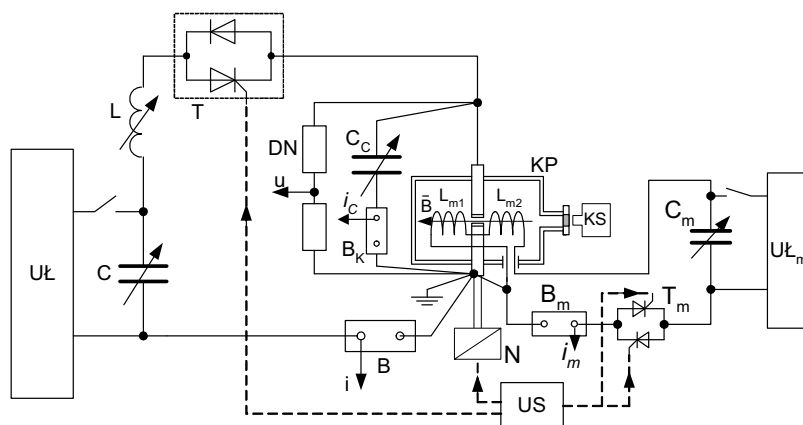
Treścią tego punktu jest analiza eksperymentalna oraz opracowanie założeń do analizy teoretycznej i danych do budowy modelu zjawisk, zachodzących podczas wymuszonego wyłączenia dyfuzyjnego łuku próżniowego przy zastosowaniu poprzecznego, oscylacyjnego pola magnetycznego i obwodu pojemnościowego bocznikującego styki komory próżniowej. Wybrane wyniki tych badań opisano m.in. w pracach [23, 33, 158].

7.7.2. Opis układu badawczego, metodyki pomiarów i uzyskanych rezultatów

Badania wymuszonego wyłączenia łuku próżniowego przy zastosowaniu oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego i układu pojemnościowego bocznikującego styki łącznika przeprowadzono wykorzystując laboratoryjne stanowisko badawcze opisane w punkcie 7.6.1, z tą różnicą, że styki komory badawczej były zbocznikowane baterią kon-

densatorów C_C o pojemności nastawianej w zakresie od $1 \mu\text{F}$ do $500 \mu\text{F}$ (rys. 7.36). Badania dotyczyły prądów łuku o wartościach zawierających się w tym samym zakresie jak prądy w pomiarach opisanych w punkcie 7.6, a więc dla sinusoidalnej półfali prądu o amplitudach od 100 A do 600 A. Pojedynczy cykl badawczy był analogiczny do opisanego w punkcie 7.6, co zilustrowano na oscylogramie z rysunku 7.37.

Po załączeniu prądu w obwodzie C-L-T-KP-B (chwila t_0 , rys. 7.37), w chwili t_1 nastąpiło rozejście się styków komory próżniowej KP i zapłon łuku. Po określonym czasie, gdy prąd łuku miał wartość bliską amplitudzie i odstęp międzystykowy osiągnął określoną wartość, w chwili t_2 nastąpiło załączenie prądu i_m w magnetycznym obwodzie oscylacyjnym C_m - T_m - B_m - L_{m1} - L_{m2} , powodującego wytworzenie oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego w przestrzeni międzystykowej, w której palił się łuk. Obserwacja przebiegów prądu i napięcia łuku oraz wykonane dla niektórych pomiarów fotografie łuku pozwalały na stwierdzenie wyłączenia bądź niewyłączenia prądu łuku próżniowego dla danej, wcześniej nastawionej wartości pojemności C_C bocznikującej styki komory próżniowej KP. Na drodze eksperymentalnej znajdowano pojemność, przy której uzyskiwano pewne wyłączenia prądu łuku, oraz określano górną granicę przedziału pojemności, przy których wyłączenia były nieskuteczne. Jako pojemność, która zapewnia wyłączenie w pełni skuteczne, traktowano taką, dla której uzyskano wyłączenie prądu w 30 kolejnych próbach.



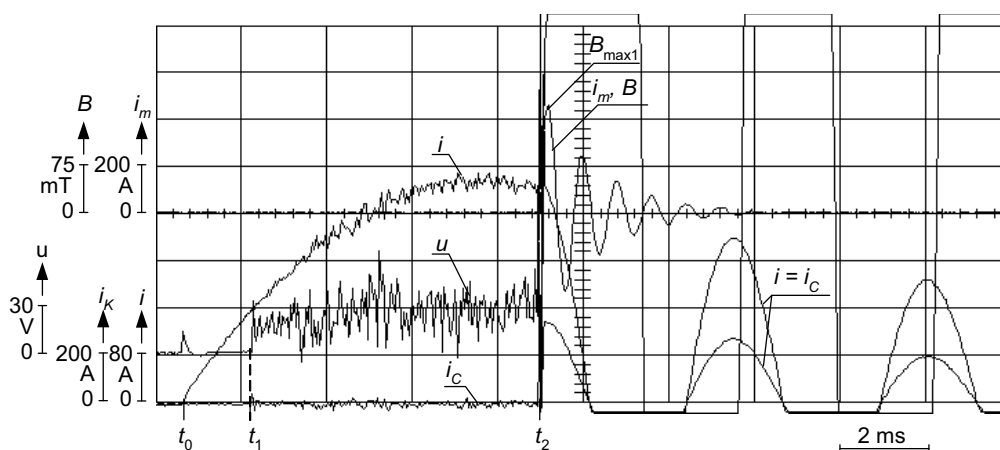
Rys. 7.36. Schemat laboratoryjnego układu badawczego do badania skuteczności wymuszonej komutacji prądu łuku próżniowego z zastosowaniem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego i układu pojemnościowego bocznikującego styki komory próżniowej; C_C – kondensator komutacyjny bocznikujący styki komory próżniowej KP, B_K – bocznik w obwodzie kondensatora komutacyjnego, do pomiaru jego prądu i_C ; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.16

Fig. 7.36. Diagram of the laboratory circuit for testing the efficiency of the forced vacuum arc commutation using an oscillatory transversal magnetic field and a capacitance connected parallel to the arcing contacts; C_C – commutation capacitor connected parallel to the contacts of the vacuum chamber KP, B_K – shunt, which measures the current i_C , of the commutation capacitor; remaining symbols like in Fig. 7.16

W obwodzie probierczym (rys. 7.36) nastawiano następujące parametry:

1. amplitudę półfali prądu łuku i : 100 A, 200 A, 300 A, 400 A, 500 A i 600 A,
2. częstotliwość prądu i_m w obwodzie magnetycznym, a zarazem częstotliwość indukcji magnetycznej: 430 Hz, 885 Hz i 1350 Hz,
3. amplitudę pierwszej półfali indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$, (rys. 7.17, 7.18, 7.37),
4. pojemność komutacyjną C_C bocznikującą styki komory próżniowej.

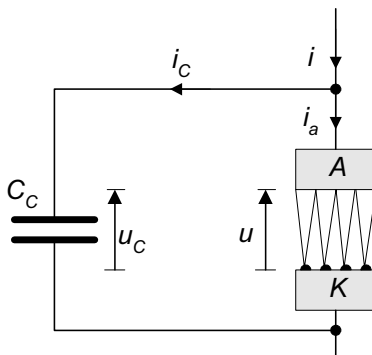
Przykładowy oscylogram ilustrujący skuteczne wyłączenie prądu przedstawiono na rysunku 7.37. Widoczny jest na nim przebieg prądu w obwodzie głównym i , przebieg napięcia łuku u , prądu i_m w obwodzie magnetycznym, który jest zarazem przebiegiem indukcji magnetycznej B , oraz prądu i_C w obwodzie kondensatora komutacyjnego. Poniżej opisano proces komutacji, zilustrowany na rysunku 7.37.



Rys. 7.37. Przykładowy oscylogram skutecznego wyłączenia prądu łuku próżniowego o amplitudzie 400 A w układzie z rys. 7.36; częstotliwość indukcji magnetycznej 1350 Hz. Opis oznaczeń w tekście

Fig. 7.37. Exemplary oscillogram of a successful commutation of a vacuum arc current with amplitude 400 A in the arrangement from the Fig. 7.36; frequency of the magnetic flux density 1350 Hz. Description of symbols in the text

W stanie poprzedzającym załączenie pola magnetycznego ($t < t_2$, rys. 7.37) napięcie łuku u ma w przybliżeniu stałą wartość, typową dla quasi-stabilnego, dyfuzyjnego łuku próżniowego, ok. 25 V. Do takiego samego napięcia $u_C \approx 25$ V (rys. 7.38) ładuje się kondensator C_C . Stan taki, po krótkotrwałym naładowaniu kondensatora w chwili zapłonu łuku, jest stanem quasi-stacjonarnym, w którym prąd kondensatora i_C jest w przybliżeniu równy zero. Niewielkie wahania w przebiegu tego prądu są wynikiem nieregularnych wahań napięcia łuku. Prąd i w obwodzie głównym jest równy prądowi łuku i_a , (rys. 7.38).



Rys. 7.38. Schematyczna ilustracja obwodu pojemnościowego bocznikującego łuk próżniowy w układzie z rys. 7.36; A, K – anoda i katoda komory KP, u – napięcie łuku, u_C – napięcie na kondensatorze C_C , i_a – prąd łuku próżniowego, i – prąd w obwodzie głównym; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.36

Fig. 7.38. Sketch diagram of the capacitive circuit connected parallel with the vacuum arc in arrangement shown in Fig. 7.36; A, K – anode and cathode of the vacuum chamber KP, u – arc voltage, u_C – voltage on the capacitor C_C , i_a – vacuum arc current, i – current in the main circuit; remaining symbols like in Fig. 7.36

W chwili załączenia pola magnetycznego ($t \geq t_2$, rys. 7.37) zachodzi proces znacznego wzrostu napięcia łuku wskutek oddziaływania pola, co było przedmiotem analizy przedstawionej w punkcie 7.6.2. Wzrost napięcia na kolumnie łukowej powoduje przejście części prądu i w obwodzie głównym przez pojemność C_C , oraz równoczesne zmniejszenie się prądu łuku i_a (rys. 7.38). Skuteczność wyłączenia zależy od dynamiki przejścia prądu i przez obwód kondensatora C_C , co może być też charakteryzowane jako dynamika zmian proporcji między prądami i_C oraz i_a (rys. 7.38). Napięcie łuku u (rys. 7.38) można opisać zależnością (7.14), przy czym – jak widać z oscylogramu (rys. 7.37) – proces skutecznego wyłączenia trwa znacznie krócej niż narost pierwszej półfali napięcia do swej amplitudy $u_{\max 1}$. W początkowej fazie wzrostu napięcia łuku prąd i_C kondensatora komutacyjnego C_C wzrasta na tyle szybko, że na chwilę jest w stanie „przejąć” prąd o wartości bliskiej prądowi i w głównym obwodzie prądowym:

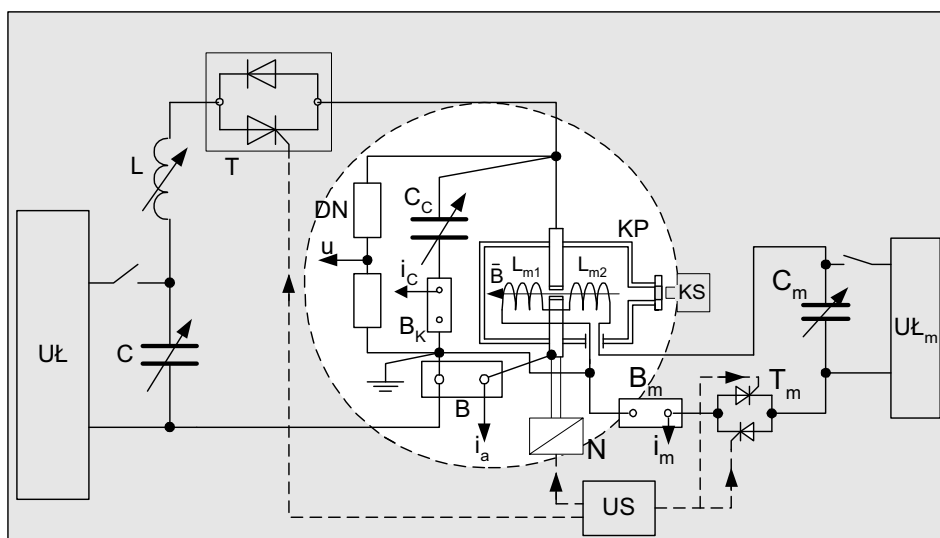
$$i_C \approx i. \quad (7.15)$$

Podczas tego chwilowego przejścia prądu przez obwód kondensatora C_C prąd łuku i_a ulega znacznemu obniżeniu, do wartości na tyle niewielkiej, że następuje zachwianie ciągłości wyładowania. Do zgaszenia łuku wystarczy, aby prąd ten był mniejszy od minimalnego prądu samopodtrzymania wyładowania w łuku dyfuzyjnym (rys. 3.1.i 3.2). Wartość prądu samopodtrzymania jest zależna m.in. od czasu trwania chwilowego zaniku prądu łuku i_a . Analiza zarejestrowanych oscylogramów pozwala na wyciągnięcie wniosku, że jeśli następuje komutacja prądu łuku, to zachodzi ona w początkowej fazie wzrostu napięcia łuku. Z zarejestrowanych oscylogramów, których przykłady przedsta-

wiono na rysunkach 7.37 i 7.40 wynika, że czas ten podczas skutecznego wyłączenia jest rzędu ułamków milisekundy i nie przekracza 1 ms. Jeśli komutacja nie nastąpiła w tym czasie, to łuk nie został wyłączony. Zakładając 1 ms jako graniczną, górną wartość czasu komutacji, można z charakterystyk na rysunkach 3.1 i 3.2 ustalić przedział górnej granicy prądów samopodtrzymania, która zawiera się w zakresie od ułamka ampera do ok. 10 A. Dla styków wykonanych ze spieków miedź-wolfram i miedź-molibden (Cu-W-Th, Mo-C-Cu, rys. 3.2), czyli kompozytów stanowiących zasadniczy składnik materiałów stosowanych na styki łączników próżniowych niskiego napięcia, prąd ten dla czasu 1 ms nie przekracza 5 A. Jest to prąd porównywalny z prądem ucięcia łączników próżniowych, a nawet w wielu przypadkach od nich niższy. Najwyższą wartość prądu samopodtrzymania, ok. 10 A, dla czasu 1 ms mają styki wykonane z wolframu (rys. 3.1).

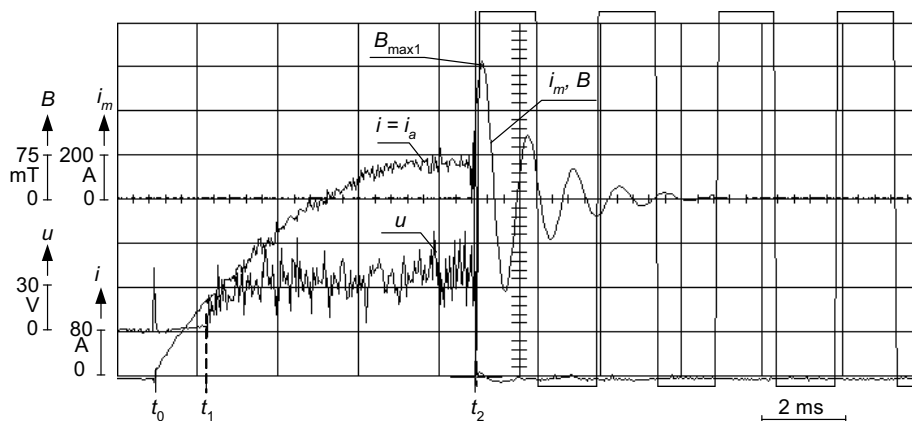
Podsumowując przebieg opisanego tu procesu komutacji, należy zwrócić uwagę na podobieństwo zachodzących zjawisk fizycznych ze zjawiskami zaobserwowanymi podczas wyłączenia przeciwpładem. Bezpośrednią przyczyną wyłączenia zarówno w jednym, jak i w drugim sposobie komutacji jest bowiem sprowadzenie prądu łuku do zera bądź wartości na tyle bliskiej zeru, że dochodzi do przerwania procesu wyładowania. Pole magnetyczne powoduje w opisanym procesie jedynie wzrost napięcia łuku, wskutek czego prąd obwodu jest przez krótki czas przejmowany przez obwód kondensatora bocznikującego styki łącznika, wskutek czego prąd łuku maleje do wartości mniejszej od prądu samopodtrzymania wyładowania w próżni. W tym sensie oba sposoby przerywania prądu są podobne. Krótki czas trwania tego procesu, szacowany w badanym obwodzie jako nie dłuższy niż 1 ms, prowadzi do wniosku, że w procesie wyłączenia istotna jest pierwsza półfala indukcji magnetycznej, a zwłaszcza początkowa faza wzrostu napięcia do pierwszej amplitudy $u_{\max 1}$.

W układzie pomiarowym przedstawionym na rysunku 7.36, gdzie katoda jest bezpośrednio uziemiona, bocznik prądowy B mierzy całkowity prąd i w głównym obwodzie pomiarowym. Po zgaszeniu łuku boczniki B i B_K mierzą ten sam prąd $i = i_C$, co jest widoczne na oscylogramie z rysunku 7.37. Jest to prąd oscylacyjny, płynący po przerwaniu prądu łuku w obwodzie C-L-T- C_C - B_K -B, o częstotliwości wynikającej z częstotliwości rezonansowej tego obwodu. W celu ilustracji przebiegu prądu łuku i_a (rys. 7.38) podczas procesu komutacji dokonano modyfikacji układu pomiarowego tak, jak to zilustrowano w wyróżnionej części schematu na rysunku 7.39. Bezpośredni pomiar prądu łuku za pomocą bocznika B wymagał przesunięcia punktu uziemienia układu na przeciwległą stronę bocznika w stosunku do katody. W ten sposób katoda była uziemiona za pośrednictwem bocznika B, co byłoby nieprawidłowością w przypadku pomiarów parametrów plazmy sondą elektryczną. Również pomiar napięcia łuku za pomocą dzielnika DN jest w takim układzie obarczony błędem wynikającym ze spadku napięcia na boczniku B. Dlatego jako właściwy układ pomiarowy powinien być traktowany układ z rysunku 7.36, natomiast układ z rysunku 7.39 był wykorzystany jedynie do zilustrowania przebiegu samego prądu łuku i_a . Przykładowy przebieg tego prądu zilustrowano na rysunku 7.40.



Rys. 7.39. Schemat układu laboratoryjnego z rys. 7.36, ze zmienionym układem pomiaru prądów i napięcia; i_a – dokładna wartość prądu łuku; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.16 i 7.36

Fig. 7.39. Diagram of the laboratory circuit from Fig. 7.36 with changes in the circuit of currents and voltage measurement; i_a – exact value of the arc current; remaining symbols like in Fig. 7.16 and 7.36



Rys. 7.40. Przykładowy oscylogram, ilustrujący proces komutacji prądu łuku próżniowego $i = i_a$ (rys. 7.38), zarejestrowany w układzie pomiarowym z rys. 7.39;

częstotliwość indukcji magnetycznej 885 Hz; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.37

Fig. 7.40. Exemplary oscillogram illustrating vacuum arc current commutation $i = i_a$

(Fig. 7.38), registered in the circuit shown in Fig. 7.39;

frequency of the magnetic flux density 885 Hz; remaining symbols like in Fig. 7.37

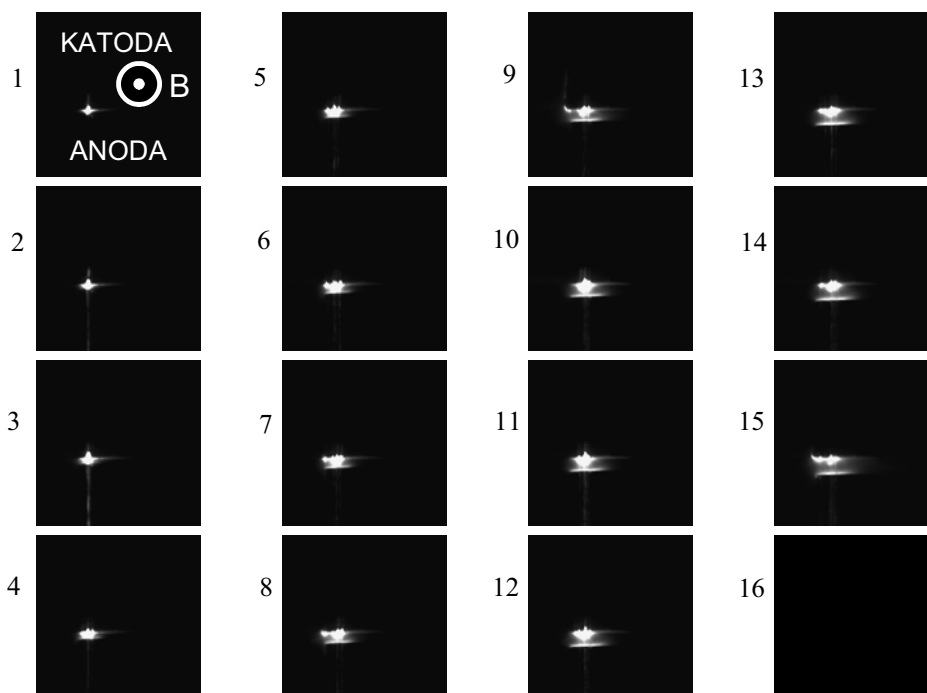
Oscylogram na rysunku 7.40 jest analogiczny do przedstawionego na rysunku 7.37 i ilustruje przebieg prądu i w obwodzie głównym, który w tym przypadku jest równy prądowi i_a (rys. 7.38). W celu większej przejrzystości rysunku nie zarejestrowano tu prądu kondensatora komutacyjnego i_c , którego przebieg nie różni się od przebiegu z rysunku 7.37. Napięcie łuku ma nieco wyższą wartość niż na oscylogramie z rysunku 7.37, co jest spowodowane wspomnianym już błędem, wynikającym z mierzonego dodatkowo spadku napięcia na boczniku B. Istotny jest tu jednak przebieg prądu łuku $i = i_a$, który w chwili załączenia pola magnetycznego zostaje sprowadzony do zera w czasie krótszym niż czas narostu indukcji magnetycznej do swej amplitudy. Przedstawiony oscylogram pozwala oszacować czas trwania procesu komutacji prądu łuku. Na podstawie tego jak i wiele innych podobnych oscylogramów czas ten jest krótszy od 1 ms.

Niezależnie od rejestracji przebiegów oscylograficznych, dla wybranych prób komutacji prądu, wykonano fotografię szybką łuku. Dwie przykładowe fotografie ilustrujące udane próby wyłączenia przedstawiono na rysunkach 7.41 i 7.42.

Analiza fotografii szybkiej łuku jest przydatna przede wszystkim do obserwacji przemieszczania się i kształtu kolumny łukowej. Rysunek 7.41 przedstawia wyłączenie prądu przy stosunkowo dużej stromości narostu indukcji magnetycznej $dB/dt = 740$ T/s, przy częstotliwości indukcji $f_m = 1350$ Hz. Czasowi przed chwilą t_2 odpowiada pozycja łuku zbliżona do tej, jaką widać na kadrze nr 14 i wcześniejszych. Moment wyłączenia przypada w czasie pomiędzy kadrami oznaczonymi numerami 15 i 16. Kadr nr 15 ilustruje końcową fazę palenia się łuku, w której plazma zostaje przemieszczana na krawędź styków, na lewą stronę obrazu. Przemieszczenie to jest zgodne z siłą Lorentza (7.8) oddziałującą na jony i wynika ze zwrotu pierwszej amplitudy pola magnetycznego w stosunku do katody i anody, co zilustrowano na pierwszym kadrze filmu. Zgaszenie łuku następuje na tyle szybko, że na następnym kadrze oznaczonym nr 16 widoczny jest jedynie nikły ślad poświaty po świecącej plazmie łuku. W przeważającej większości czasu ekspozycji tego kadru jest już brak świecenia łuku. Podczas całego procesu komutacji elektrodą aktywną pozostaje katoda, natomiast anoda jest elektrodą pasywną, czyli bez widocznych śladów płamek na jej powierzchni. Pomimo przemieszczenia w kierunku krawędzi styków i częściowego skupienia, któremu towarzyszy znaczny wzrost napięcia, łuk ma nadal cechy wyładowania dyfuzyjnego. Podobne wnioski wynikają z analizy fotografii łuku, przedstawionej w punkcie 7.6.3.

Porównując uchwycony na fotografii moment zaniku prądu łuku i odpowiadający mu oscylogram, można oszacować czas trwania wyłączenia i postać łuku w procesie komutacji. Dla częstotliwości indukcji magnetycznej równej 1350 Hz jej czas narostu do pierwszej amplitudy wynosi ok. 0,185 ms. Na oscylogramie (rys. 7.37) widać, że czas wyłączenia nie przekraczał czasu narastania indukcji do swej pierwszej amplitudy, czyli był krótszy niż 0,185 ms. Z kolei czas ekspozycji kadru przy prędkości kamery 2240 klatek/s wynosił 0,44 ms, a czas przerwy pomiędzy kolejnymi kadrami 0,04 ms. Wynika stąd, że kadr nr 15 zawiera nałożone na siebie dwa obrazy: tuż przed i tuż po

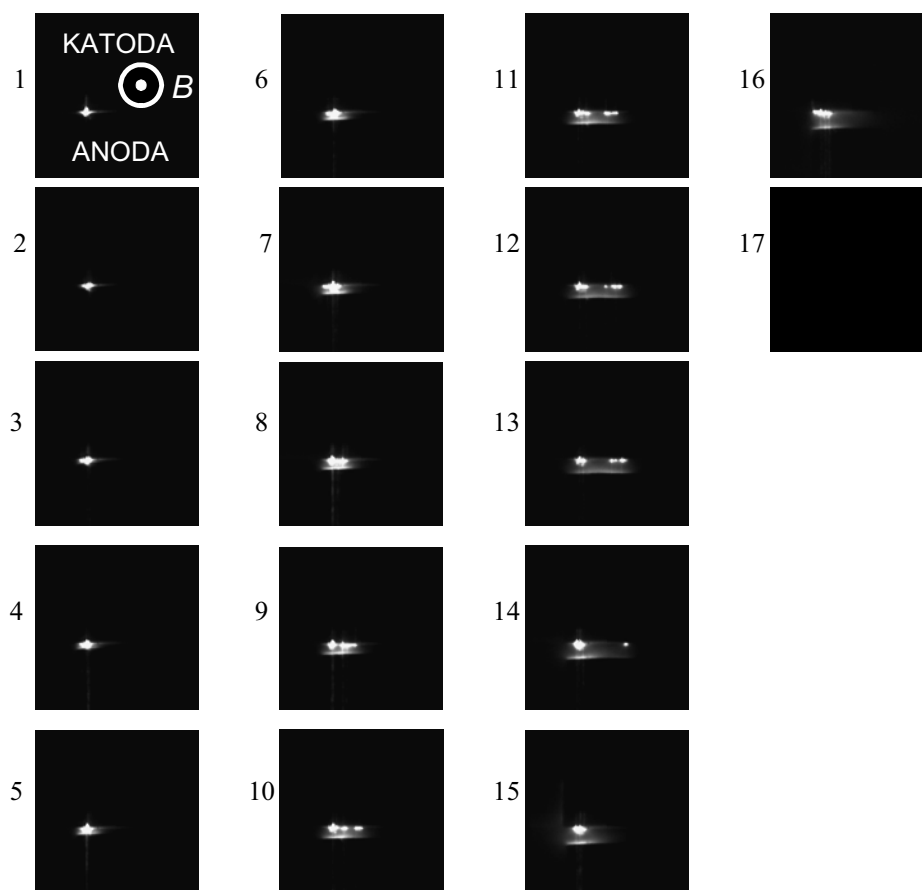
załączeniu pola magnetycznego. Jeśli kadr nr 16 ujmuje jeszcze ostatnią chwilę poświaty łuku, to oznacza, że ostatni fragment obrazu łuku przypada na przerwę 0,04 ms pomiędzy kadrami. Z przytoczonych danych wynika, że przy tej prędkości kamery bardziej przydatny do ustalenia czasu wyłączenia prądu łuku jest oscylogram przebiegu prądu niż fotografia łuku. Czas ten jest krótszy niż 0,185 ms.



Rys. 7.41. Fotografia łuku próżniowego podczas skutecznego wyłączenia prądu (rys. 7.37) wskutek oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego i pojemności bocznikującej styki; usytuowanie katody i anody oraz zwrot indukcji magnetycznej przedstawiono na pierwszym kadrze; częstotliwość indukcji pola magnetycznego $f_m = 1350$ Hz; czas ekspozycji pojedynczego kadru wynosi 0,44 ms
Fig. 7.41. Photograph of the successful vacuum arc extinguishing (Fig. 7.37) using the transverse magnetic field and capacitor connected parallel to the arcing contacts; reciprocal localisation of the arcing contacts and direction of the magnetic field has been presented in the frame No 1; the frequency of the magnetic flux density $f_m = 1350$ Hz; exposition time of a single frame is 0.44 ms

Skupienie kolumny łukowej i wzrost napięcia to zewnętrzne cechy łuku próżniowego, przybierającego postać łuku intensywnego bądź przewężonego [182, 194]. Wzrost napięcia dla takiej postaci łuku można oszacować w zakresie od ok. 50 V do ok. 120 V [259], czyli w zakresie zbliżonym do napięć uzyskiwanych wskutek oddziaływania pola magnetycznego. Z tego względu istnieje pewne podobieństwo pomiędzy łukiem przewężonym a dyfuzyjnym, będącym pod wpływem poprzeczne-

go pola magnetycznego. Odpowiedź na pytanie, na ile to podobieństwo istnieje również w obrazie łuku, daje właśnie fotografia szybka. Na fotografiach wykonanych z użyciem kamery filmowej (rys. 7.26 i 7.28) dla łuku w polu oscylacyjnym bez pojemności bocznikującej styki, obraz łuku przypomina wprawdzie nieco postać łuku przewężonego, jednak intensywność światła kolumny łukowej w porównaniu z intensywnością świecenia plamek katodowych wskazuje na dyfuzyjną postać łuku. Analiza zdjęć wykonanych kamerą cyfrową (rys. 7.41 i 7.42) dla przypadków wyłączenia łuku wykazuje również w pełni dyfuzyjną postać łuku z aktywną katodą i pasywną anodą w chwili wyłączenia prądu. Jest to istotny wniosek, wynikający z przeprowadzonych badań.



Rys. 7.42. Inny przykład fotografii skutecznej komutacji łuku próżniowego jak na rys. 7.41, przy stromości narastania indukcji magnetycznej $dB/dt = 530$ T/s i częstotliwości $f_m = 510$ Hz

Fig. 7.42. Other arc photograph of a successful vacuum arc extinguishing like in Fig 7.41, at the increasing rate of the magnetic flux density $dB/dt = 530$ T/s, and its frequency $f_m = 510$ Hz

Fotografia z rysunku 7.42 prezentuje przypadek jednego z dłuższych czasów wyłączenia, gdy stromość narastania indukcji magnetycznej była najniższa spośród przebadanych i wynosiła 530 T/s, przy częstotliwości indukcji magnetycznej $f_m = 510$ Hz. Z danych tych wynika, że czas trwania narostu półfali indukcji magnetycznej wynosił w tym przypadku ok. 0,5 ms, czyli że proces wyłączenia jest rozciągnięty na niemal trzy kadry o numerach 14, 15 i 16. Na kadrach od nr 1 do 13 widoczny jest stopniowy rozwój dyfuzyjnej postaci łuku próżniowego, w miarę rozchodzenia się styków komory badawczej. Końcowa faza kadru nr 14 ilustruje początek przemieszczania się łuku na lewą stronę krawędzi styków. Dalsze fazy tego ruchu to kadry o numerach 15 i 16, przy czym czas ekspozycji kadru nr 15 odpowiada w całości fazie narostu indukcji magnetycznej, kadr nr 16 ukazuje natomiast końcową fazę procesu gaszenia łuku. Kadr nr 17 to łuk całkowicie zgazowany. Podobnie jak w przypadku fotografii z rysunku 7.41, trudno i tu ustalić dokładny czas wyłączenia łuku i zasadniczo należy się tu kierować oscylogramem. Wynika z niego, że w tym przypadku czas ten nie przekraczał 0,5 ms.

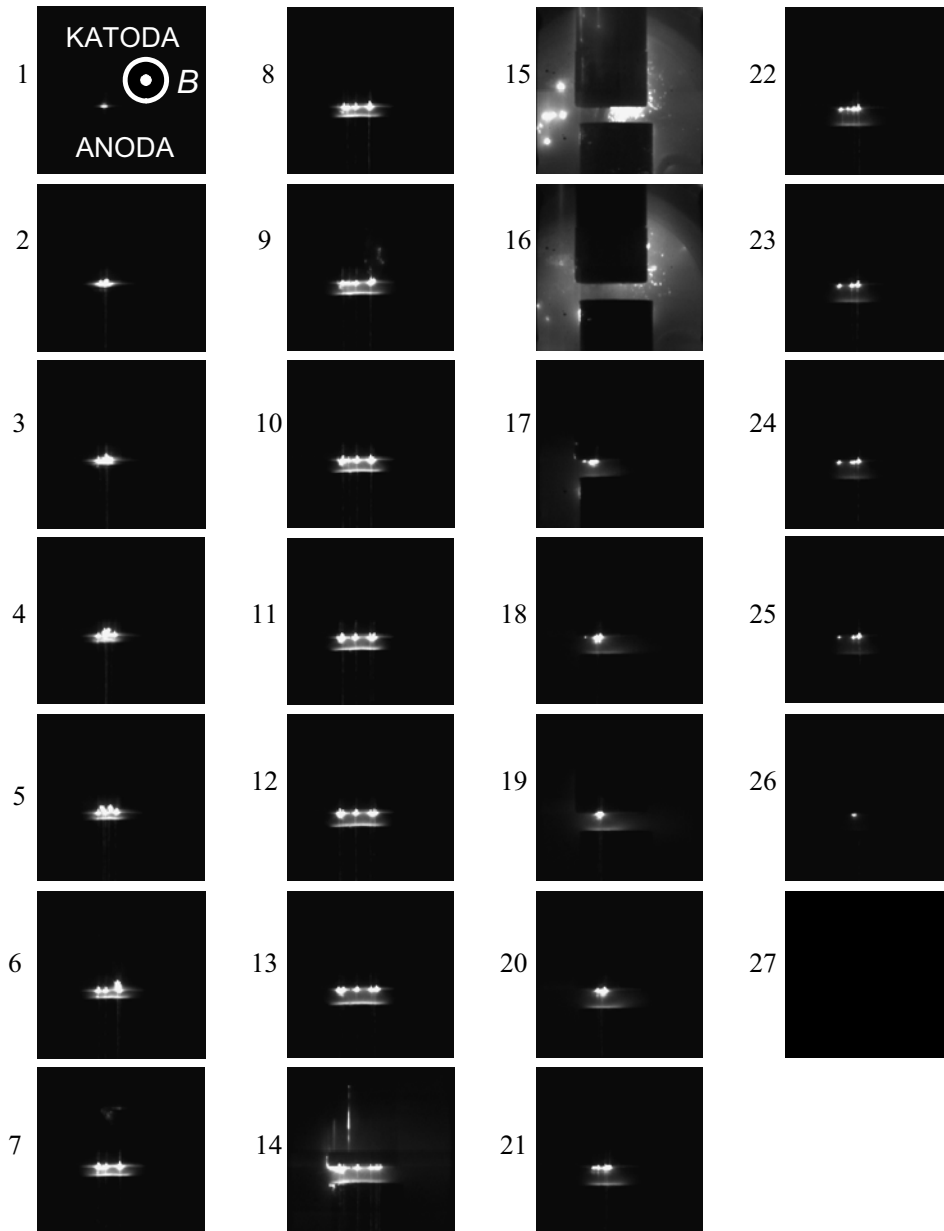
Należy zwrócić uwagę na pewne różnice w specyfice fotografii łuku, wykonanych kamerą filmową (rys. 7.26 i 7.28) i kamerą cyfrową (rys. 7.41 i 7.42). Naświetlenie taśmy filmowej zależy od energii świetlnej, zaabsorbowanej przez materiał światłoczuły pokrywający film, czyli jest proporcjonalne do jasności świecenia filmowanego obrazu i do czasu naświetlania danego kadru. Raster światłoczuły kamery cyfrowej rejestruje natomiast jasność świecenia obrazu podczas nastawionego czasu ekspozycji. Czas ten zależy od szybkości przetwarzania obrazu na postać cyfrową i, jak już wspomniano, w przypadku kamery cyfrowej HiSIS 2000 używanej w relacjonowanych pomiarach wynosił on 0,44 ms. Niezależnie od tego, jaką część przedziału czasu 0,44 ms trwało świecenie danego punktu, jest on zarejestrowany proporcjonalnie do jasności świecenia. Stąd ostatnia chwila świecenia łuku, widoczna na rysunku 7.42 na kadrze nr 16 mogła trwać całe 0,44 ms, ale i znacznie krócej, np. 0,05 ms czy 0,1 ms. W jasności świecenia nie będzie różnicy pomiędzy obrazem z tego kadru a kadrem nr 15, gdzie świecenie musiało obejmować cały czas ekspozycji, czyli 0,44 ms, o ile natężenie światła łuku było podobne. Na taśmie filmowej te zdjęcia wyglądałyby nieco inaczej: kadr nr 15 byłby znacznie jaśniejszy niż kadr nr 16, gdyż jego naświetlenie trwałoby dłużej. Z tego punktu widzenia fotografia wykonana kamerą filmową daje obraz, którego jasność zależy od czasu naświetlania. Na podstawie zdjęć z kamery cyfrowej trudno natomiast niejednokrotnie określić czas trwania świecenia łuku z dokładnością większą niż czas trwania ekspozycji pojedynczego kadru. Dlatego, pomimo że proces wyłączenia widoczny na rysunku 7.42 nie trwał dłużej niż 0,5 ms, jego obraz jest rozłożony aż na trzy kadry, o numerach 14, 15 i 16. Nie oznacza to jednak, że czas trwania tego procesu jest zwykłą sumą czasów ekspozycji trzech kadrów ($3 \times 0,44$ ms) i rozdzielających je czasów przerw ($2 \times 0,04$ ms). Na kadrach 14 i 16 jest to bowiem jedynie niewielki fragment tego procesu. Podobnie należy rozumieć omówioną wcześniej analizę kadru nr 15 i 16 na fotografii z rysunku 7.41.

Na rysunku 7.43 przedstawiono fotografię nieudanej próby wyłączenia łuku, a odpowiadający jej oscylogram zilustrowano na rysunku 7.44. Kadry o numerach od 1 do 13 ilustrują rozwój dyfuzyjnej formy łuku próżniowego. Kadr nr 14 to początek fazy oddziaływania pola magnetycznego i przemieszczania się łuku na lewą stronę obrazu, podobnie jak na fotografiach z rysunków 7.41 i 7.42. Na kadrze nr 15 widoczny jest wzrost intensywności światła łuku, „wyrzucenie” pojedynczych kropli metalu na lewo poza kolumnę łuku oraz przemieszczenie się kolumny na prawo. Przemieszczenie się kolumny na prawo na kadrze nr 15 przypada na czas przeciwnej (ujemnej) półfali oscylacyjnego pola magnetycznego. Świecenie plazmy jest przy tym znacznie bardziej intensywne niż na poprzednich kadrach, podczas stabilnego palenia się łuku (kadry 1–13) oraz w początkowej fazie narostu pola magnetycznego (kadr 14).

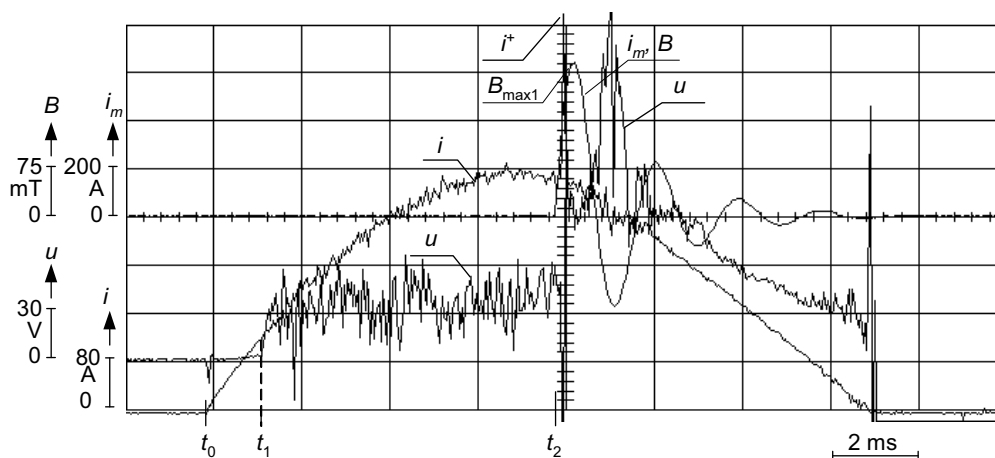
Interpretacja tej obserwacji jest następująca. Jeśli łuk nie został wyłączony do chwili osiągnięcia pierwszej amplitudy jego napięcia $u_{\max 1}$, co zwykle następowało wcześniej niż amplituda indukcji magnetycznej $B_{\max 1}$ (rys 7.17 i 7.18), to wraz z opadaniem napięcia łuku po osiągnięciu amplitudy $u_{\max 1}$, kondensator C_C oddaje energię zgromadzoną podczas narastania napięcia łuku, będąc chwilowym źródłem prądu i_C , przeciwnie zwróconego niż zaznaczony na rysunku 7.38. W ten sposób rozładowanie kondensatora C_C powoduje znaczne zwiększenie prądu łuku i_a (rys. 7.38), zwiększając równocześnie intensywność świecenia łuku, widoczną na kadrach 15 i 16. Ten chwilowy wzrost prądu zaznaczono jako i^+ na oscylogramie na rys. 7.44, gdzie widać, że jego chwilowa wartość przekracza więcej niż dwukrotnie amplitudę prądu łuku. Oddziaływanie elektromagnetyczne tego zwiększonego prądu jest prawdopodobnie przyczyną „wyrzucania” kropli metalu z plazmy łuku, widocznych na kadrach 15 i 16. Należy zauważyć, że efektu „wyrzucania” kropli metalu nie zarejestrowano podczas obserwacji oddziaływania oscylacyjnego poprzecznego pola magnetycznego bez kondensatora bocznikującego C_C , omówionego w punkcie 7.6.3.

Począwszy od kadru nr 18 obraz łuku zmienia się radykalnie, wracając do postaci dyfuzyjnej, na którą w niewielkim stopniu oddziałuje zanikające już oscylacyjne pole magnetyczne. Na kadrze nr 17 widoczne jest jeszcze palenie się łuku na krawędzi styków. Na kadrach 18–20 łuk powraca do przestrzeni międzystykowej, choć ma jeszcze postać skupioną, co na oscylogramie odpowiada fazie podwyższonego napięcia łuku u . Począwszy od kadru nr 21 widoczny jest powrót do klasycznego wyładowania dyfuzyjnego, które trwa aż do chwili naturalnego przejścia prądu przez zero.

Podsumowując obserwacje przypadków nieskutecznego wyłączenia prądu, należy stwierdzić, że rozładowanie się pojemności C_C bocznikującej styki (i^+ , rys. 7.44) jest zjawiskiem bardzo niekorzystnym dla pracy komory próżniowej. Grozi to przemieszczeniem się łuku na osłonę kondensacyjną komory i stopniowym napyłaniem jej części izolacyjnych od wewnątrz, co w efekcie może prowadzić do utraty izolacji. Przypadki takie były obserwowane podczas wcześniejszych badań, w których dokonywano prób wyłączenia prądu stałego [21, 27, 172–176, 289, 293]. Jeżeli wyłączenie jest skuteczne, proces komutacji przebiega sprawnie i bez opisanych negatywnych skutków.



Rys. 7.43. Przykładowa fotografia łuku próżniowego podczas nieudanej próby wyłączenia prądu w oscylacyjnym poprzecznym polu magnetycznym z pojemnością bocznikującą styki
 Fig. 7.43. Exemplary arc photograph of an unsuccessful switching-off operation in an oscillatory magnetic field with the parallel capacitor in the contact arrangement



Rys. 7.44. Oscylogram ilustrujący jedną z nieudanych prób wyłączenia w układzie z rys. 7.39; amplituda prądu łuku 400 A, częstotliwość pola magnetycznego 510 Hz.

Pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.37 i w tekście

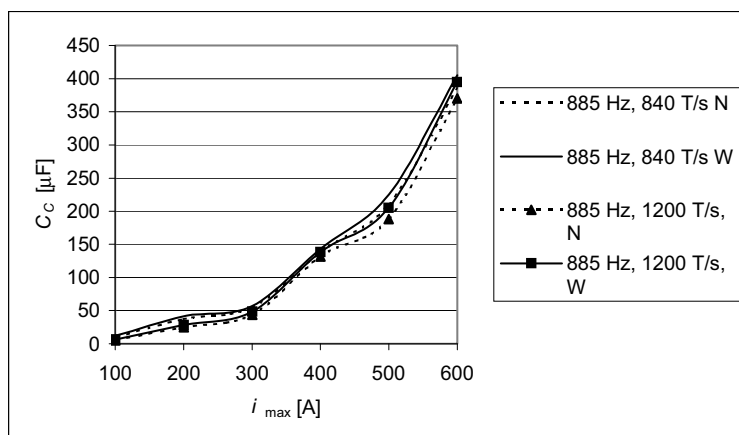
Fig. 7.44. Oscillogram illustrating one of the unsuccessful switching tests using oscillatory, transverse magnetic field in the arrangement presented in Fig. 7.39. Arc current amplitude 400 A, magnetic flux frequency 510 Hz. Remaining symbols μ s are explained in Fig. 7.37 and in the text

Wykonana seria badań z kondensatorem bocznikującym styki łącznika pozwoliła na określenie granicznych wartości pojemności warunkujących skuteczne wyłączenie prądu w układzie probierczym z rysunku 7.36. Wyniki badań zestawiono w tabeli 7.4 oraz na rysunkach od 7.45 do 7.49.

Tabela 7.4. Zestawienie ustalonych eksperymentalnie granicznych wartości pojemności C_C , przy których obserwowano przypadki niewyłączeń (NW) oraz przy których obserwowano 100% wyłączenia obwodu (W), każdorazowo podczas 30 prób w układzie probierczym z rys. 7.36

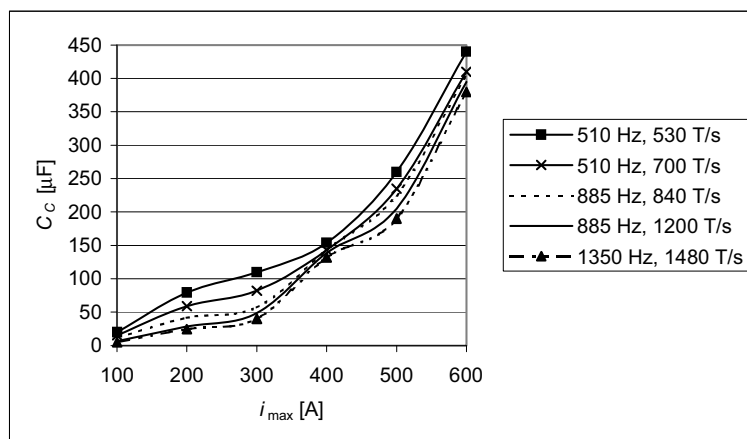
Table 7.4. Statement of experimentally determined boundary values of the capacitance C_C , at which cases of unsuccessful switching operations (NW) as well as 100% of successful operations (W) were observed; each data was obtained during 30 tests in the circuit shown in Fig. 7.36

Amp- lituda prądu łuku i_{max}	Pojemność graniczna C_C [μ F], dla parametrów indukcji magnetycznej:									
	$f = 510$ Hz $B_{max1} = 165$ mT $dB/dt = 530$ T/s		$f = 510$ Hz $B_{max1} = 220$ mT $dB/dt = 700$ T/s		$f = 885$ Hz $B_{max1} = 150$ mT $dB/dt = 840$ T/s		$f = 885$ Hz $B_{max1} = 220$ mT $dB/dt = 1200$ T/s		$f = 1350$ Hz $B_{max1} = 175$ mT $dB/dt = 1480$ T/s	
	[A]	NW	W	NW	W	NW	W	NW	W	NW
100	18,5	20	13,2	15,5	9,8	12	5,4	6,6	4,2	5
200	75	79,5	55	59	37,4	41,8	25,2	28,6	20,4	24,5
300	98	110	75	82	55	57,2	44	48,4	35,5	40
400	145,2	154	138,6	143	138,6	143	132	138,6	125	132
500	245	260	220	235	210	225	188	205	175	190
600	420	440	395	410	385	405	370	395	360	380



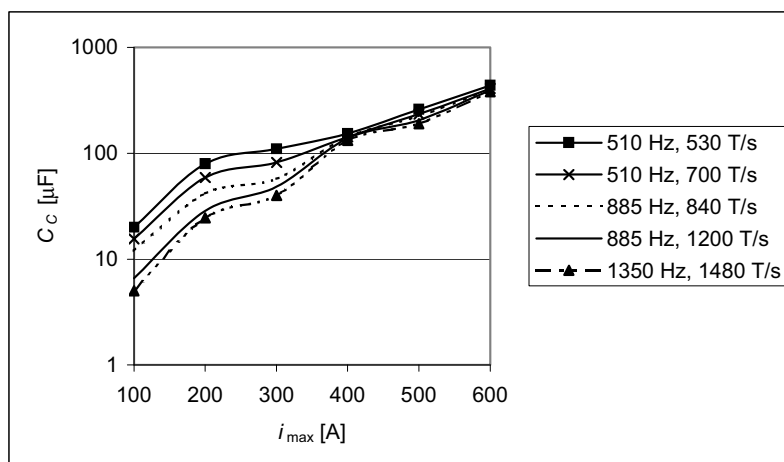
Rys. 7.45. Współzależność granicznych pojemności C_C bocznikujących styki komory próżniowej od amplitudy wyłączanego prądu łuku i_{max} dla tej samej częstotliwości indukcji pola magnetycznego $f = 885$ Hz i dwóch różnych stromości jej narastania: 840 T/s i 1200 T/s; NW – górna, graniczna wartość, przy której obserwowano przypadki niewyłłączeń, W – dolna, graniczna wartość, przy której obserwowano 100% wyłączeń w 30 kolejnych próbach

Fig. 7.45. Correlation between boundary capacitance C_C connected parallel to the vacuum chamber contacts and amplitude of the switched-off arc current i_{max} for the same magnetic flux frequency $f = 885$ Hz and two different its rising velocities: 840 T/s and 1200 T/s; NW – upper boundary value at which unsuccessful interruption were observed, W – lower boundary value, at which 100% successful switching operation at 30 switching tests were observed

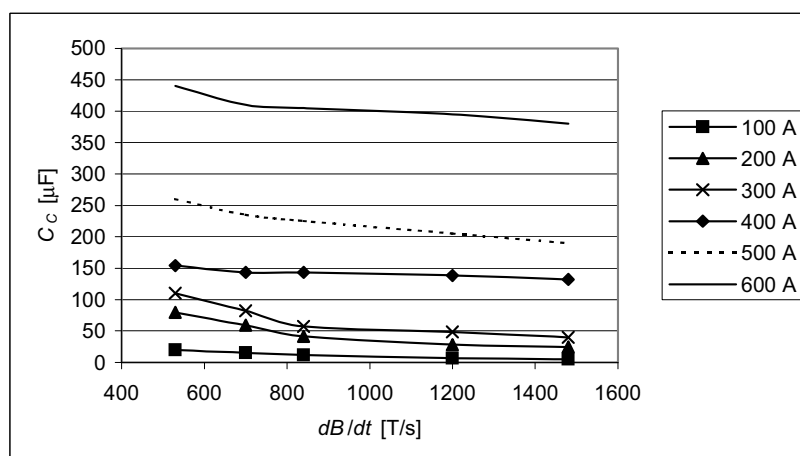


Rys. 7.46. Współzależność granicznej pojemności C_C , przy której następowało skuteczne wyłączenie prądu od amplitudy prądu łuku i_{max} dla różnych częstotliwości indukcji pola magnetycznego f i różnych stromości narastania indukcji magnetycznej dB/dt ; pozostałe oznaczenia jak na rys. 7.45

Fig. 7.46. Correlation between boundary capacitance C_C , at which occur the successful switching-off operation and amplitude of the arc current i_{max} for different magnetic flux frequencies f and rising velocities dB/dt ; remaining symbols like in Fig. 7.45



Rys. 7.47. Zależność jak na rys. 7.46, lecz z pojemnością C_C w skali logarytmicznej
 Fig. 7.47. The same relation like in Fig. 7.46, but with capacitance C_C in the logarithmic scale



Rys. 7.48. Zależność pojemności granicznej C_C , przy której następowało skuteczne wyłączenie, od stromości narastania pola magnetycznego dB/dt , dla różnych amplitud prądu łuku
 Fig. 7.48. Correlation between capacitance C_C , at which occur the successful arc current commutation, and rising rate of the magnetic flux density dB/dt

Analiza wyników badań zawartych w tabeli 7.4 i przedstawionych na rysunkach od 7.45 do 7.48 pozwala na wyciągnięcie następujących wniosków dotyczących wartości granicznej pojemności C_C , przy której uzyskano skuteczne wyłączenie prądu wskutek oddziaływania poprzecznego, oscylacyjnego pola magnetycznego:

1. Wartość pojemności C_C zwiększa się wraz ze wzrostem wartości wyłączanego prądu łuku w sposób nieliniowy (rys. 7.4.6). Zależność $C_C = f(i)$ w skali pół-

logarytmicznej (rys. 7.47) można w przybliżeniu aproksymować linią prostą, co wskazuje na potęgową zależność pojemności od prądu łuku.

2. Wartość pojemności C_C w niewielkim stopniu zależy od częstotliwości indukcji magnetycznej i od jej amplitudy (rys. 7.46), natomiast w umiarkowany sposób zależy od stromości narastania indukcji dB/dt w ten sposób, że wraz ze wzrostem stromości zmniejsza się pojemność graniczna.

3. Istnieje możliwość precyzyjnego (na przyjętym poziomie dokładności) określenia przedziału granicznych wartości pojemności bocznikującej C_C , przy których dochodzi do niewyłączenia i wyłączenia obwodu (rys. 7.45).

7.7.3. Podsumowanie wyników badań dotyczących wymuszonego wyłączenia prądu łuku próżniowego w oscylacyjnym polu magnetycznym

W podsumowaniu punktów 7.6 i 7.7 można sformułować następujące wnioski.

1. Przeprowadzone badania wykazały, że oscylacyjne pole magnetyczne, zastosowane jako jedyny środek wspomagający wymuszone wyłączenie prądu w próżni, nie umożliwia skutecznego wyłączenia obwodu w zakresie przebadanych wartości prądów i napięć, odpowiadających łącznikom próżniowym niskiego napięcia. Efektem oddziaływania tego pola na łuk próżniowy jest oscylacyjny wzrost napięcia łuku i przemieszczanie się plazmy, zgodnie ze zwrotem odpowiadającym sile Lorentza oddziałującej na prąd jonowy w plazmie.

2. Do skutecznego wymuszonego wyłączenia prądu łuku przy zastosowaniu oscylacyjnego pola magnetycznego niezbędne jest zastosowanie innego dodatkowego środka. Środkiem takim w opisanych tu badaniach była pojemność bocznikująca styki łącznika. W pracy wykazano, że istnieje możliwość eksperymentalnego wyznaczenia wartości takiej pojemności. Określono wzajemną współzależność pomiędzy tą pojemnością a komutowanym prądem łuku i parametrami charakteryzującymi oscylacyjne pole magnetyczne.

7.8. Wybrane zagadnienia dotyczące modelowania zjawisk podczas wymuszonego wyłączenia prądu z wykorzystaniem poprzecznego pola magnetycznego

7.8.1. Podstawowe właściwości elektryczne plazmy w polu magnetycznym

Zjawiska zachodzące w łuku próżniowym, będącym pod wpływem pola magnetycznego, są opisane w literaturze, dotyczącej zarówno plazmy, jak i jej modeli magneto-hydrodynamicznych [2, 223, 273, 286] oraz wyładowań w próżni [101, 102, 181, 182, 194, 221]. W pewnym stopniu mogą tu być również przydatne opisy modelowania łuku gazowego [44, 45, 136, 217, 218, 261]. Problematyka ta jest obszernym, wciąż otwartym tematem badawczym, a liczne prace z tego zakresu stanowią stały punkt programów konferen-

cji naukowych poświęconych wyładowaniom łukowym w próżni, zwłaszcza najważniejszej z nich International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). Prezentowana w tym punkcie analiza ma na celu zastosowanie uproszczonych opisów matematycznych do praktycznego wykorzystania wyników badań eksperymentalnych, przedstawionych we wcześniejszych punktach tego rozdziału.

Jedną z podstawowych zależności wykorzystywanych w opisie zjawisk związanych z oddziaływaniem pola magnetycznego na łuk próżniowy jest równanie wyrażające uogólnione prawo Ohma dla plazmy (7.4). Służy ono do opisu wielkości elektrycznych, a wiążąc je z równaniami zachowania masy, momentu i energii (równanie (3.4) lub inna jego wersja), tworzy się modele pozwalające na symulację ruchu plazmy. Zwykle przyjmowany jest kartezjański układ współrzędnych tak, aby wektor indukcji jednorodnego pola magnetycznego pokrywał się z jedną z osi układu. Biegunowy układ współrzędnych jest natomiast wykorzystywany do tworzenia modeli emisji cząsteczek z plamki katodowej w dyfuzyjnym łuku próżniowym [101, 102].

W układzie osi przedstawionych na rysunku 7.49 składnik równania (7.4), opisujący efekt oddziaływania pola Halla, zapisany w postaci macierzowej ma postać:

$$\beta_H \bar{J} \times \frac{\bar{B}}{B} = \begin{bmatrix} 1\bar{x} & 1\bar{y} & 1\bar{z} \\ \beta_H J_x & \beta_H J_y & \beta_H J_z \\ \frac{B_x}{B} & \frac{B_y}{B} & \frac{B_z}{B} \end{bmatrix} = 1\bar{x}(\beta_H J_y) - 1\bar{y}(\beta_H J_x), \quad (7.16)$$

przy założeniu, że wektor indukcji magnetycznej ma niezerową składową jedynie w osi z. Całe równanie (7.4) zapisane w postaci macierzowej ma wówczas postać:

$$\begin{bmatrix} \bar{J}_x \\ \bar{J}_y \\ \bar{J}_z \end{bmatrix} = \sigma \begin{bmatrix} \bar{E}_x^* \\ \bar{E}_y^* \\ \bar{E}_z^* \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \beta_H \bar{J}_y \\ -\beta_H \bar{J}_x \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (7.17)$$

Po przekształceniu równania otrzymuje się ostateczną zależność pomiędzy kolejnymi składowymi gęstości prądu \bar{J} i natężenia pola elektrycznego \bar{E}^* :

$$\begin{aligned} \bar{J}_x &= \frac{\sigma}{1 + \beta_H^2} \bar{E}_x^* - \frac{\beta_H \sigma}{1 + \beta_H^2} \bar{E}_y^*, \\ \bar{J}_y &= \frac{\beta_H \sigma}{1 + \beta_H^2} \bar{E}_x^* + \frac{\sigma}{1 + \beta_H^2} \bar{E}_y^*, \\ \bar{J}_z &= \sigma \bar{E}_z^*, \end{aligned} \quad (7.18)$$

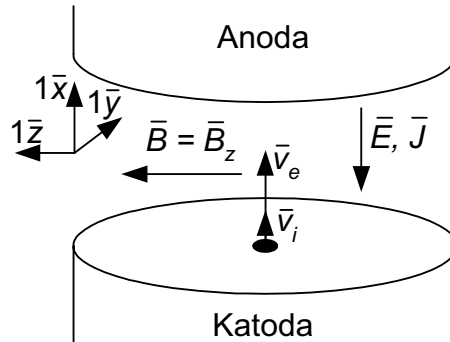
gdzie wyrażenia przy składowych wektora \bar{E}^* to kolejne elementy tensora konduktywności plazmy $\hat{\sigma}$. Oznacza to, że konduktywność plazmy w polu magnetycznym

jest wielkością zorientowaną przestrzennie. W dotychczasowej analizie posługiwano się wielkością σ jako wielkością skalarną, oznaczającą konduktywność plazmy nie będącej pod wpływem pola magnetycznego. Z zależności (7.18) widać, że plazma posiada taką konduktywność jedynie w osi z (rys. 7.45), czyli wzdłuż wektora indukcji magnetycznej. W celu wyróżnienia jej jako składnika tensora, oznaczono ją w dalszej analizie jako σ_0 , czyli wprowadza się oznaczenie $\sigma = \sigma_0$. Wyrażenie (7.18) przyjmuje więc postać:

$$\bar{J} = \sigma \bar{E}^*, \quad (7.19)$$

w której tensor σ wyraża się zależnością:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \frac{\sigma_0}{1 + \beta_H^2} & -\frac{\beta_H \sigma_0}{1 + \beta_H^2} & 0 \\ \frac{\beta_H \sigma_0}{1 + \beta_H^2} & \frac{\sigma_0}{1 + \beta_H^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \quad (7.20)$$



Rys. 7.49. Ilustracja przyjętej konwencji układu współrzędnych i ważniejszych wielkości wektorowych w modelowaniu plazmy łuku próżniowego w jednorodnym polu magnetycznym

Fig. 7.49. Illustration of the assumed co-ordinate system and some important vectors for plasma modelling purposes in the homogenous magnetic field

W płaszczyźnie prostopadłej do wektora indukcji magnetycznej składowe tensora konduktywności w istotny sposób zależą od parametru Halla β_H . Wyróżnia się przy tym dwie konduktywności:

- podłużną σ_1 , w kierunku zgodnym z wektorem natężenia pola elektrycznego,
- poprzeczną σ_2 , w kierunku prostopadłym do natężenia tego pola.

Poszczególne parametry tensora konduktywności można określić zarówno z zależności teoretycznych [2, 273, 286], jak i badań eksperymentalnych [231]. W pracy [231] m.in. zmierzono eksperymentalnie stosunek σ_1/σ_2 , który wynosi ok. 2, co świadczy o znacznej nierównomierności przestrzennego przemieszczania się plazmy w polu magnetycznym. Podobnie składowa σ_0 tensora konduktywności może być ustalona z zależności teoretycznej [273, 286]:

$$\sigma_0 \approx \sigma_e = \frac{en_e v_e}{E} \quad (7.21)$$

lub określona eksperymentalnie jako iloraz prądu i napięcia łuku próżniowego w sytuacji bez oddziaływania pola magnetycznego. W zależności (7.21) założono, że konduktywność σ_0 jest w przybliżeniu równa konduktywności dla prądu elektronowego, przy pominięciu konduktywności dla prądu jonowego. Jest to uzasadnione dominującym udziałem elektronów w przewodzeniu prądu elektrycznego w łuku próżniowym [273, 286].

Dalszy etap modelowania przemieszczania się plazmy polega na wprowadzeniu do tak opisanej przestrzeni międzystykowej modelu poruszania się cząsteczek – nośników prądu. Należy do tego wykorzystać jeden z modeli łuku próżniowego, oparty na magnetohydrodynamicznym modelu przepływów w plazmie. Wśród takich modeli można wyróżnić modele adekwatne do wyładowania dyfuzyjnego [101, 102] oraz modele opisujące łuk wielkoprądowy, przydatne bardziej do symulacji przewężonej formy wyładowania [10, 31, 58, 138, 250, 266]. Należy podkreślić, że korzystanie bezpośrednio z równań magneto-hydrodynamiki plazmy [44, 136, 286] daje bardzo złożony opis matematyczny, co utrudnia rozwiązanie problemu. Modele łuku mają wiele uzasadnionych i przedyskutowanych uproszczeń, co pozwala uzyskać mniej złożony opis matematyczny, przy zachowaniu zadowalającej wierności odwzorowania zjawisk.

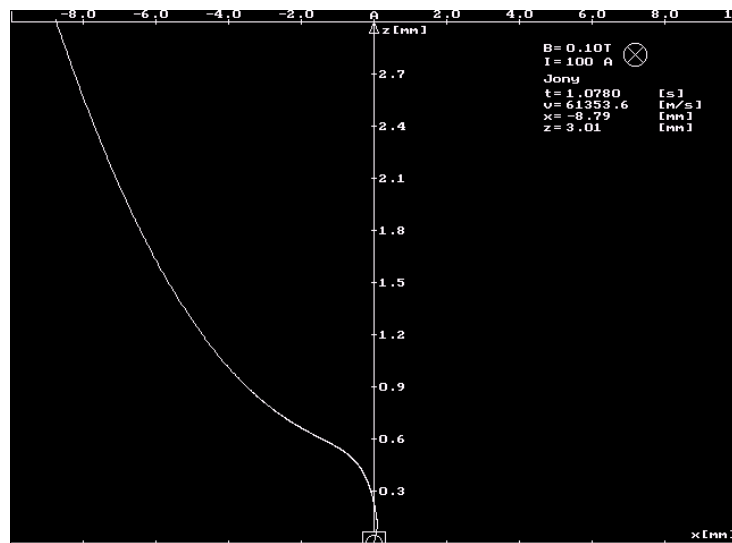
We wcześniejszych pracach autora [153, 179] do modelowania parametrów plazmy w dyfuzyjnym wyładowaniu łukowym w poprzecznym polu magnetycznym zastosowano model plazmy jednoplamkowego łuku próżniowego, opracowany przez Hantzscheho [101, 102]. W następnym punkcie omówiono krótko efekty tych prac.

7.8.2. Wybrane rezultaty obliczeń modelowych przemieszczania się plazmy w poprzecznym polu magnetycznym bez pojemności bocznikującej styki

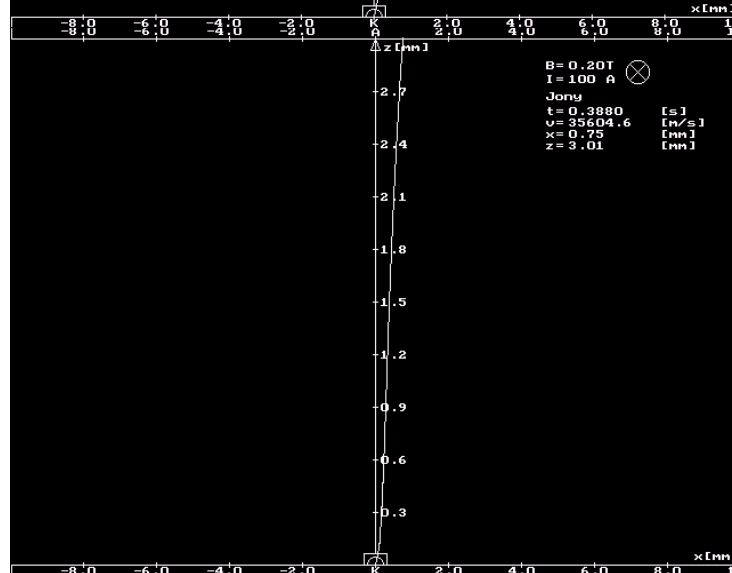
Celem prac opisanych w tym punkcie było opracowanie modelu, umożliwiającego przeprowadzenie symulacji obliczeniowej przemieszczania się cząsteczek plazmy i ustalenie zakresu zmian jej niektórych parametrów elektrycznych, szczególnie wiel-

kości pola Halla i jego wpływu na ruch cząsteczek. Motywacją do tego była inspiracja publikacjami, dotyczącymi możliwości wymuszonego przerywania łuku próżniowego dzięki oddziaływaniu nań polem magnetycznym [13, 14, 71, 94, 142], o czym wspomniano już w punkcie 7.3, oraz próba wykorzystania wyników tych i innych prac [15, 278, 279] do komutacji łuku próżniowego niskiego napięcia. Chodziło też o potwierdzenie słuszności kryteriów (7.9 i 7.10) w odniesieniu do tego łuku.

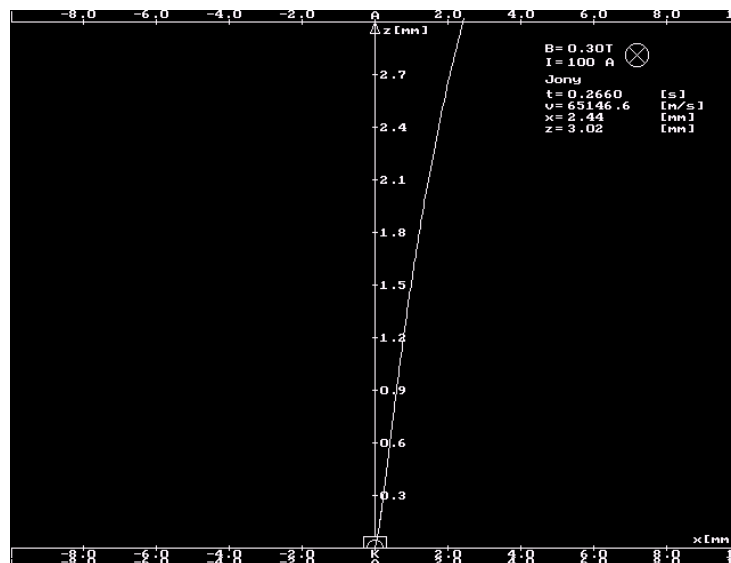
a)
 $B = 0,1 \text{ T}$



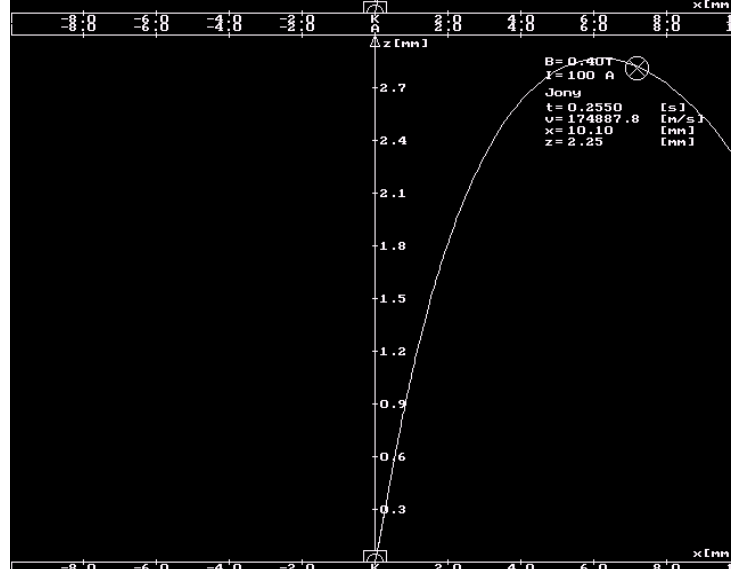
b)
 $B = 0,2 \text{ T}$



c)
 $B = 0,3 \text{ T}$



d)
 $B = 0,4 \text{ T}$

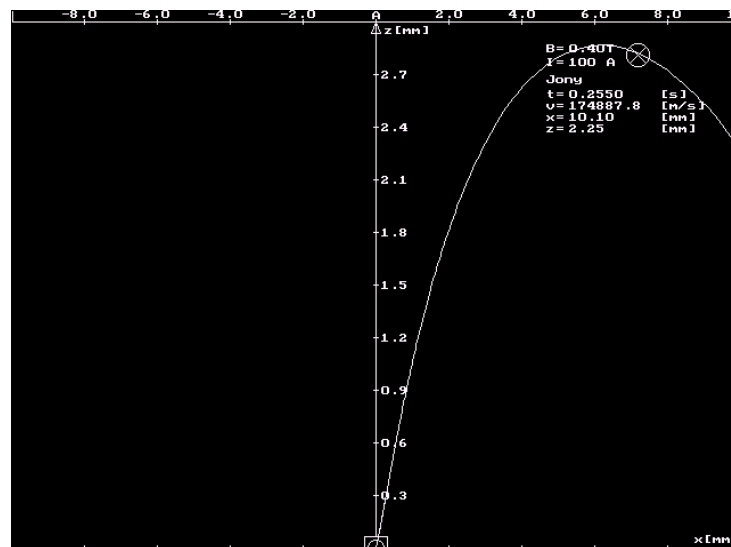


Rys. 7.50. Przykładowa symulacja wypadkowego toru ruchu jonów w jednorodnym polu magnetycznym o różnych, podanych pod wykresami wartościach indukcji magnetycznej B o zwrocie zaznaczonym w rogu każdego wykresu; oś x – pokrywa się z płaszczyzną katody, oś z – odległość od katody do anody, tu 3 mm; prąd łuku 100 A

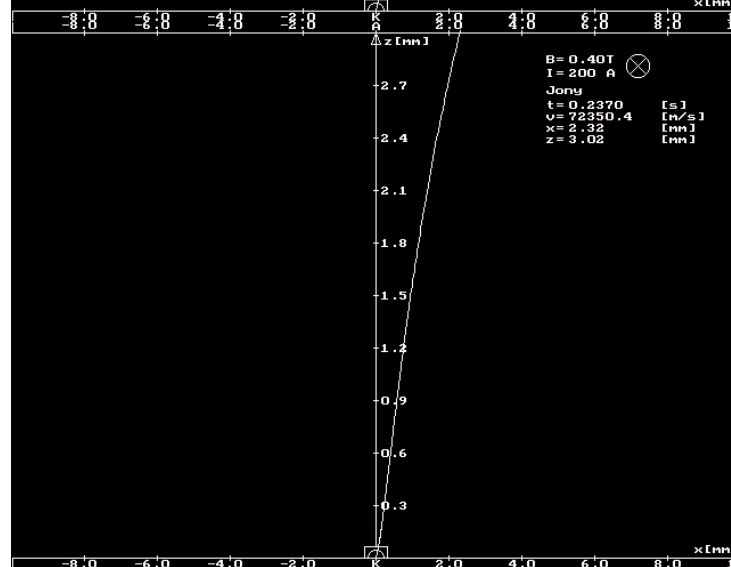
Fig. 7.50. Exemplary simulation of ions resultant trajectory in a uniform magnetic field with different, given under pictures, flux densities B with direction illustrated in the corner of each picture; axis x – overlaps with cathode surface, axis z – distance between cathode and anode, here 3 mm; arc current 100 A

Modelowanie plazmy w polu magnetycznym przeprowadzono z wykorzystaniem modelu dyfuzyjnego wyładowania w próżni, opracowanego przez Hantzsche [101, 102]. Jest to model jednopłamkowy, opisany przy użyciu współrzędnych biegunowych. Hantzsche, wykorzystując równania magneto-hydrodynamiki plazmy: ciągłości masy, momentu i energii (analogiczne do układu równań (3.4)), oblicza następujące parametry elektronów i jonów w plazmie:

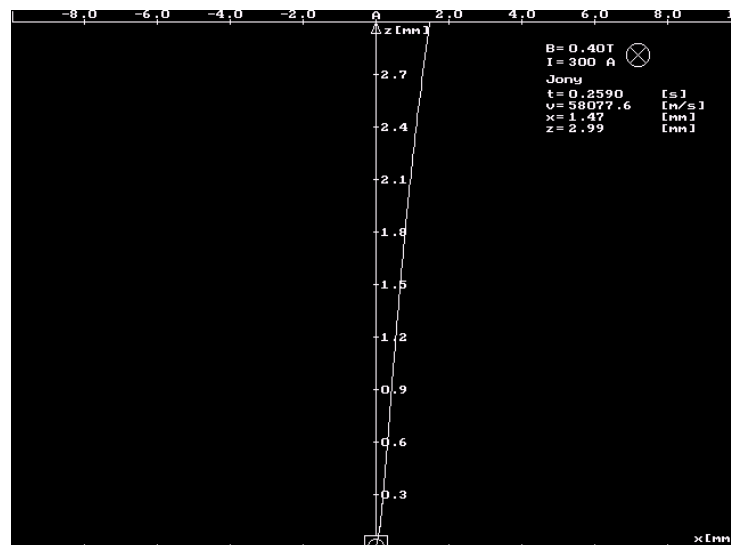
a)
 $I = 100 \text{ A}$



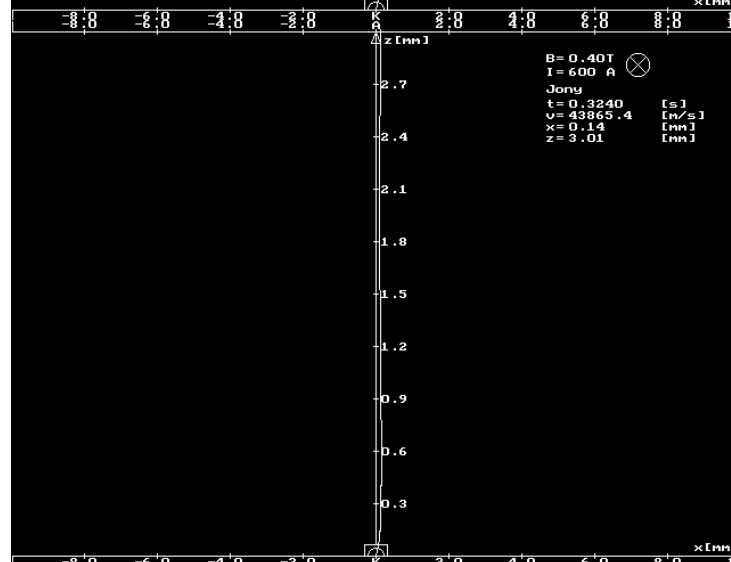
b)
 $I = 200 \text{ A}$



c)
 $I = 300 \text{ A}$



d)
 $I = 600 \text{ A}$



Rys. 7.51. Przykładowa symulacja wypadkowego toru ruchu jonów jak na rys. 7.46, lecz dla stałej wartości indukcji magnetycznej $B = 0,4 \text{ T}$ i różnych wartości prądów łuku I , podanych pod każdym wykresem
Fig. 7.51. Exemplary simulation of ions resultant trajectory like in Fig. 7.46, but for one value of the magnetic flux density $B = 0,4 \text{ T}$ and different arc current values I , given under each picture

- energię kinetyczną,
- temperaturę,
- gęstość,

- prędkość,
- natężenie pola elektrycznego,

jako rozwinięcie szeregu potęgowego, którego wyrazy są funkcją odległości (promienia) r od plamki katodowej i pewnych stałych. Parametry te wprowadzono do przestrzeni międzystykowej z poprzecznym polem magnetycznym, opisanej w punktach 7.2 i 7.8.1. Ze względu na obszerność opisu matematycznego nie zamieszczano go w prezentowanym tu materiale. Jest on dostępny i szczegółowo wyjaśniony w publikacjach Hantzschego [101, 102]. Program obliczeniowy, opracowany w języku Turbo Pascal 7.0 nazwano „Model 1”. Pierwsze rezultaty przeprowadzonych obliczeń zostały opisane w pracach [153, 179].

Omawiany model pozwala na obliczanie następujących parametrów plazmy, będącej pod wpływem poprzecznego, jednorodnego pola magnetycznego:

- natężenia pola elektrycznego,
- gęstości prądu i konduktywności,
- torów ruchu cząsteczek

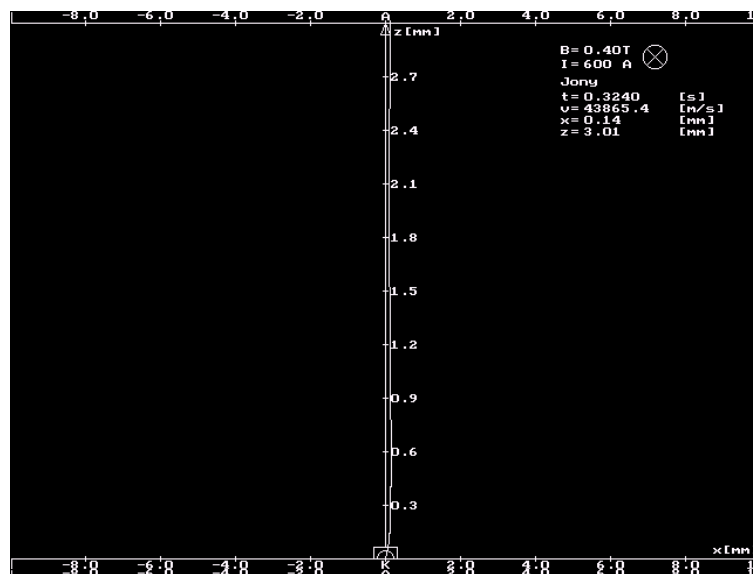
w przestrzeni międzystykowej, dla określonych jej rozmiarów. Przykładowe tory ruchu jonów od plamki katodowej w kierunku anody przedstawiono na rysunku 7.50. W symulacjach tych zastosowano kartezjański układ współrzędnych, w którym osie y i z były zamienione względem układu przedstawionego na rysunku 7.49, stąd odstęp pomiędzy katodą i anodą to parametr narastający wzdłuż osi z .

Analiza wyników symulacji przedstawiona na rysunku 7.50 potwierdza teoretyczną zgodność przebiegu ruchu jonów, z zależnościami opisanymi w pracach [71, 94, 142]. W przypadku niewielkiej indukcji magnetycznej, wynoszącej 0,1 T (rys. 7.50a), widoczny jest początkowy ruch jonów zgodny z oddziaływaniem na nie siłą Lorentza (7.8). W miarę zbliżania się do anody tor ten odchyła się coraz bardziej w prawo, tj. zgodnie ze zwrotem siły Ampera, co jest efektem oddziaływania pola Halla [71, 142]. Dalsze zwiększanie indukcji pola magnetycznego do 0,4 T powoduje coraz to bardziej widoczny efekt oddziaływania pola Halla, a na wykresie odpowiadającym $B = 0,4$ T trajektoria ruchu jonów nie osiąga anody. Istnieje tu pewna analogia pomiędzy takim obrazem ruchu jonów, a istnieniem warstwy pozbawionej prądu jonowego przed anodą, wykazywaną w pracach [71, 142], co zilustrowano na rysunku 7.2. Efekt ten zmniejsza się jednak wraz ze wzrostem prądu łuku, co z kolei zilustrowano na rysunku 7.51, gdzie zilustrowano tory ruchu jonów dla tej samej wartości indukcji magnetycznej $B = 0,4$ T, lecz dla różnych, stopniowo rosnących wartości prądów łuku.

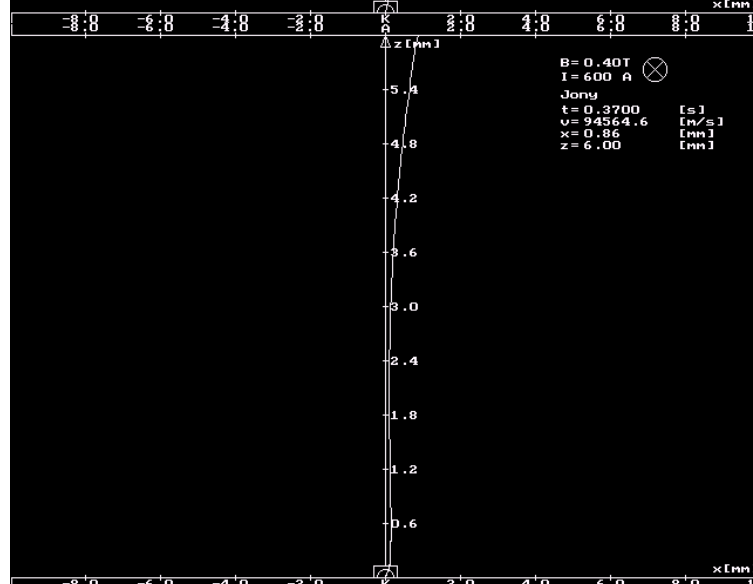
Zmniejszanie się efektu oddziaływania pola magnetycznego wraz ze wzrostem prądu łuku, widoczne na rysunku 7.51, jest w swej istocie podobne do efektu obniżania się przyrostów napięcia łuku wraz ze wzrostem prądu łuku (rys. 7.20). Powodem jest wzrost własnego pola magnetycznego, wytwarzanego przez prąd łuku, które deformuje zewnętrzne pole magnetyczne. To własne pole, utrudniające „przenikanie” kolumny łukowej, jest w oczywisty sposób zależne od wartości prądu łuku. Symulację zmian innych parametrów łuku z wykorzystaniem przedstawionego modelu zamieszczono w pracach [153, 179].

Zależność toru ruchu jonów od odległości międzystykowej zilustrowano na rysunku 7.52, gdzie dla jednej wartości prądu łuku $I = 600$ A i jednej wartości indukcji $B = 0,4$ T zwiększano odległość międzystykową. Dla odległości 3 mm, którą można traktować jako największą stosowaną w łącznikach niskiego napięcia, uzyskano tor ruchu jonów praktycznie prostopadły do powierzchni elektrod, jak gdyby nie oddziaływano nań polem magnetycznym (rys. 7.48a). Dla odległości 16 mm, która jest typową odległością stosowaną w wyłącznikach próżniowych wysokiego napięcia uzyskuje się efekt oddzielenia strumienia jonów od anody podobnie, jak to opisano w pracach [71, 142].

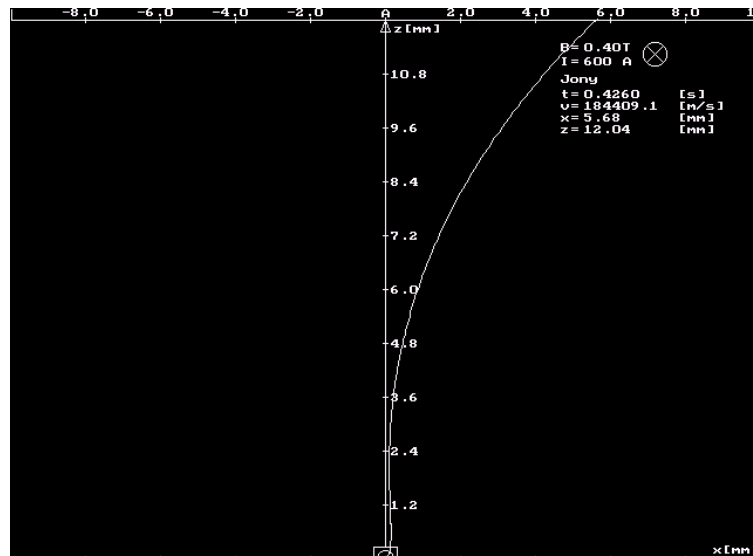
a)
 $d_0 = 3$ mm



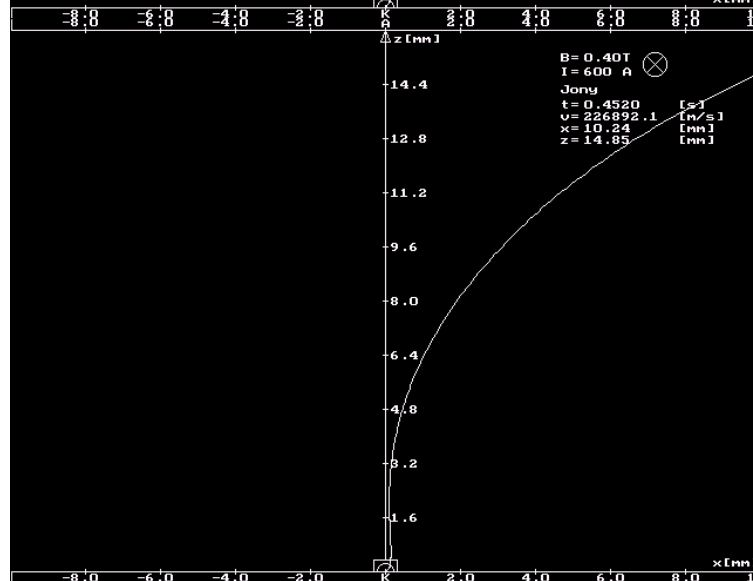
b)
 $d_0 = 6$ mm



c)
 $d_0 = 12 \text{ mm}$



d)
 $d_0 = 16 \text{ mm}$



Rys. 7.52. Przykładowa symulacja wypadkowego toru ruchu jonów jak na rys. 7.46, lecz dla stałych wartości prądu łuku $I = 600 \text{ A}$ i indukcji magnetycznej $B = 0,4 \text{ T}$ oraz stopniowo zwiększanej końcowej odległości międzystykowej d_0 , podanych pod każdym wykresem

Fig. 7.52. Exemplary simulation of ions resultant trajectory like in Fig. 7.46, but for fixed values of the arc current $I = 600 \text{ A}$ and magnetic flux density $B = 0,4 \text{ T}$ and for growing values of the final contact distance d_0 , given under each picture

Efekty powodowane torami ruchu cząsteczek w plazmie zależą więc w istotny sposób od odległości międzystykowej, co w praktyce dotyczy różnic pomiędzy łącz-

nikami próżniowymi niskiego i wysokiego napięcia. Może to tłumaczyć opisane w punktach 7.5 i 7.6 trudności w uzyskaniu obrazu plazmy przedstawionego w pracach [71, 142], w których stosowano komory próżniowe o parametrach zbliżonych do komór łączników wysokiego napięcia. Obliczenia modelowe wykazały że do uzyskania zjawisk opisanych w pracach Kimblina, Emtage i współpracowników [71, 94, 142], polegających na dominacji siły pola Halla i obrazie plazmy przedstawionym schematycznie na rysunku 7.2, potrzebna byłaby w warunkach łączników niskiego napięcia znacznie wyższa wartość indukcji magnetycznej (0,4 T dla prądu 100 A, rys. 7.46d i 7.47a), oraz znacznie wyższe jej wartości dla większych prądów).

Przydatność opracowanego modelu należy ocenić w kontekście wszystkich omówionych wcześniej prac [13, 14, 15, 71, 94, 142], a także prac Fanga [72, 73] oraz Lindmayera i Uphoffa [201, 283]. W ten sposób uzyskuje się szeroki obraz praktycznych możliwości wykorzystania pola magnetycznego do wymuszonego prądu w próżni, prowadzący do kilku poniższych wniosków:

1. Jednym z efektów oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego na łuk próżniowy jest powstanie dwóch przeciwstawnych sił oddziałujących na nośniki prądu w plazmie próżniowej. Pierwsza z nich, związana z parametrem Halla (7.2a) i polem Halla (7.3), oddziałuje na jony zgodnie ze zwrotem siły Ampera (rys. 7.3), druga natomiast oddziałuje na jony zgodnie ze zwrotem siły Lorentza (7.8). Efektem tego jest zjawisko zakrzywienia toru ruchu jonów i w plazmie łuku próżniowego (rys. 7.2), co w zewnętrznych parametrach łuku przejawia się wzrostem jego napięcia. Jak wykazano w pracach [71, 142], w pewnych warunkach wzrost ten może osiągać wartości zbliżone do napięcia zasilania układu (w pracy [71] było to napięcie rzędu 4 kV), co może prowadzić do wyłączenia prądu łuku. Wymaga to jednak nie tylko znacznych wartości indukcji magnetycznej, dynamiki jej narastania, lecz i zapewnienia odpowiedniej długości łuku oraz dobrego wnikania pola magnetycznego w przestrzeń międzystykową.

2. W badaniach eksperymentalnych, w których przyjęto umiarkowane parametry poprzecznego pola magnetycznego, w warunkach odpowiadających łącznikom niskiego napięcia nie uzyskano wyłączenia łuku próżniowego bez zastosowania układów bocznikujących styki komory próżniowej. Obliczenia modelowe wykazały istnienie teoretycznej możliwości uzyskania efektu zilustrowanego na rysunku 7.2 przy znacznych wartościach indukcji magnetycznej (rys. 7.46d) i dla większych odległości międzystykowych (rys. 7.48d). Z prac Fanga [72, 73] wynika, że realna granica uzyskania przewagi siły pola Halla (7.7) nad siłą Lorentza (7.8) odpowiada indukcji magnetycznej powyżej 1 T, co byłoby bardzo trudne i pozbawione ekonomicznego uzasadnienia w zastosowaniu do łączników niskiego napięcia. Wyniki tych analiz prowadzą do wniosku, że praktyczne możliwości zastosowania poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego wyłączenia prądu w próżni wymagają zastosowania dodatkowych układów wspomagających. Jednym z prostszych rozwiązań w tym zakresie są układy pojemnościowe bocznikujące styki komory próżniowej.

7.8.3. Modelowanie wymuszonego wyłączenia prądu w próżni z zastosowaniem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego i układów pojemnościowych bocznikujących styki łącznika

Celem prac przedstawionych w tym punkcie było opracowanie modelu matematycznego, służącego do symulacji procesu wymuszonego wyłączenia prądu w próżni z zastosowaniem oscylacyjnego pola magnetycznego i kondensatora bocznikującego styki łącznika. Przyjęto następujące założenia wyjściowe:

- model powinien być opracowany zgodnie z doświadczeniami opisanymi w rozdziale 7, głównie zaś dotyczy to wyników badań eksperymentalnych, pozwalających m.in. na ustalenie warunków brzegowych i realnych wartości parametrów charakteryzujących dyfuzyjny łuk próżniowy w polu magnetycznym,
- napięcie źródła zasilania powinno się mieścić w zakresie napięć do 1000 V prądu stałego (lub 1000 V amplitudy półfali modelującej przebieg prądu stałego),
- model powinien być stosunkowo prostym narzędziem, służącym do matematycznej interpretacji zjawisk i, jeśli zajdzie potrzeba, będzie rozbudowany o elementy zwiększające jego precyzję w toku dalszych badań.

Ilustracja graficzna pozwalająca na wyprowadzenie charakterystycznych wielkości modelu jest przedstawiona na rysunku 7.38. Z podsumowania zawartego w punkcie 7.7.3 wynika, że wyłączenie prądu łuku i_a polega na chwilowym przejściu prądu obwodu i przez pojemność C_C bocznikującą styki komory próżniowej. Możliwe jest to wówczas, gdy napięcie łuku osiągnie odpowiednio dużą wartość, znacznie przekraczającą napięcie na kondensatorze $u_C(0^-)$, odpowiadające stabilnemu wyładowaniu łukowemu przed załączeniem pola magnetycznego:

$$u > u_C(0^-), \quad (7.22)$$

na czas niezbędny dla skutecznego zaniku prądu łuku. Określenie tego czasu nie jest zagadnieniem prostym. Prąd łuku elektrycznego jest sumą algebraiczną prądu elektronowego (2.5) i prądu jonowego (2.6)

$$i_a = (J_e - J_i)A_C = (ev_e n_e - Zev_i n_i)A_C \quad (7.23)$$

i takie podejście jest stosowane do opisu matematycznego zjawisk w wielu modelach plazmy, np. w pracach [101, 102]. Jony emitowane w łuku dyfuzyjnym z plamek katodowych jedynie w pewnej części docierają do anody, pozostałe albo osadzają się na osłonie kondensacyjnej, albo zgodnie z siłą oddziaływania pola elektrycznego powracają do katody [188, 194]. Szacuje się, że prąd jonowy docierający do anody stanowi jedynie ok. 10% całkowitego prądu łuku [71, 101, 102, 188, 194], pozostałe 90% natomiast to prąd elektronowy. W przybliżonych obliczeniach często pomija się prąd jonowy, zakładając że prąd łuku jest praktycznie równy prądowi elektronowemu:

$$i_a \approx ev_e n_e A_C. \quad (7.24)$$

Z takiego założenia mogłoby wynikać, że czas zaniku wyładowania to czas zaniku prądu elektronowego, a więc czas przelotu elektronów w przestrzeni międzystykowej po zgaszeniu plamki katodowej. Jednak analiza plazmy z wykorzystaniem równań magnetohydrodynamiki [273, 286] daje obraz plazmy jako „płynu”, złożonego ze wszystkich rodzajów cząsteczek: elektronów, jonów i cząsteczek neutralnych. Taki obraz plazmy łuku próżniowego został opracowany i zastosowany przez Boxmana [29]. Wprowadził on wielkości nazywane stałą proporcjonalności masy, odpowiednio: k_i dla jonów oraz k_n dla cząsteczek neutralnych oraz parametr nazywany gęstością masy (*mass density*) w płynie plazmowym. Początkowe, tj. przed oddziaływaniem zewnętrznego pola magnetycznego, gęstości masy odpowiednio dla jonów ρ_{i0} i cząsteczek neutralnych ρ_{n0} wyrażają się zależnościami [29]:

$$\rho_{i0} = c_e c_c \frac{im_n}{Zev_{i0}A_C} = k_i \frac{i}{A_C}, \quad (7.25)$$

$$\rho_{n0} = \frac{1 - k_m - c_c m_n}{eZ} \frac{ic_e}{v_{n0}A_C} = k_n \frac{i}{A_C}. \quad (7.26)$$

Wynikająca z tych zależności gęstość elektronów w płynie plazmowym wynosi

$$n_e = \frac{Z\rho_{i0}v_{i0}}{m_n v_0} = \frac{Zk_i v_{i0} i}{m_n v_0 A_C}. \quad (7.27)$$

Z przytoczonych równań można określić konkretne współzależności pomiędzy gęstością poszczególnych składników plazmy. Jak już wcześniej podano, składników plazmy nie należy traktować jako odseparowanych strumieni cząsteczek, lecz jako powiązane wzajemnie wielkości. Długość Debye’a (4.3) jest jedną z nich. Wynika stąd, że nawet w przypadku przyjęcia prądu łuku jako równego prądowi elektronowemu (7.24), czas zaniku zjonizowanej plazmy po zaniku procesów emisyjnych z katody, czyli po zaniku plamek katodowych, należy przyjąć jako czas porównywalny z czasem przelotu jonów pomiędzy anodą i katodą przy pełnym odstępnie międzystykowym d_0 :

$$t_{Fi} = \frac{d_0}{v_i}. \quad (7.28)$$

Wszystkie prędkości występujące w zależnościach (7.23)–(7.28) są prędkościami dryfowymi (kinetycznymi), w odróżnieniu od prędkości termicznych. Prędkość dryfowa jonów jest rzędu $(1-2) \times 10^4$ m/s [29, 188] i jest ok. 5–10 razy większa od ich prędkości termicznej. Uwzględniając największy końcowy odstęp międzystykowy w analizowanych tu warunkach jako równy 6 mm, z zależności (7.28) otrzymuje się górną wartość czasu przelotu jonów:

$$t_{Fi \max} \approx 0,6 \mu\text{s}. \quad (7.29)$$

Proces komutacji prądu łuku próżniowego, w szczególności w rozważanym przypadku użycia pola magnetycznego, polega na tym, że w wyniku krótkotrwałego zaniku prądu łuku i_a na skutek wspomnianego już chwilowego „przejęcia” prądu obwodu i przez pojemność C_C bocznikującą styki (rys. 7.38) zostają zachwiane procesy emisyjne zachodzące w plamkach katodowych, co prowadzi do przerwania wyładowania. Istnieje tu duże podobieństwo do analizy przedstawionej w rozdziale 3, opartej na modelu Andrews i Vareya, gdzie przemieszczająca się granica pomiędzy warstwą jonów a neutralną plazmą była miernikiem szybkości odzyskiwania wytrzymałości połukowej. W rozpatrywanej tu sytuacji obraz zjawiska jest jednak nieco odmienny, ponieważ biegunowość elektrod, tj. katody i anody, pozostaje taka sama przed i po komutacji prądu. Dopiero po wyłączeniu prądu łuku i_a biegunowość ta odpowiada napięciu na kondensatorze rozładowującym się poprzez źródło prądu i obwód zewnętrzny.

Przeprowadzone badania (punkt 7.6) oraz prace Lindmayera i Uphoffa [201, 283] wykazały, że napięcie łuku próżniowego będącego pod wpływem oscylacyjnego pola magnetycznego można aproksymować zależnością (7.14). Prace eksperymentalne opisane w punkcie 7.7 potwierdziły, że decydujące znaczenie dla skutecznego wyłączenia prądu łuku ma tu pierwsze, narastające zbrocze przebiegu indukcji magnetycznej dB/dt , a tym samym pierwsze narastające, w wyniku oddziaływania tej indukcji, zbrocze napięcia łuku $du_{\max 1}/dt$. Dlatego w dalszej analizie pominięto wpływ tłumienia oscylacyjnego przebiegu indukcji i napięcia, wyrażony w zależności (7.14) eksponentem $\exp(t/\tau_m)$. Pierwsza amplituda przyrostu napięcia łuku u_+ wskutek oddziaływania pierwszej amplitudy pola magnetycznego wyraża się zależnością:

$$u_+ = |(u_+)_{\max} \sin(\omega_m t)| \quad (7.30)$$

Wziąwszy pod uwagę, że napięcie łuku ma znak dodatni w stosunku do potencjału katody, w dalszym opisie matematycznym zrezygnowano z oznaczenia wartości bezwzględnej w wyrażeniu (7.30). Przed załączeniem pola magnetycznego na pojemności C_C zgromadzony był ładunek

$$Q_{C0} = Q_C(0^-) = C_C U_a. \quad (7.31)$$

Prąd kondensatora podczas stabilnego wyładowania łukowego (rys. 7.37) jest praktycznie równy zeru:

$$i_C(0^-) = 0, \quad (7.32)$$

natomiast prąd obwodu i jest równy prądowi łuku próżniowego:

$$i(0^-) = i_a. \quad (7.33)$$

Po załączeniu pola magnetycznego ładunek na kondensatorze wzrasta o wartość Q_{C+} , wynikającą z podwyższenia się napięcia na łuku próżniowym, w wyniku czego

przez kondensator zaczyna płynąć prąd i_C . Z bilansu prądów zilustrowanych na rysunku 7.38 wynika, że

$$i_C = i - i_a \approx i - ev_e n_e A_C. \quad (7.34)$$

Z drugiej strony prąd kondensatora można wyrazić równaniem:

$$i_C = C_C \frac{du_C}{dt} = C_C \frac{du_+}{dt} = \frac{dQ_{C+}}{dt}. \quad (7.35)$$

Stromość narastania napięcia du_+/dt można zapisać jako

$$\frac{du_+}{dt} = \omega_m (u_+)_{\max} \cos(\omega_m t), \quad (7.36)$$

a jej maksymalna wartość wynosi

$$\left(\frac{du_+}{dt} \right)_{\max} = \omega_m (u_+)_{\max}. \quad (7.37)$$

Całkowity ładunek zgromadzony na pojemności C_C w procesie komutacji, tj. w czasie od chwili t_2 (rys. 7.37 i 7.40), przyjmowanej jako chwila zerowa rozpoczęcia procesu komutacji do chwili t_{Fi} (7.28), można wyrazić zależnością:

$$Q_C = Q_{C0} + Q_{C+} = Q_{C0} + \int_0^{t_{Fi}} i_C dt = Q_{C0} + \int_0^{t_{Fi}} (i - ev_e n_e A_C) dt. \quad (7.38)$$

Uwzględnivszy założenie, że prąd i ma stałą wartość, przyrost ładunku Q_{C+} na kondensatorze spowodowany oddziaływaniem pola magnetycznego wyraża się zależnością:

$$Q_{C+} = it_{Fi} - eA_C \int_0^{t_{Fi}} v_e n_e dt. \quad (7.39)$$

Warunek, aby kondensator C_C był w stanie przejąć ładunek związany z przepływem prądu obwodu i w czasie t_{Fi} , tj. do chwili gdy $i \approx i_C$, oraz $i_a \approx 0$, można zapisać następująco:

$$Q_{C+} = \int_0^{t_{Fi}} i_C dt \leq C_C (u_+)_{\max}, \quad (7.40)$$

gdzie prawa strona nierówności reprezentuje ładunek, jaki może być zgromadzony na pojemności C_C w wyniku wzrostu napięcia co najwyżej o maksymalną wartość $(u_+)_{\max}$.

Rozwiązanie równania (7.39) daje przebieg zmian ładunku kondensatora C_C w czasie. Całka oznaczona $\int_0^{t_{Fi}} v_e n_e dt$ w tej zależności jest możliwa do rozwiązania

po przyjęciu określonych założeń modelu magneto-hydrodynamicznego [29, 44, 101, 102, 181, 223, 273, 286] i może dać różne rozwiązania, zależnie od przyjętych uproszczeń i warunków brzegowych w układzie równań ciągłości masy, momentu i energii, analogicznych do (3.4). Stopień złożoności takiego modelu jest zależny od przyjętego zapisu zmian funkcji $v_e n_e(t)$. W szczególności można tu wykorzystać zależności zastosowane w innych modelach znanych z literatury, np. (7.25)–(7.27) z pracy [29] lub [101, 102]. Należy tu dodać, że zarówno prędkość elektronów jak i ich gęstość są nie tylko funkcją czasu, lecz i położenia w przestrzeni. Ze względu na obszerność tych zagadnień, w prezentowanej pracy nie rozwinięto ich w sposób pełny, lecz przyjęto najbardziej uproszczoną wersję obliczeń. Uzasadnieniem takiego podejścia jest fakt, że głównym celem prezentowanych obliczeń jest potrzeba symulacji wymuszonego wyłączenia prądu z użyciem pojemności bocznikującej styki łącznika próżniowego, w celu określenia kryteriów skuteczności takiej komutacji, bez analizy pełnego obrazu zjawisk w plazmie na prezentowanym tu etapie badań.

Korzystając z zależności (7.39), ładunek zgromadzony na pojemności C_C w wyniku przyrostu napięcia łuku można zapisać w postaci:

$$Q_{C+} = \int_0^{t_{Fi}} i_C dt = \int_0^{t_{Fi}} C_C \omega_m (u_+)_{\max} \cos(\omega_m t) dt = C_C (u_+)_{\max} \sin(\omega_m t_{Fi}). \quad (7.41)$$

Zakładając wartość częstotliwości w obwodzie prądu magnesującego w zakresie od kilkuset Hz do ok. 2 kHz, otrzymamy przybliżony zakres pulsacji

$$\omega_m \approx (2-12) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}. \quad (7.42)$$

Uwzględniając zależności (7.29) i (7.42), wartość wyrażenia $\omega_m t_{Fi}$ we wzorze (7.41) można oszacować w zakresie:

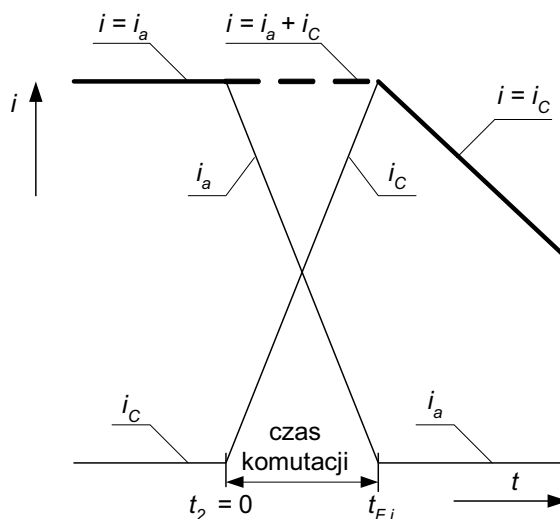
$$\omega_m t_{Fi} \approx 2\pi(0,19-1,15) \cdot 10^{-3} \approx (1,2-7,2) \cdot 10^{-3}. \quad (7.43)$$

Dla tak niewielkich wartości argumentu funkcji sinus można założyć:

$$\sin(\omega_m t_{Fi}) \approx \omega_m t_{Fi}, \quad (7.44)$$

stąd

$$Q_{C+} \approx C_C \omega_m (u_+)_{\max} t_{Fi}. \quad (7.45)$$



Rys. 7.53. Graficzna ilustracja przebiegu prądu łuku i_a i prądu kondensatora i_C w procesie komutacji; i – wyłączany prąd obwodu, t_2 – chwila załączenia oscylacyjnego pola magnetycznego (rys. 7.37 i 7.40, t_{Fi} – chwila zakończenia komutacji).

Fig. 7.53. Graphical illustration of the arc current i_a and capacitor current i_C during the commutation process; i – switched-off circuit current, t_2 – switching-on time instant of the oscillatory magnetic field (Fig. 7.37 and 7.40), t_{Fi} – the final moment of the commutation process.

Wartość ładunku Q_{C+} można również obliczyć z zależności (7.39). Rozwiązanie tego równania jest, jak już wspomniano, zależne od przyjętej funkcji $v_e n_e(t)$. W uproszczonych rozważaniach przyjęto gęstość elektronów dla „pływu” plazmowego, zgodnie z zależnością (7.27). Po uwzględnieniu stałej wartości następujących wielkości: Z , k_i , v_{i0} , m_n , równanie (7.39) przyjmuje postać:

$$Q_{C+} = it_{Fi} - \frac{eZk_i v_{i0}}{m_n} \int_0^{t_{Fi}} \frac{v_e}{v_0} i_a dt. \quad (7.46)$$

W dalszym ciągu analizy wprowadzono następujące dodatkowe założenia upraszczające:

- prąd obwodu i ma stałą wartość podczas procesu komutacji i jest w każdej chwili równy sumie prądu łuku i_a i prądu kondensatora i_C (rys. 7.38), zgodnie z zależnością (7.34):

$$i = i_a + i_C = \text{const} \quad (7.47)$$

- założono stałą wartość ilorazu v_e/v_0 w zależności (7.46); uzasadnieniem tego jest duży stopień wzajemnej współzależności prędkości i gęstości elektronów, jonów i cząstek neutralnych w plazmie (7.25–7.27),

• założono, że przybliżony przebieg prądów: łuku i_a oraz kondensatora i_C (rys. 7.38) jest taki, jak to przedstawiono na rys. 7.53, czyli liniowy w przedziale czasu od zera (chwila t_2) do t_{Fi} ; uzasadnia to zależność (7.47) oraz zależność (7.41)–(7.45), z których wynika, że w czasie komutacji (t_2-t_{Fi}) prąd kondensatora i_C jest praktycznie liniowy; zgodnie z tym założeniem prąd łuku w przedziale czasu (t_2-t_{Fi}) można wyrazić zależnością

$$i_a = i \left(1 - \frac{t}{t_{Fi}} \right). \quad (7.48)$$

Uwzględniając powyższe założenia, zależność (7.46) zapiszemy w postaci

$$Q_{C+} = it_{Fi} - \frac{eZk_i v_{i0} v_e}{m_n v_0} \left(it_{Fi} - \frac{1}{2} it_{Fi} \right) = it_{Fi} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{eZk_i v_{i0} v_e}{m_n v_0} \right). \quad (7.49)$$

Przyrównując do siebie zależności (7.45) i (7.49), otrzymuje się warunek na minimalną wartość pojemności $C_{C\min}$ niezbędnej do skutecznego wyłączenia prądu łuku:

$$C_{C\min} = \frac{i \left(1 - \frac{1}{2} \frac{eZk_i v_{i0} v_e}{m_n v_0} \right)}{(u_+)_{\max} \omega_m}. \quad (7.50)$$

Po podstawieniu stałych: e , Z oraz typowych wartości w miejsce poszczególnych wielkości w liczniku równania (7.50) [29]:

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As},$$

$$Z = 1,8,$$

$$k_i = 3,4 \cdot 10^{-12} \text{ kg/Am},$$

$$v_{Di0} = 1,1 \cdot 10^4 \text{ m/s},$$

$$v_{De} = 7,2 \cdot 10^4 \text{ m/s},$$

$$m_n (\text{Cu}) = 1,06 \cdot 10^{-25} \text{ kg},$$

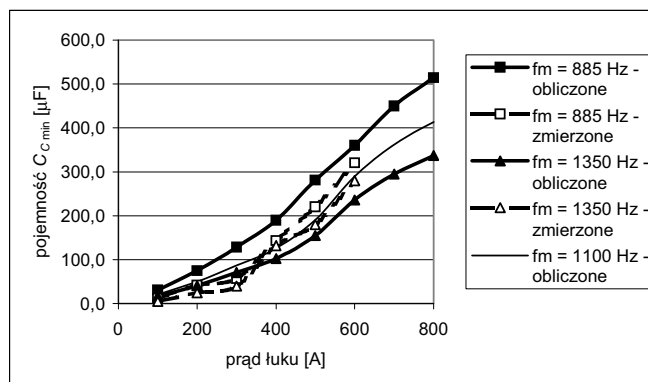
$$v_0 = 7,4 \cdot 10^3 \text{ m/s},$$

otrzymuje się przybliżoną wartość wyrażenia:

$$1 - \frac{1}{2} \frac{eZk_i v_{i0} v_e}{m_n v_0} \approx 0,5, \quad (7.51)$$

stąd przybliżona wartość minimalnej pojemności $C_{C\min}$ wynosi

$$C_{C\min} \approx \frac{1}{2} \frac{i}{(u_+)_{\max} \omega_m}. \quad (7.52)$$



Rys. 7.54. Porównanie wartości minimalnej pojemności C_{Cmin} zapewniającej skuteczne, wymuszone wyłączenie łuku próżniowego z użyciem oscylacyjnego pola magnetycznego, obliczonej z zależności (7.54) przy współczynniku $k_{\omega} = 2$, z wartościami uzyskanymi na drodze eksperymentalnej

Fig. 7.54. Comparison of lowest capacitance C_{Cmin} necessary for a successful forced switching-off of the vacuum arc using an oscillatory magnetic field, calculated according to the formula (7.54) at factor $k_{\omega} = 2$, with values obtained during experiments

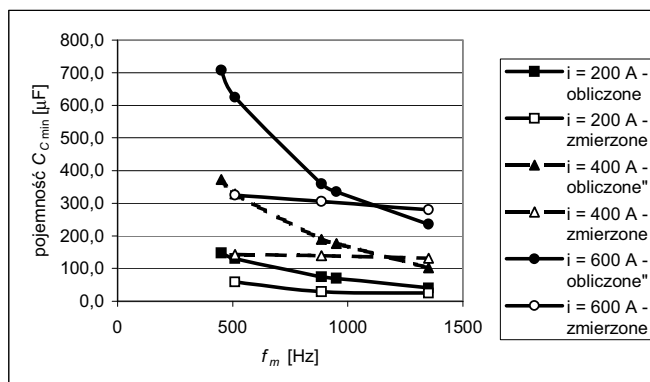
Porównanie wstępnych wyników obliczeń z wynikami pomiarów doprowadziło do wniosku, że pojemności C_{Cmin} obliczone z zależności (7.52) wyraźnie przekraczają wartości uzyskane w wyniku eksperymentu. Po analizie przebiegów napięcia łuku (rys. 7.17 i 7.18) wyciągnięto wniosek, że przebiegi te w rzeczywistości na tyle odbiegają od przebiegu sinusoidalnego (7.14), że mogą stanowić przyczynę rozbieżności. Dotyczy to przede wszystkim stromości narastania napięcia, wyraźnie większej od tej, która wynika z przyjętej zależności (7.14), co oznacza, że zachodzi zależność:

$$\left(\frac{du_+}{dt}\right)_{\max} = (u_+)_{\max} \omega_m > \left(\frac{dB}{dt}\right)_{\max} = B_{\max} \omega_m. \quad (7.53)$$

Dlatego do zależności (7.52) wprowadzono współczynnik k_{ω} , korygujący wartość pulsacji ω_m . Analiza oscylogramów wykazała, że współczynnik ten powinien mieć wartość zawierającą się w przedziale od 1 do 3. W efekcie ostateczna postać zależności określającej minimalną pojemność C_C zapewniającą skuteczne wyłączenie obwodu jest następująca:

$$C_{Cmin} \approx \frac{1}{2} \frac{i}{(u_+)_{\max} k_{\omega} \omega_m}. \quad (7.54)$$

Do obliczeń symulacyjnych przeprowadzonych w pracy przyjęto współczynnik $k_{\omega} = 2$. Wyniki obliczeń wraz z wynikami pomiarów zestawiono na rysunkach 7.54 i 7.55.



Rys. 7.55. Porównanie zależności $C_{Cmin} = f(f_m)$ obliczonej z równania (7.54) przy współczynniku $k_\omega = 2$, z wartościami uzyskanymi na drodze eksperymentalnej

Fig. 7.55. Comparison of characteristics $C_{Cmin} = f(f_m)$ calculated according to the formula (7.54) at factor $k_\omega = 2$, with values obtained during experiments

Porównanie wyników symulacji z rezultatami badań eksperymentalnych prowadzi do następujących wniosków:

1. Istnieje duża zgodność pomiędzy wynikami symulacji i eksperymentu w zakresie określenia minimalnej pojemności C_{Cmin} zapewniającej skuteczne wyłączenie prądu łuku będącego pod wpływem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego (rys. 7.50). Na prezentowanym etapie prac błąd ten, uzyskany dla wybranych częstotliwości indukcji magnetycznej f_m (rys. 7.50) można oszacować na poziomie do kilkunastu procent, co należy uznać za rezultat satysfakcjonujący wzięwszy pod uwagę niestałość zjawisk w łuku próżniowym pod wpływem pola magnetycznego i rozrzut napięć łuku w wyniku oddziaływania tego pola. Dalsza analiza zastosowanych uproszczeń w przyjętym modelu zjawisk może prowadzić do bardziej dokładnego wyniku symulacji.

2. Niedoskonałością zależności (7.54) jest bardzo wyraźne uzależnienie wartości pojemności C_{Cmin} od częstotliwości indukcji magnetycznej, co jest widoczne na rysunku 7.55. Częstotliwością, przy której występuje najlepsza zgodność pomiędzy symulacją a eksperymentem jest częstotliwość w zakresie od ok. 1000 Hz do ok. 1200 Hz (rys. 7.51). Na rysunku 7.54 zamieszczono przebieg obliczonej krzywej $C_{Cmin} = f(i)$ dla częstotliwości $f_m = 1100$ Hz, która wykazuje bardzo dobrą zgodność z wynikami badań eksperymentalnych, uzyskanymi wprawdzie dla innych częstotliwości, lecz bardzo do siebie zbliżonych. Zbieżność ta może świadczyć o tym, że w omawianych warunkach częstotliwość indukcji magnetycznej f_m w zakresie (1000–1200) Hz należy traktować jako optymalną do skutecznego wyłączenia łuku próżniowego.

3. Z analizy badań eksperymentalnych (punkty 7.5 i 7.6) i z obliczeń wynika, że skuteczność wyłączenia prądu łuku zależy od wzrostu wartości napięcia łuku u_+ i od

jego stromości narastania. Wzrost tego napięcia nie jest jednak, jak to sugerowano w pracach [72, 73], w zwykłej proporcjonalności od wartości indukcji magnetycznej (rys. 7.13, 7.20), lecz po znacznym wzroście dla stosunkowo niedużych wartości indukcji, w zakresie od 15 mT do ok. 50 mT, napięcie to rośnie bardzo nieznacznie dla nieproporcjonalnie większego wzrostu wartości indukcji magnetycznej. Z badań wynika, że w przypadku zastosowania układów z pojemnością bocznikującą styki, optymalną wartością indukcji magnetycznej jest indukcja o amplitudzie ok. 100 mT przy częstotliwości od ok. 1000 Hz do ok. 1200 Hz.

7.8.4. Podsumowanie wybranych zagadnień dotyczących modelowania zjawisk podczas wymuszonego wyłączenia prądu z użyciem pola magnetycznego

1. Model plazmy dyfuzyjnego łuku próżniowego w polu magnetycznym zastosowany do symulacji toru ruchu cząsteczek zjonizowanych pozwala na ocenę wpływu wartości pola, prądu łuku oraz odległości międzystykowej na ruch plazmy w polu magnetycznym z punktu widzenia przydatności do wyłączenia prądu łuku. Symulacja ta wykazała, że wytworzenie takiego zakrzywienia toru ruchu jonów, aby uzyskać warstwę bez jonów przed anodą, [13, 14, 15, 71, 142], jest w warunkach łącznika niskiego napięcia trudne do praktycznej realizacji. W zależności od wartości indukcji magnetycznej i zależnie od innych uwarunkowań zmienia się relacja między siłami: Lorentza (ruch wsteczny) pola Halla (ruch zgodny z siłą Ampera) [72, 73], przy czym dla parametrów odpowiadających łącznikom próżniowym niskiego napięcia obserwuje się dominację zjawisk związanych z siłą Lorentza.

2. Model wyłączenia prądu łuku próżniowego z zastosowaniem oscylacyjnego pola magnetycznego i pojemności bocznikującej styki łącznika próżniowego wykazał zgodność obliczeń symulacyjnych z wynikami badań eksperymentalnych dla określonego zakresu częstotliwości pola magnetycznego w całym przebadanym zakresie prądów łuku. Analiza pozwoliła na określenie optymalnej wartości amplitudy indukcji magnetycznej i jej częstotliwości, w warunkach odpowiadających łącznikom niskiego napięcia.

8. Podsumowanie i wnioski końcowe

W pracy przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych, dotyczących określenia warunków komutacji wymuszonej próżniowego łuku dyfuzyjnego na tle całości zagadnień, związanych ze zjawiskami występującymi w łuku łączeniowym w próżni. Wyniki prac pozwalają na określenie warunków brzegowych i kryteriów podczas modelowania i symulacji wymuszonego wyłączenia prądu, zwłaszcza w odniesieniu do obwodów prądu stałego i niskoczęstotliwościowego niskiego napięcia. Skoncentrowano się przede wszystkim na analizie parametrów plazmy łuku próżniowego, wykazując m.in. możliwości wykorzystania do tych celów sond elektrycznych oraz szybkiej fotografii łuku. Chociaż zasadniczym celem pracy były badania eksperymentalne, przedstawiono również oparte na znanych modelach podstawy opisu matematycznego badanych zjawisk oraz proste przykłady obliczeniowe, umożliwiające symulację wybranych zagadnień. Przykłady te stanowią częściową ilustrację badań eksperymentalnych. Zasadnicze efekty pracy przedstawiono w rozdziałach 5, 6 i 7.

Na podstawie przeprowadzonych prac można wyciągnąć następujące wnioski końcowe:

1. Określono warunki skutecznego wyłączenia prądu łuku próżniowego w sposób wymuszony przeciwprądem. Podano graniczne i optymalne wartości stromości przeciwprądu, jakie wynikają z pomiarów czasów zaniku prądu elektronowego i jonowego, oraz wyniki prób wyłączenia. Określono eksperymentalnie rozkład energii jonów w chwili wymuszonego przejścia prądu przez zero oraz ustalono parametry charakteryzujące zanik plazmy połukowej przy wymuszonym wyłączeniu prądu, m.in. stałą czasową tego zaniku. Dane te stanowią ważne informacje przy modelowaniu opisanych zjawisk, szczególnie w odniesieniu do założeń znanego z literatury modelu Andrews i Vareya. Uzyskane wyniki odniesiono do parametrów plazmy, określonych w innych, znanych z literatury pracach.

2. Wykonano badania oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego „własnego”, tj. wytworzonego w specjalnym układzie cewek przez badany prąd łuku, oraz oscylacyjnego w zakresie częstotliwości od 450 Hz do 1350 Hz. Przeprowadzono krytyczną analizę możliwości zastosowania poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego wyłączenia dyfuzyjnego łuku próżniowego. Określono zakres zmian

i przebiegi napięcia łuku palącego się w poprzecznym polu magnetycznym o parametrach indukcji magnetycznej, jakie realnie można uzyskać w odniesieniu do łączników niskiego napięcia (amplituda indukcji do ok. 0,2 T, stromość narastania do ok. 1500 T/s, układ styków płaskich o średnicy do 30 mm, odległości międzystykowe do 6 mm). Ustalono również, że w warunkach odpowiadających łącznikom próżniowym niskiego napięcia trudno uzyskać wymuszone przerwanie dyfuzyjnego łuku próżniowego przy użyciu poprzecznego pola magnetycznego jako jedyne go środka powodującego to wyłączenie. Pozytywne efekty daje natomiast jednoczesne zastosowanie pojemności bocznikującej styki łącznika i oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego.

3. Określono wybrane parametry pola magnetycznego i elementów obwodu, warunkujące wymuszone wyłączenie prądu łuku próżniowego z zastosowaniem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego i pojemności bocznikującej styki łącznika dla zakresu prądów stosowanych w próżniowych łącznikach stycznikowych niskiego napięcia.

4. Sonda Langmuira oraz analizator pola opóźniającego pozwalają na wykonanie szeregu badań plazmy łuku łączeniowego w próżni. W pracy dokonano krytycznej oceny przydatności tych przyrządów pomiarowych, wykazując ich zalety i wady w odniesieniu do badań plazmy łuku próżniowego. Do istotnych zalet należy stosunkowo prosta technika pomiaru, nieskomplikowana budowa i niski koszt aparatury. Podstawowe wady to ograniczona dokładność i wrażliwość na zakłócenia zewnętrzne. Przedstawiono możliwości pomiaru sondą zasilaną potencjałem piłokształtnym, mierząc parametry cząsteczek plazmy łuku, oraz potencjałem o stałej wartości, mierząc czas zaniku plazmy po wymuszonym przejściu prądu przez zero. Uściślono znane z literatury kryterium doboru rozmiarów sondy Langmuira w zależności od parametrów badanej plazmy próżniowego łuku łączeniowego oraz podano wiele praktycznych wskazówek dotyczących celowości, zasad stosowania i wymiarowania osłon sondy. Opisano również sposób doboru parametrów analizatora pola opóźniającego do badań próżniowego łuku łączeniowego.

5. Przedstawiono podstawy opisu matematycznego zjawisk związanych z wymuszonym wyłączeniem prądu w próżni. W odniesieniu do wyłączania przeciwprądem oparto się na znanych z literatury pracach, w których korzystano z opisu zjawisk zaproponowanego przez Andrewsa i Vareya. W odniesieniu do łuku w polu magnetycznym wykorzystano ogólne równania znane z teorii plazmy oraz model jednopłamkowego łuku, opracowany przez Hantzscheho, a także inne wybrane ustalenia znane z literatury. Przykład obliczeniowy, przytoczony w końcowej części pracy, stanowi ilustrację obliczenia toru ruchu prądu jonowego w plazmie łuku. Ukazuje on, jak różne efekty zewnętrzne można uzyskać w zależności od zastosowanych parametrów pola magnetycznego, łącznika i prądu łuku. Potwierdza to możliwość wystąpienia omówionych szczegółowo w pracy różnic w efektach końcowych uzyskanych przez różnych autorów. Inny przykład obliczeniowy ilustruje możliwość symulacji skuteczności wyłą-

czenia z zastosowaniem pojemności bocznikującej styki. Przytoczone obliczenia stanowią jedynie stosunkowo prostą ilustrację możliwości symulacji cyfrowej uzyskanych wyników badań eksperymentalnych. Badania eksperymentalne są zasadniczym efektem pracy i dają podstawę do kontynuacji i dalszej rozbudowy modeli matematycznych opisanych zjawisk.

Bibliografia

- [1] Aksenov I.I., Khoroshikh V.M., *Angular distributions of ions in a plasma stream of steady-state vacuum arc*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 211–213.
- [2] Anders A., *A formulary for plasma physics*, Akademie-Verlag, Berlin, 1990.
- [3] Anders A., *Diagnostics for Vacuum Arc Plasmas*, Minicourse „Diagnostic for Vacuum Devices”, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, 1998 (material niepublikowany).
- [4] Anders S., Jüttner B., *Influence of residual gases on cathode spot behavior*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 5, 1991, s. 705–712.
- [5] Anders S., Jüttner B., Lindmayer M., Rusteberg C., Pursch H., Unger-Weber F., *Vacuum breakdown with microsecond delay time*, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 28, No. 4, 1993, s. 461–466.
- [6] Anders A., Anders S., Jüttner B., Böttcher W., Lück H., Schröder G., *Pulsed dye laser diagnostics of vacuum arc cathode spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 20, No. 4, 1992, s. 466–471.
- [7] Anderson J.M., Carroll J.J., *Applicability of a vacuum interrupter as the basic switch element in HVDC breakers*, IEEE Trans. Power App. Syst, Vol. PAS-97, 1976, s. 1893–1900.
- [8] Andrews J.G., Varey R.H., *Sheath growth in a low pressure plasma*, The Physics of Fluids, Vol. 14, No. 2, 1971, s. 339–343.
- [9] Arai K., Takahashi S., Morimiya O., Niwa Y., *Probe measurement of residual plasma of a magnetically confined high-current vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 31, No. 5, 2003, s. 929–933.
- [10] Bacon F.M., *Vacuum arc anode plasma. I. Spectroscopic investigation; II. Collisional-radiative model and comparison with experiment*, Journal of Applied Physics, Vol. 46, No. 11, 1975, s. 4750–4766.
- [11] Barenholts S.A., Mesyats G.A., Chentsov A.V., *Spontaneous extinguishing of a vacuum arc in terms of the ecton model*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, Aug. 1999, s. 817–820.
- [12] Barenholts S.A., Litvinov E.A., Sadovskaya E.Y., Shmeljov D.L., *Movement of cathode spot of vacuum arc in an external magnetic field*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 222–225.
- [13] Bartosik M., *Direct current switching-off in vacuum*, VIth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Sept. 12–15, 1989, Łódź, Poland, Postconference Materials, Part II, s. 57–65.
- [14] Bartosik M., Jasiulewicz S., *DC vacuum arc extinction by strong pulsed magnetic field*, VIth International Conference „Switching Arc Phenomena”, 27 Sept.–1 Oct. 1993, Łódź, Poland, Conference Materials, s. 142–151.
- [15] Bartosik M., Jasiulewicz S., *Diffuse arc plasma deformation in vacuum in external magnetic field*, XIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Rep., Sept. 26–30, 1994, s. 93–9.

- [16] Bartosik M., Jasiulewicz S., *Theoretical basis of the design of magnetic field generator for DC vacuum circuit breakers*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 25, No. 4, Aug. 1997, s. 647–651.
- [17] Bartosik M., Lasota R., Wójcik F., *Nowa generacja wyłączników prądu stałego*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Elektryka, Nr 44, 1997, s. 147–156.
- [18] Bartosik M., Lasota R., Wójcik F., *New type of DC vacuum circuit breaker for locomotive*, Ninth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Łódź, 17–20 Sept. 2001, s. 49–53.
- [19] Bartosik M., Lasota R., Wójcik F., *Arcless DC hybrid circuit breaker*, VIIIth International Conference „Switching Arc Phenomena”, 3–6. Sept. 1997, Łódź, Poland, Conference Materials, s. 115–119.
- [20] Bartosik M., Jasiulewicz S., *Direct current switching-off with transverse magnetic field in vacuum*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Elektryka, Nr 39, 1991, s. 57–69.
- [21] Bąkowski P., Klajn A., Wróblewski Z., *Blok komutacji wymuszonej dla styczników próżniowych typu SV-7*, Raporty Instytutu Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, 1990, Nr SPR-752 (praca niepublikowana).
- [22] Beilis I.I., *State of the theory of cathode spot phenomena in vacuum arcs*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 188–193.
- [23] Beilis I.I., *Ion acceleration in vacuum arc cathode plasma jet with large rate of arc current rise*, XXIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Yalta, Ukraine, 2004, Conf. Proceedings, s. 174–177.
- [24] Beilis I.I., Boxman R.L., Goldsmith S., *A vacuum arc with refractory hot anode*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 240–243.
- [25] Bochkarev M.B., *Noise measurements of vacuum arc cathode spot lifetime*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 151–154.
- [26] Bolotov A., Kozyrev A., Korolev Y., *A physical model of the low-current-density vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 23, No. 6, 1995, s. 884–892.
- [27] Borecki J., Klajn A., Markiewicz H., Wróblewski Z., *Analiza możliwości stosowania styczników próżniowych w obwodach o częstotliwości mniejszej od 50 Hz*, Raporty Instytutu Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, 1989, Nr SPR-651 (praca niepublikowana).
- [28] Boxman R.L., *Interferometric measurement of electron and vapor densities in a high-current vacuum arc*, Journal of Applied Physics, Vol. 45, No. 11, 1974, s. 4835–4846.
- [29] Boxman R.L., *Magnetic constriction effects in high-current vacuum arcs prior to the release of anode vapor*, Journal of Applied Physics, Vol. 48, No. 6, 1977, s. 2338–2345.
- [30] Boxman R.L., *Measurement of anode surface temperature during a high current vacuum arc*, Journal of Applied Physics, Vol. 46, No. 11, 1975, s. 4701–4704.
- [31] Boxman R.L., Goldsmith S., Izraeli I., Shalev S., *A model of the multicathode-spot vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 138–145.
- [32] Boxman R.L., Goldsmith S., *Excited-state densities in a multicathode-spot Al vacuum arc. I. Spectroscopic measurement*, Journal of Applied Physics, Vol. 51, No. 7, 1980, s. 3644–3648.
- [33] Boxman R.L., Goldsmith S., *Momentum interchange between cathode-spot plasma jets and background gases and vapors and its implications on vacuum-arc anode-spot development*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 18, No. 2, 1990, s. 231–236.
- [34] Boxman R.L., Goldsmith S., *The interaction between plasma and macroparticles in a multicathode-spot vacuum arc*, Journal of Applied Physics, Vol. 52, Vol. 52, 1981, s. 151–161.
- [35] Brenauer C., Rieder W., Kny E., *Non sustained disruptive discharges in vacuum circuit-breakers*, XIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988, Conf. Proceedings, s. 338–340.

- [36] Broeckere D., Purczyński A., Stefaniak K., *Distribution of chopping current for copper electrodes in vacuum in axial magnetic field*, 12th International Conference on Electric Contact Phenomena, 30th Holm Conference, Chicago, 1984.
- [37] Brown I.G., Godechot X., *Vacuum arc ion charge-state distributions*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 5, 1991, s. 713–717.
- [38] Brown I.G., Galvin J.E., *Measurements of vacuum arc ion charge-state distributions*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 679–682.
- [39] Cave G.D., Fabricatore G., *A fast circuit for polarizing Langmuir probes*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 4, 1991, s. 651–654.
- [40] Chang J.-S., Chen S.-L., *Electrostatic probe measurements of low-density medium-pressure magneto-plasmas*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 10, 1977, s. 979–990.
- [41] Childs S.E., Greenwood A. N., *A model for dc interruption in diffuse vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-8, No. 4, Dec. 1980, s. 289–294.
- [42] Childs S.E., Greenwood A. N., Sullivan J. S., *Events associated with zero current passage during the rapid commutation of a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, Sept. 1983, s. 181–188.
- [43] Chung P.M., Talbot L., Touryan K.J., *Electric probes in stationary and flowing plasmas: Theory and application*, Springer-Verlag, 1975.
- [44] Ciok Z.: *Modele matematyczne łuku łączeniowego*, PWN, Warszawa 1987.
- [45] Ciok Z.: *Procesy łączeniowe w układach elektroenergetycznych*, WNT, Warszawa 1976.
- [46] Chulkov V.V., Pertsev A.A., *Investigation of the voltage of arc ignition between vacuum interrupter contacts after arcing*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, USA, 1996, Conf. Proceedings, s. 21–23.
- [47] Czarnecki L., *Einfluß des Kontaktwerkstoffes auf Stromabriß und Löschung des Vakuumbogens*, Rozprawa doktorska, TU Braunschweig, 1986.
- [48] Czarnecki L., Lindmayer M., *Experimental and theoretical investigations of current chopping in vacuum with different contact materials*, 13th International Conference on Electric Contacts, Lausanne, Switzerland, 1986.
- [49] Czarnecki L., Lindmayer M., *Chopping current and quenching capability of low-voltage vacuum arcs*, 12th International Conference on Electric Contact Phenomena, 30th Holm Conference, Chicago, 1984.
- [50] Davis W.D., Miller H.C., *Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient*, Journal of Applied Physics, Vol. 40, No. 5, 1969, s. 2212–2221.
- [51] Daalder J.E., *Diameter and current density of single and multiple cathode discharges in vacuum*, IEEE Trans. on Power App. Syst., Vol. PAS-93, 1974, s. 1747–1757.
- [52] Daalder J.E. *Components of cathode erosion in vacuum arcs*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 9, 1976, s. 2379–2395.
- [53] Daalder J.E., *Erosion and the origin of charged and neutral species in vacuum arc*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. 1647–1659.
- [54] Daalder J.E., *Components of cathode erosion in vacuum arcs*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 9, 1976, s. 2379–2395.
- [55] Daalder J.E., *Velocities of macroparticles generated in the cathode spot region of a vacuum arc*, XVIth Int. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Düsseldorf, 1983, s. 274–275.
- [56] Dallaqua R.S., Del Bosco E., da Silva R.P., Simpson S.W., *Langmuir probe measurements in a vacuum arc plasma centrifuge*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 26, No. 3, 1998, s. 1044–1051.
- [57] Damstra G.C., Merck W.F.H., Vossen J.W.G.L., Janssen M.F.P., Bouwmeester C.E., *Application of high speed photography for high current vacuum arcs*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 264–267.

- [58] Disatnik G., Boxman R.L., Goldsmith S., *Characteristics of macroparticle emission from a high-current-density multi-cathode spot vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 520–523.
- [59] Djakov B.E., Holmes R., *Cathode spot division in vacuum arcs with solid metal cathode*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 4, 1971, s. 504–509.
- [60] Djakov B.E., Holmes R., *Cathode spot structure and dynamics in low-current vacuum arcs*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 7, 1974, s. 569–580.
- [61] Dosse J., Mierdel G., *Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen*, Verlag von S. Hirzel, Leipzig, 1945.
- [62] Dullni E., *Long-delayed breakdown in vacuum gaps under dc pulses*, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 28, No. 4, 1993, s. 454–460.
- [63] Dullni E., Schade E., Gellert B., *Dielectric recovery of vacuum arcs after strong anode spot activity*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 538–544.
- [64] Dullni E., Schade E., *Recovery behavior of vacuum circuit-breakers at the current interruption limit*, XIVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Santa Fe, 1990, Conf. Proceedings, s. 517–521.
- [65] Dullni E., Schade E., *Investigation of high-current interruption of vacuum circuit breakers*, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 28, No. 4, 1993, s. 607–620.
- [66] Dullni E., Gellert B., Schade E., *Electrical and pyrometric measurements of the decay of the anode temperature after interruption of high-current vacuum arcs and comparison with computations*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 644–648.
- [67] Düning G., Lindmayer M., *Plasma density decay of vacuum discharges after current zero*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, 1999, s. 923–929.
- [68] Düning G., Lindmayer M., *Energy of ions in vacuum arcs between axial and radial magnetic field contacts*, XIXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, China, 2000, Conf. Proceedings, s. 355–362.
- [69] Eckhard G., *Interpretation of data on cathode erosion and efflux from cathode spots of vacuum arcs*, Journal of Applied Physics, Vol. 46, No. 8, 1975, s. 3282–3285.
- [70] Dyuzhev G.A., Lyubimov G.A., Shkol'nik S.M., *Conditions of the anode spot formation in a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 1, 1983, s. 36–45.
- [71] Emtage P.R., Kimblin C.W., Gorman J.G., Holmes F.A., Heberlein J.V.R., Voshall R.E., Slade P.G., *Interaction between vacuum arcs and transverse magnetic fields with application to current limitation*, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-8, No. 4, Dec. 1980, s. 314–319.
- [72] Fang D.Y., *Cathode spot velocity of vacuum arcs*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 15, 1982, s. 833–844.
- [73] Fang D.Y., *Arc Velocity as a function of the transverse magnetic field*, XIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berlin, Sept. 24–28, 1984, Conf. Proceedings, s. 187–190.
- [74] Fang D.Y., *Temperature dependence of retrograde velocity of vacuum arcs in magnetic fields*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 110–114.
- [75] Farrall G.A., Hudda F.G., Toney J.G., *The time-resolved characterization of erosion products from high-current, copper vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 132–138.
- [76] Fenski B., Heimbach M., Lindmayer M., Shang W., *Characteristics of vacuum switching contact based on bipolar axial magnetic field*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, August 1999, s. 949–953.
- [77] Feran D.G., *An investigation of the electrical breakdown of a plasma-electrode system*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 2, 1969, s. 527–533.

- [78] Fink H., Gentsch D., Heimbach M., Pilsinger G., Shang W., *New developments of vacuum interrupters based on RMF and AMF technologies*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, The Netherlands, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 463–466.
- [79] Froncek F.R., *Generowanie przepięć przy wyłączeniu niewielkich prądów indukcyjnych łącznikami próżniowymi*, rozprawa doktorska, Instytut Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 1978.
- [80] Froncek F.R., *Mechanizmy powstawania przepięć w odbiornikach indukcyjnych sterowanych łącznikami próżniowymi*, Przegląd Elektrotechniczny, rok LXVII, 1991, nr 2, s. 33–37.
- [81] Froncek F.R., *Przepięcia łączeniowe w obwodach zasilających silniki indukcyjne*, Przegląd Elektrotechniczny, rok LXIV, 1988, nr 4, s. 100–105.
- [82] Froncek F., Wróblewski Z., *Charakteristische Abreisströme von Vakuumschaltern und Methoden für ihre Ermittlung*, ETZ-Archiv, Bd. 6, H. 8, 1984, s. 299–304.
- [83] Froncek F., Wróblewski Z., *Sposób i układ do pomiaru prądu ucięcia łączników próżniowych*, Polska, PWr. Patent nr 130114, z dnia 31.03.1987.
- [84] Froncek F., Schmidt H., Wróblewski Z., *Neue Methode zur Ermittlung der Schaltüberspannungen durch Abreisströme von Vakuumschaltern unter Berücksichtigung der Rückwirkung des Schaltkreises auf den Vakuumlichtbogen*, ETZ-Archiv, Bd. 7, H. 7, 1985, 233–239.
- [85] Gebel R., Hartmann W., *Mechanical shocks as cause of late discharges in vacuum circuit breakers*, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 28, No. 4, 1993, s. 468–472.
- [86] Gellert B., Schade E., Dullni E., *Measurement of particles and vapor density after high-current vacuum arcs by laser techniques*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 545–551.
- [87] Girard A., Malkin P., Bernard G., Berrault M.R., *Post arc currents in SF₆ and vacuum interrupting devices*, XIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988, Conf. Proceedings, s. 356–358.
- [88] Glinkowski M., *A new principle in vacuum arc interruption using magnetic field*, XVIIIth Int. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, 1998, Conf. Proceedings, s. 473–475.
- [89] Glinkowski M., Greenwood A., *Computer simulation of post-arc plasma behavior at short contact separation in vacuum*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 1, 1989, s. 45–50.
- [90] Goldsmith S., Shalev., Boxman R.L., *Anode melting in a multicathode-spot vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 127–132.
- [91] Goldsmith S., Boxman R.L., *Excited-state densities in a multicathode-spot Al vacuum arc. II. Theoretical approach*, Journal of Applied Physics, Vol. 51, No. 7, 1980, s. 3649–3656.
- [92] Goldsmith S., Boxman R.L., Sapir E., Cohen Y., Yaloz H., Brosh N., *Distribution of peak temperature and energy flux on the surface of the anode in a multi-cathode spot pulsed vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 510–514.
- [93] Gorgius D., Klajn A., *Selected problems relating to parameter improvement and the extension of possibilities of applications for vacuum switches*, International Symposium „Modern Electric power Systems”, Wrocław, Sept. 11–13, 2002, s. 550–555.
- [94] Gorman J.G., Kimblin C.W., Voshall R.E., Wien R.E., Slade P.G., *The interaction of vacuum arcs with magnetic fields and applications*, IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-102, No. 2, 1983, s. 257–265.
- [95] Greenwood A. N., Stokes A. D., *Electric power switches*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 6, Dec. 1991, s. 1132–1142.
- [96] Greenwood A.N., Lee T.H., *Theory and application of the commutation principle for HVDC circuit breakers*, IEEE Trans. Power App. Syst, Vol. PAS-91, 1972, s. 1570–1574.

- [97] Greenwood A.N., Barkan P., Kracht W.C., *HVDC vacuum circuit breakers*, IEEE Trans. Power App. Syst, Vol. PAS-91, 1972, s. 1575–1588.
- [98] Grondona D., Kelly H., Marquez A., Minotti F., *Electrostatic probe measurements in the outer region of a low pressure arc*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 31, 1998, s. 3358–3367.
- [99] Hafez L.A., Deschamps P., Platz P., *The measurement of the radial ion temperature distribution in a low-density plasma*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. 374–382.
- [100] Hahn M., Vogel P., *Es muß nicht immer blitzen. Vakuum-Leistungsschalter für Niederspannungsnetze*, Siemens Zeitschrift, 2–3/93, s. 32–33.
- [101] Hantzsche E., *A hydrodynamic model of vacuum arc plasmas*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 20, No. 1, 1992, s. 34–41.
- [102] Hantzsche E., *Two-dimensional models of expanding vacuum arc plasmas*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 23, No. 6, 1995, s. 893–898.
- [103] Hantzsche E., *Thermal runaway prevention in arc spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 115–121.
- [104] Hantzsche E., Jüttner B., *Current density in arc spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, 1985, s. 230–234.
- [105] Hantzsche E., Jüttner B., *Current density in arc spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, 1985, s. 230–234.
- [106] Harris J.H., *Electron density measurements in vacuum arcs at anode spot formation threshold*, Journal of Applied Physics, Vol. 50, No. 2, 1979, s. 753–757.
- [107] Hayess E., Jüttner B., Lieder G., Neumann W., Pursch H., Weixelbaum L., *Measurements of the behavior of neutral atom density in a diffuse vacuum arc by laser-induced fluorescence (LIF)*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 666–671.
- [108] Heyn D., *Untersuchungen zum Einfluß des Kontaktwerkstoffes auf das Löschverhalten im Vakuum*, Rozprawa doktorska, TU Braunschweig, 1990.
- [109] Huddleston R.H., Leonard S.L., *Plasma diagnostic techniques*, Academic Press, New York–London, 1965.
- [110] Ivanov V.A., Konyshov M., Anders S., Jüttner B., Pursch H., Sünder D., *On the energy of electrons and ions of a pulsed metal vapour arc in vacuum*, Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Elektronenphysik, Preprint 90-4, 1990.
- [111] Ivanov V.A., Jüttner B., Pursch H., *Time resolved measurements of the parameters of arc cathode plasmas in vacuum*, XIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berlin, Germany, 1984, Conf. Proceedings, s. 157–160.
- [112] Janiszewski J., Załucki Z., *Charakterystyka postaci łuku próżniowego na podstawie badań fotograficznych z użyciem szybkiej kamery filmowej*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Elektryka, Nr 44, 1997, s. 85–94.
- [113] Janiszewski J., Załucki Z., *Photographic study of discharge development and high-current arc modes in vacuum*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 220–225.
- [114] Janiszewski J., Załucki Z., *Behavior of the high current vacuum arc between electrodes generating a radial magnetic field*, XIIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Oct. 14–18, 1996, Conf. Proceedings, s. 103–106.
- [115] Janiszewski J., Załucki Z., *Expansion of cathode spots in diffuse vacuum arcs*, Archives of Electrical Engineering, Vol. 44, 1995, s. 593–612.
- [116] Janiszewski J., Załucki Z., *Behavior of high-current vacuum arcs between butt and contrate contacts*, VIIIth Int. Conference on Switching Arc Phenomena, Łódź, 1997, Conf. Proceedings, s. 125–130.

- [117] Jäger J. *Plasmadiagnostik, w: Einführung in die Plasmaphysik und ihre technische Anwendung*, Hertz G., Rompe R. (red.), Akademie-Verlag, Berlin, 1968.
- [118] Jenkins J.E., Sherman J.E., Webster R., Holmes R., *Measurement of the neutral vapor density decay following the extinction of a high-current vacuum arc between copper electrodes*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. L139–L149.
- [119] Jüttner B., *Characterization of the cathode spot*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, Oct. 1987, s. 474–480.
- [120] Jüttner B., *Vacuum breakdown*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A268, 1988, North-Holland, Amsterdam, s. 390–396.
- [121] Jüttner B., *Possible role of field emission for late breakdowns in vacuum switches*, Elektrotechnik Informationstechnik, Vol. 107, 1990, s. 115–117.
- [122] Jüttner B., *Surface migration as a possible cause for late breakdowns*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, 1998, Conf. Proceedings, s. 488–491.
- [123] Jüttner B., *Surface migration as a possible cause for late breakdowns*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, The Netherlands, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 488–491.
- [124] Jüttner B., *The dynamics of arc cathode spots in vacuum*, Journal of Physics, D:Appl. Phys, 28, 1995, s. 516–522.
- [125] Jüttner B., *Nanosecond displacement times of arc cathode spots in vacuum*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, Aug. 1999, s. 836–844.
- [126] Jüttner B., *Formation time and heating mechanism of arc cathode craters in vacuum*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 14, 1981, s. 1265–1275.
- [127] Jüttner B., *The dynamics of arc cathode spots in vacuum: new measurements*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 30, 1997, s. 221–229.
- [128] Jüttner B., *Switching behaviour of prebreakdown field emission in vacuum*, XIXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, China, 2000, Conf. Proceedings, s. 29–32.
- [129] Jüttner B., Freund E., *Über die Lebensdauer von elektrischen Gleichstrombögen im Ultrahochvakuum*, Beiträge aus der Plasmaphysik 15/1975, Akad. der Wiss. der DDR, ZIE, Berlin, 1975, s. 47–61.
- [130] Jüttner B., Djakov B., Schülke T., Siemroth P., *Dynamics of vacuum arc spots at a point cathode*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 123–127.
- [131] Jüttner B., Förster A., *Evidence and consequences of cathode-spot substructure in vacuum arcs*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 118–122.
- [132] Jüttner B., Kleberg I., *Retrograde arc spot motion in vacuum*, XIXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, China, 2000, Conf. Proceedings, s. 188–191.
- [133] Jüttner B., Kleberg I., *The retrograde motion of arc cathode spots in vacuum*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 33, 2000, s. 2025–2036.
- [134] Jüttner B., Lindmayer M., Dünig G., *Instabilities of prebreakdown currents in vacuum; I: late breakdowns*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 32, 1999, s. 2537–2543.
- [135] Kamke D., Rose H.-J., *Die Trägerdichte im Plasma und ihre Bestimmung mit der Impuls-Sonde*, Zeitschrift für Physik, Bd. 145, 1956, s. 83–115.
- [136] Kasaev I.G., *Katodovye processy električeskoj dugi*, Izdatelstvo „Nauka“, Moskwa, 1968.
- [137] Kelly H., Marquez A., Minotti F., Ferro Fontan C., *The plasma state in the surroundings of a multi-cathode-spot vacuum arc*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 31, 1998, s. 1737–1741.

- [138] Kelly H., Marquez A., Minotti F.O., *A simplified fluid model of the metallic plasma and neutral gas interaction in a multicathode spot vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 26, No. 4, 1998, s. 1322–1329.
- [139] Kimblin C.W., *Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs*, Journal of Appl. Physics, Vol 44, 1973, s. 3074–3078.
- [140] Kimblin C.W., *A Review of arcing phenomena in vacuum and in the transition to atmospheric pressure arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-10, 1982, s. 322–330.
- [141] Kimblin C.W., *Arcing and interruption phenomena in AC vacuum switchgear and in DC switches subject to magnetic fields*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No 3, 1983, s. 173–181.
- [142] Kimblin C.W., Slade P.G., Gorman J.G., Holmes F.A., Emtage P.R., Voshall R.E., Heberlein J.V.R., *Developmental studies of a current limiter using vacuum arc current commutation*, Int. Symposium: New Concepts in Fault Current Limiters, EPRI Special Issue, EL-276-SR, 1977, s. 18–1, 18–37.
- [143] Klajn A., *Langmuir probes in switching vacuum arc measurements*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 33, No 5, 2005, s. 1611–1617.
- [144] Klajn A., *Destabilisation of a diffuse vacuum arc with a parallel capacitance and a transverse magnetic field*, IXth International Conference „Switching Arc Phenomena”, 2001, Łódź, Poland, s. 72–76.
- [145] Klajn A., *Application of the transverse magnetic field and parallel capacitance in a forced commutation of low-voltage vacuum arc*, XVIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 5–9, 2005, Volume I, s. 121–124.
- [146] Klajn A., *Vacuum arc plasma parameters after a forced current commutation*, 4th Czech–Russian Seminar „Electrophysical and Thermophysical Processes in Low-Temperature Plasma, Brno, Czech Republic, Oct. 23–27, 2000, Proceedings, s. 45–48.
- [147] Klajn A., *Application of Langmuir probes to vacuum arc plasma measurements*, XIVth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 10–14, 2001, Volume I, s. 85–88.
- [148] Klajn A., *Application of electrical probes to measurements of a vacuum switching arc plasma in an external magnetic field*, 18th Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, June 17–20, 1997, Proceedings, s. 191–193.
- [149] Klajn A., *Measurement of vacuum arc plasma parameters using electrical probes*, International Symposium: „Research and Applications of Plasmas”, PLASMA-2001, Warszawa, Sept. 19–21, 2001, CD-ROM.
- [150] Klajn A., *Badanie łuku elektrycznego w próżni podczas wymuszonego przerywania prądu*, II Ogólnopolskie Sympozjum „Inżynieria Wysokich Napięć”, Poznań–Kiekrz, 25–28 września 1994, s. 327–330.
- [151] Klajn A., *Motion of the vacuum arc plasma in a transverse magnetic field*, Journal of Technical Physics, Quarterly Vol. XL No 1, 1999, s. 255–258.
- [152] Klajn A., Kobusiński M., Markiewicz H., *Wyłączanie przeciuprądem w próżni – zagadnienia aplikacji w świetle wybranych zjawisk fizycznych w plazmie łuku próżniowego*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, „Elektryka”, Nr 44, 1997, s. 157–163.
- [153] Klajn A., *Untersuchungen zum Verhalten des Vakuum-Schaltbogens im transversalen Magnetfeld*, Wissenschaftliche Berichte der Hochschule für Technik, Wirtschaft und Sozialwesen Zittau/Görlitz, Heft 45, 1996, s. 114–128.
- [154] Klajn A., *Experimental analysis of ion parameters during the forced vacuum arc interruption*, XXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, France, July 1–5, 2002, Conf. Proceedings, s. 415–418.

- [155] Klajn A., *Post-arc phenomena after a forced arc extinguishing in vacuum – measurement and modelling*. XVth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 22–26, 2003, Volume I, s. 93–96.
- [156] Klajn A., *Vacuum arc behaviour in a transverse magnetic field in relation to DC-LV current interruption*. XIIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 14–18, 1996, Volume I, s. 107–110.
- [157] Klajn A., *Experimental study of the switching arc behaviour in a transverse magnetic field in vacuum*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, California, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 286–290.
- [158] Klajn A., *Możliwości wykorzystania poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego przerywania prądu w łącznikach próżniowych niskiego napięcia*, Przegląd Elektrotechniczny, Rok LXXV, Nr 4, 1999, s. 85–90.
- [159] Klajn A.: *Switching vacuum arc in a pulsed transverse magnetic field*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No 4, 1999, s. 977–983.
- [160] Klajn A., *Vacuum arc behaviour in an oscillatory transverse magnetic field*. XIIIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 7–11, 1998, Volume I, s. 103–106.
- [161] Klajn A., *Experimental analysis of diffuse vacuum arc in a transverse magnetic field*. XIXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, China, Sept. 18–22, 2000, Conf. Proceedings, s. 248–251.
- [162] Klajn A., *Observations of vacuum arc plasma behaviour in an impulse transverse magnetic field*, Eighth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Łódź, Sept. 3–6, 1997, s. 141–145.
- [163] Klajn A., *Counter-pulse vacuum arc interruption in electrode arrangement of different forms*, XVIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 5–9, 2005, Volume I, s. 117–120.
- [164] Klajn A., Datzuk A., *Badanie łuku łączeniowego w próżni podczas wymuszonego przerywania prądu*, Przegląd Elektrotechniczny, rok LXXII, Nr 8, 1996, s. 204–209.
- [165] Klajn A., Datzuk A., Wróblewski Z., *Measurement of ion parameters during a forced switching off of current in vacuum*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 25, No 4, 1997, s. 625–631.
- [166] Klajn A., Kobusiński M., Markiewicz H., *Experimental analysis of some ion and electron parameters during the counter-pulse commutation in vacuum*, XIIIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 7–11, 1998, Volume I, s. 99–102.
- [167] Klajn A., Kobusiński M., *Application of electrical probes to plasma measurements of switching arc in vacuum*, XIIth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 14–18, 1996, Volume I, s. 111–114.
- [168] Klajn A., Datzuk A., *Measurements of the plasma parameters of vacuum arc at forced switching-off of current*, 17th Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, June 13–16, 1995, Proceedings, s. 243–245.
- [169] Klajn A., Kobusiński M., Markiewicz H., *Electrical probes in plasma parameter measurements at counter-pulse switching-off of current in vacuum*, 18th Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, June 17–20, 1997, Proceedings, s. 194–199.
- [170] Klajn A., Kobusiński M., *Plasma parameter measurements at the counter-pulse commutation in vacuum*, Eighth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Łódź, Sept. 3–6, 1997, s. 136–140.
- [171] Klajn A., Kobusiński M., Stosur M., Wróblewski Z., *Experimental analysis of plasma parameters near the forced current zero of a diffuse vacuum arc*, Ninth International Conference „Switching Arc Phenomena”, 2001, Łódź, Poland, s. 83–87.

- [172] Klajn A., Markiewicz H., Wróblewski Z., *Untersuchungen zur Anwendung der Vakuumschütze in den Niederfrequenz- und Gleichstromkreisen*, Wissenschaftliche Berichte der Hochschule für Technik, Wirtschaft und Sozialwesen Zittau/Görlitz, Heft 45, 1996, s. 103–113.
- [173] Klajn A., Borecki J., Wróblewski Z., Markiewicz H., Kowalski Z., Pudelko H., *Zespół stycznika próżniowego*, patent, Polska, nr 159511, opubl. 31.12.1992.
- [174] Klajn A., Borecki J., Wróblewski Z., Markiewicz H., Kowalski Z., Pudelko H., *Zespół stycznika próżniowego*, patent, Polska, nr 159512, opubl. 31.12.1992.
- [175] Klajn A., Markiewicz H., Wróblewski Z., *Model doświadczalny bloku komutacji wymuszonej dla styczników próżniowych typu SV-7*, Raporty Instytutu Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, 1989, Nr SPR-698, (praca niepublikowana).
- [176] Klajn A., Markiewicz H., Wróblewski Z., *Some aspects of direct current breaking in vacuum*, XVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Darmstadt, Sept. 6–10, 1992, Conf. Proceedings, s. 462–466.
- [177] Klajn A., Stosur M., Wróblewski Z., *Analysis of a forced extinction of a diffuse vacuum arc for digital modelling purposes*, XXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, France, July 1–5, 2002, Conf. Proceedings, s. 411–414.
- [178] Klajn A., Stosur M., Wróblewski Z., *Modelling of phenomena in vacuum arc plasma during the forced current commutation*, XIVth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 10–14, 2001, Volume I, s. 89–92.
- [179] Klajn A., Markiewicz H., *Some properties of dc vacuum arc under transverse magnetic fields and possibility of their application in practice*, VIIth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Łódź, 1993, Conf. Proceedings, Part I, s. 167–173.
- [180] Klajn A., Stosur M., Wróblewski Z., *Digital simulation of post-arc current and transient recovery voltage after a forced arc extinguishing in vacuum*, XVth Symposium on Physics of Switching Arc, Brno, Czech Republic, Sept. 22–26, 2003, Volume I, s. 101–104.
- [181] Kordus A., *Plazma. Właściwości i zastosowania w technice*, WNT, Warszawa, 1985.
- [182] Kutzner J., *Przepływ plazmy w dyfuzyjnym wyładowaniu łukowym w próżni*, rozprawa habilitacyjna, Politechnika Poznańska, Poznań 1993.
- [183] Kutzner J., *Zastosowanie sond Langmuira do diagnostyki plazmy w wyładowaniach łukowych w próżni*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Elektryka, Nr 44, 1997, s. 127–136.
- [184] Kutzner J., *Parametry zintegrowanego strumienia jonów dodatnich emitowanych z obszaru katodowego w łuku próżniowym*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Elektryka, Nr 38, 1989, s. 17–33.
- [185] Kutzner J., *Metal vapor plasma jets in the high-current vacuum arcs*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 99–103.
- [186] Kutzner J., Batura R., Stachowiak Z., *Experimental analysis of the electrode products emitted by high-current vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, Aug. 1999, s. 888–893.
- [187] Kutzner J., Janiszewski J., *Ruch łuku w próżni w polu magnetycznym poprzecznym*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Nr 29, Elektryka, 1985, s. 57–76.
- [188] Kutzner J., Miller H.C., *Ion flux from the cathode region of a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 688–694.
- [189] Kutzner J., Seidel S., Załucki Z., *Distribution of neutral particle flux in the vacuum arc*, IVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Waterloo, Canada 1970, Conf. Proceedings, s. 276–279.
- [190] Kutzner J., Załucki Z., *Ion current emitted from the cathode region of a dc copper vacuum arc*, III International Symposium „Switching Arc Phenomena”, Łódź, 1977, s. 210–216.

- [191] Kutzner J., Załucki Z., *Electrode erosion in the vacuum arc*, Int. Conference on Gas Discharges, London, 1970, s. 87–96.
- [192] Kutzner J., Glinkowski M., *Electron temperature and probe floating potentials in a plasma of low-current vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 233–238.
- [193] Kutzner J., Glinkowski M., Janiszewski J., *Metoda wytwarzania i obliczeń pola magnetycznego radialnego do wymuszania ruchu łuku w próżni po powierzchni elektrod*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Nr 26, Elektryka, 1983, s. 59–82.
- [194] Lafferty J. M. (editor): *Vacuum Arcs. Theory and Application*, John Wiley & Sons, New York–Chichester–Brisbane–Toronto 1980.
- [195] Leal-Quiros E., Prelas M.A., *An enhancement of ion energy spectra resolution and sensitivity in a multigrid energy analyser with a retarding grid potential: The variable energy analyser (VEA)*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 16, No. 6, 1988, s. 661–666.
- [196] Leck J.H., *Total and partial pressure measurement in vacuum systems*, Academic Press, London 1989.
- [197] Len L.K., Burkhart C., Cooper G.W., Humphries S., Savage M., Woodall D.M., *Generation and measurements of ion species from vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-14, No. 3, 1986, s. 256–260.
- [198] Lindmayer M., *Schaltgeräte. Grundlagen, Aufbau, Wirkungsweise*, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York–London–Paris–Tokyo, 1987.
- [199] Lindmayer M., *Medium to high current switching*, rozdział 12 w książce: Slade P.G. (editor): *Electrical contacts. Principles and applications*, Marcel Dekker, Inc., New York, Basel, 1999.
- [200] Lindmayer M., Rüsteberg C., Klajn A., *Measurement of the plasma parameters of high current arcs in vacuum*, VIIth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Łódź, 1993, Conf. Proceedings, Part I, s. 326–331.
- [201] Lindmayer M., Uphoff P., *Einfluß magnetischer Felder auf das Verhalten des diffusen Vakuumlichtbogens*, ETZ-A, Vol. 111, 1990, s. 14–19.
- [202] Lins G., *Copper vapor density after current zero of vacuum arcs as a function of shield diameter and shield material*, XIVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Santa Fe, 1990, Conf. Proceedings, s. 242–245.
- [203] Lins G., *Measurement of the neutral copper vapor density around current zero of a 500-A vacuum arc using laser-induced fluorescence*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, No. 6, 1985, s. 577–581.
- [204] Lins G., *Measurement of the temperature of evaporating macroparticles after current zero of vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 16, No. 4, 1988, s. 433–437.
- [205] Lins G., *Measurement of the tungsten ion concentration after forced extinction of a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 672–675.
- [206] Lins G., *Influence of electrode separation on ion density in the vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 5, 1991, s. 718–724.
- [207] Lins G., *Evolution of copper vapor from the cathode of a diffuse vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 552–556.
- [208] Lins G., Paulus I., Pohl F., *Neutral copper vapor density and dielectric recovery after forced extinction of vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 676–678.
- [209] Litvinov E.A., Mesats G.A., Parfenov A.G., *O veličine katodogo padenja potencjala vakuumnoj dugi*, Doklady Akademii Nauk SSSR, Vol. 310, No 2, 1990, s. 344–348.
- [210] Litvinov E.A., Parfynov A.G., Shmalev D.L., *Potential distribution across the plasma of a vacuum arc*, XIVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Santa Fe, 1990, Conf. Proceedings, s. 266–268.
- [211] Litvinov E.A., Mesats G.A., Proskurovskij D.I., *Avtoemissionnye i vzryvoemissionnye processy pri vakuumnykh razrjadach*, Uspechi Fizičeskich Nauk, Vol. 139, No 2, 1983, s. 265–302.

- [212] Ljubimov G.A., *O dinamike katodnych struj para*, Zurnal Tehničeskoj Fiziki, Vol. 47, No 2, 1977, s. 297–303.
- [213] Lochte-Holtgreven W. (editor): *Plasma diagnostics*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1968.
- [214] Londer J.I., Ulyanov K.N., *Peculiarities of interaction of cathode stream with anode vapors in a vacuum arc*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 292–295.
- [215] Markiewicz H., *Aparaty elektryczne*, PWN, Warszawa, 1989.
- [216] Markiewicz H., *Urządzenia elektroenergetyczne*, Warszawa, WNT, 2005.
- [217] Mayr O., *Beiträge zur Theorie des statischen und des dynamischen Lichtbogens*, Archiv für Elektrotechnik, Band 37, H. 12, 1943, s. 588–608.
- [218] Mayr O., *Über die Theorie des Lichtbogens und seiner Löschung*, ETZ, Jahrgang 64, H. 49/50, Dez. 1943, s. 645–652.
- [219] Mesyats G.A., *Ecton mechanism of the vacuum arc cathode spot*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 23, No. 6, Dec. 1995, s. 879–883.
- [220] Mesyats G.A. *The cathode fall potential and the threshold current in terms of the ecton mechanism of a vacuum arc*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 299–301.
- [221] Mesyats G.A., Proskurovsky D. I., *Pulsed electrical discharge in vacuum*, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York–London–Paris–Tokyo–Hong Kong, 1989.
- [222] Meunier J.L., Drouet M.G., *Bouncing expansion of the arc-cathode plasma in vacuum along the transverse applied B field*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No 3, 1983, s. 165–168.
- [223] Mierdel G., *Was ist Plasma?*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1973.
- [224] Miller H.C., *Discharge modes at the anode of a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 122–127.
- [225] Miller H.C., *A review of anode phenomena in vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, No. 5, 1985, s. 242–252.
- [226] Miller H.C., *On sputtering in vacuum arcs*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 12, 1979, s. 1293–1298.
- [227] Miller H.C., *Measurements of particle fluxes from dc vacuum arcs subject to artificial current zeros*, Journal of Applied Physics, Vol. 43, No. 5, 1972, s. 2175–2181.
- [228] Mitterauer J., Till P., *Computer simulation of the dynamics of plasma-surface interactions in vacuum arc cathode spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, 1987, s. 488–501.
- [229] Mody H. K., Greenwood A. N., *An analytical and experimental study of post-arc phenomena in vacuum*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-14, No. 4, Aug. 1986, s. 503–514.
- [230] Mojžes B.Ja., Nemčinskij V.A., *Erozija i katodne strui vakuumnoj dugi*, Zurnal Tehničeskoj Fiziki, Vol. 50, No 1, 1980 s. 78–86.
- [231] Morimiya O., *Theoretical and experimental study of a high-current vacuum arc in a uniform axial magnetic field*, Journal of Applied Physics, Vol. 71, No. 1, 1992, s. 101–107.
- [232] Nazarov S.N., Rakhovsky V.I., Zhurbenko V.G., *Voltage drop over a vacuum arc and cathode spot brightness*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 18, No. 3, 1990, s. 682–684.
- [233] Nemchinsky V.A., *On the retrograde motion of vacuum arc*, XIVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Santa Fe, 1990, Conf. Proceedings, s. 263–265.
- [234] Nevrovsky V.A., *Models to assess thermal state of an anode of vacuum arc*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 314–317.
- [235] Pavelescu D., Nitu S., Dumitrescu G., Anghelita P., *Post-arc current in low-voltage vacuum circuit breaker: Measurements and physical peculiarities*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 31 No. 5, Oct. 2003, s. 869–876.

- [236] Pavelescu D., Pavelescu G., Gherendi F., Nitu C., Balacenu M., Dumitrescu G., Nitu S., Anghelita P., *Investigation of the rotating arc plasma generated in a vacuum circuit breaker*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 33 No. 5, 2005, s. 1504–1510.
- [237] Pitts R.A., *Ion energy, sheath potential and secondary electron emission in the tokamak edge*, rozprawa doktorska, Culham Laboratory, University of London, 1990.
- [238] Platter F., Rieder W., *Long range dielectric behaviour of vacuum interrupters*, XIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988, Conf. Proceedings, s. 335–337.
- [239] Pliutto A.A., Ryzkov V.N., Kapin A.T., *Vysokoskorostnye potoki plazmy vakuurnykh dug*, Zurnal Eksperimentalnoj i Teoretičeskoj Fiziki, Vol. 47, No 8, 1964, s. 494–507.
- [240] Prock J., *Time-dependent description of cathode crater formation in vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-14, No. 4, 1986, s. 482–491.
- [241] Prokopenko S.M.L., Laframboise J.G., Goodings J.M., *Evaluation of an orifice probe for plasma diagnostics*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 5, 1972, s. 2152–2160.
- [242] Prokopenko S.M.L., Laframboise J.G., Goodings J.M., *Orifice probe for plasma diagnostics: II. Multi-parameter analysis*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 7, 1974, s. 355–362.
- [243] Prokopenko S.M.L., Laframboise J.G., Goodings J.M., *Orifice probe for plasma diagnostics: III. Experimental considerations*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 7, 1974, s. 563–568.
- [244] Prokopenko S.M.L., Laframboise J.G., Goodings J.M., *Orifice probe for plasma diagnostics: IV. Ion density determination*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. 135–140.
- [245] Pucher W., *Fundamentals of HVDC interruption*, Electra, No 5, 1968, s. 24–38.
- [246] Radić N., Šternberg Z.W., *Long-delayed reignitions of the vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 5, 1991, s. 894–905.
- [247] Raith W., *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Verlag Walter de Gruyter, Berlin–New York, 1992.
- [248] Raizer U.P. *Gas discharge physics*, Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [249] Rakhovsky V.I., *Current density per cathode spot in vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-12, No. 3, Sept. 1984, s. 199–203.
- [250] Rakhovsky V.I., *State of the art of physical models of vacuum arc cathode spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 481–487.
- [251] Rakhovsky V.I., *Critical parameters of the cathode region of a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 18, No. 3, 1990, s. 677–681.
- [252] Rakhovsky V.I., *Critical parameters of the cathode region of a vacuum arc (the present-day status of theory and experiment)*, XIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988, Conf. Proceedings, s. 142–146.
- [253] Reininghaus U., *Schaltverhalten unterschiedlicher Kontaktwerkstoffe im Vakuum*, Rozprawa doktorska, TU Braunschweig, 1983.
- [254] Rich J.A., Farrall G.A., *Vacuum arc recovery phenomena*, Proceedings IEEE, Vol. 52, 1964, 1293–1301.
- [255] Riemann K.U., *Theory of the cathode sheath in a vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, 1989, s. 641–643.
- [256] Rondeel W.G.J., *Investigation of the ions emitted from a copper-vapour arc in vacuum*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 7, 1974, s. 629–634.
- [257] Rondeel W.G.J., *Cathodic erosion in the vacuum arc*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 6, 1973, s. 1705–1711.
- [258] Rondeel W.G.J., *The vacuum arc in an axial magnetic field*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. 934–942.
- [259] Rusteberg C., *Bestimmung von Plasmaparametern in Vakuum-Hochstrombögen*, Rozprawa doktorska, TU Braunschweig, 1994, VDI Fortschrittberichte, Reihe 21, Nr 175.

- [260] Rusteberg C., Lindmayer M., Jüttner B., Pursch H., *On the ion energy distribution of high current arcs in vacuum*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 23, No. 6, 1995, s. 909–914.
- [261] Saha M.N., *Versuch einer Theorie der Physikalischen Erscheinungen bei hohen Temperaturen mit Anwendungen auf die Astrophysik*, Zeitschrift für Physik, Band 6, 1921, s. 40–55.
- [262] Schade E., Dullni E., *The characteristic features of recovery of breakdown strength of vacuum switching devices after interruption of high currents*, XIXth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, China, 2000, Conf. Proceedings, s. 367–374.
- [263] Schwirtzke F.R., *Vacuum breakdown on metal surfaces*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 19, No. 5, 1991, s. 690–696.
- [264] Selzer A., *Vacuum interruption – a review of the vacuum arc and contact functions*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. IA-8, No. 6, 1972, s. 707–722.
- [265] Shalev S., Goldsmith S., Boxman R.L., *In situ determination of macroparticle velocities in a copper vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, No. 3, 1983, s. 146–151.
- [266] Shalev S., Boxman R.L., Goldsmith S., *Macroparticle dynamics during multi-cathode-spot vacuum arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-14, No. 1, 1986, s. 59–62.
- [267] Shang W., Schelekens H., Hilderink J., *Experimental investigations of the arc properties of vacuum circuit breaker with horse shoe electrode and its applications*, XVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Darmstadt, Germany, Sept. 6–10, 1992, Conf. Proceedings, s. 369–372.
- [268] Sherman J.C., Webster R., Jenkins J.E., Holmes R., *Cathode spot motion in high-current vacuum arcs on copper electrodes*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. 696–702.
- [269] Siemroth P., Schülke T., Witke T., *Microscopic high speed investigations of vacuum arc cathode spots*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 23, No. 6, Dec. 1995, s. 919–925.
- [270] Siemroth P., Schülke T., Witke T., Rackwitz N., *Investigation of cathode spots and plasma formation of vacuum arcs by high speed microscopy and spectroscopy*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 226–230.
- [271] Shkolnik S.M., *The plasma parameters in the interelectrode gap of the vacuum arc*, XIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berlin, Germany, 1984, Conf. Proceedings, s. 161–164.
- [272] Shkolnik S.M., *The plasma parameters of the interelectrode gap of the vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, No. 5, 1985, s. 336–337.
- [273] Simonyi K., *Physikalische Elektronik*, B. G. Teubner Stuttgart, 1972.
- [274] Smeets R.P.P., Linden W.A., *Current-zero measurements of vacuum circuit breakers interrupting short-line faults*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 31, No. 5, Oct. 2003, s. 852–857.
- [275] Smeets R.P.P., Thielens D.W., Kerkenaar R.W.P., *The duration of arcing following late breakdown in vacuum circuit breakers*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, 2005, s. 1582–1588.
- [276] Smith D., Adams N.G., Dean A.G., Church M.J., *The application of Langmuir probes to the study of flowing afterglow plasmas*, Journal of Physics, D: Appl. Phys., Vol. 8, 1975, s. 141–152.
- [277] Smy P.R., Greig J.R., *Transient response of the Langmuir probe at low pressures*, British Journal of Appl. Physics, (Journal of Physics, D), Vol. 1, 1968, s. 351–359.
- [278] Stefaniak K., Batura R., Broekere D., *Wpływ zewnętrznych pól magnetycznych na stabilność łuku elektrycznego prądu stałego w próżni*, IV Sympozjum „Zjawiska elektromagnetyczne w obwodach nieliniowych – obwody z łukiem elektrycznym”, luty 1977, Poznań, Mat. Konf. s. 25–32.
- [279] Stefaniak K., *Voltage characteristics of the vacuum arc of the direct current in magnetic fields*, VIth International Conference „Switching Arc Phenomena”, Sept. 12–15, 1989, Łódź, Poland, Postconference Materials, Part II, s. 217–221.

- [280] Toya H., Uchida Y., Hayashi T., Murai Y., *Spectroscopic measurement and analysis of high-current vacuum arc near copper cathode*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-14, No. 4, 1986, s. 471–476.
- [281] Tsuruta K., Nakajima M., Kitaura M., Yanagidaira T., *Effect of magnetic field on sustainment of low-current DC vacuum arcs*, XXIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Yalta, Ukraine, 2004, Conf. Proceedings, s. 261–264.
- [282] Tuma D.T., Chen C.L., Davies D.K., *Erosion products from the cathode spot region of a copper vacuum arc*, Journal of Appl. Physics, Vol 49, 1978, s. 3821–3831.
- [283] Uphoff P., *Untersuchungen über Erscheinungsformen von Vakuumbögen unter Magnetfeldeinfluß*, rozprawa doktorska, Uniwersytet Techniczny Braunschweig, 1988.
- [284] Voshall R.E., *Investigation of the positive column of high-current metal-vapor arcs*, IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-88, No. 2, 1969, s. 120–126.
- [285] Weltmann K.-D., Huber E., Frölich K., *Arc memory effect on postarc current in vacuum circuit breaker – simulation and experiment*, XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Eindhoven, August 17–21, 1998, Conf. Proceedings, s. 545–548.
- [286] Woods L.C., *Principles of magnetoplasma dynamics*, Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [287] Wróblewski Z., *Analiza możliwości i celowości normalizacji badań prądu ucięcia łączników próżniowych*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 9, 1984, s. 337–342.
- [288] Wróblewski Z., *Badania i symulacja cyfrowa wybranych właściwości łączników próżniowych*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2005.
- [289] Wróblewski Z., Klajn A., *Zdolność wyłączania styczników próżniowych w obwodach prądowych niskoczęstotliwościowych*, Wiadomości Elektrotechniczne, R. 54, Nr 21/24, 1986, s. 428–430.
- [290] Wróblewski Z., Klajn A., *Właściwości przepięciowe krajowych styczników próżniowych typu HSI-7*, Wiadomości Elektrotechniczne, nr 8, 1991, s. 298–301.
- [291] Wróblewski Z., Klajn A., Froncek F., *Prąd ucięcia styczników próżniowych typu SI*, Wiadomości Elektrotechniczne, nr 3–4, 1985, s. 66–68.
- [292] Wróblewski Z., Klajn A., *Prąd ucięcia styczników próżniowych*, Wiadomości Elektrotechniczne, nr 13–24, 1989, s. 234–236.
- [293] Wróblewski Z., Klajn A., *Analyse der Anwendungsmöglichkeiten der Vakuumschütze zum Betrieb in der Niederfrequenz- und Gleichstromkreisen*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Elektryka, nr 39, 1991, s. 115–126.
- [294] Wróblewski Z., Klajn A., Jaworski M., *Wpływ poprzecznego pola magnetycznego na próżniowy łuk łączeniowy niskiego napięcia*, Przegląd Elektrotechniczny, rok LXXII, nr 12, 1996, s. 316–325.
- [295] Wróblewski Z., Klajn A., Stosur M., *Wpływ poprzecznego pola magnetycznego na wybrane parametry dyfuzyjnego łuku próżniowego niskiego napięcia*, Przegląd Elektrotechniczny, rok LXXIX, nr 9, 2000, s. 230–234.
- [296] Wróblewski Z., Klajn A., Stosur M., Jaworski M., Zacirka R., Kobusiński M., *Analiza eksperymentalna i symulacja cyfrowa zjawisk występujących w dyfuzyjnym łuku próżniowym podczas jego wymuszonego gaszenia impulsem przeciwnym dla potrzeb optymalizacji tej techniki łączenia i zwiększenia zakresu zastosowań łączników próżniowych*, Sprawozdanie końcowe z realizacji projektu badawczego KBN, Raport Instytutu Energoelektryki Politechniki Wrocławskiej, SPR nr 24/02, Wrocław 2002.
- [297] Wróblewski Z., Klajn A., Stosur M., *Cyfrowa symulacja zjawisk połukowych występujących podczas wymuszonego wyłączenia prądu w próżni*, Przegląd Elektrotechniczny, rok LXXVI, nr 6, 2003, s. 443–447.
- [298] Yanabu S., Okawa M., Kaneko E., Tamagawa T., *Use of axial magnetic fields to improve high-current vacuum interrupters*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 5, 1987, s. 524–532.

- [299] Zabello K.K., Barinov Y.A., Chaly A.M., Logatchev A.A., Shkolnik S.M., *Experimental study of cathode spot motion and burning voltage of low-current vacuum arc in magnetic field*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, 2005, s. 1553–1559.
- [300] Załucki Z., *Estimation of post-arc neutral vapor density in the gap volume generated by evaporating macroparticles in a diffuse vacuum arc*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, 1985, s. 321–326.
- [301] Załucki Z., *Influence of current frequency on the dynamic voltage/current characteristics of vacuum arcs*, XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, July 21–26, 1996, Conf. Proceedings, s. 204–209.
- [302] Załucki Z., *Zależność wytrzymałości elektrycznej małych przerw międzystykowych wyłącznika próżniowego od poprzedzających operacji łączeniowych*, V Ogólnopolskie Sympozjum „Inżynieria Wysokich Napięć”, Poznań–Kiekrz, 22–24 maja 2000, Materiały Konferencyjne, s. 431–438.
- [303] Załucki Z., Janiszewski J., *Transition from constricted to diffuse vacuum arc modes during high AC current interruption*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, Aug. 1999, s. 991–1000.
- [304] Załucki Z., Kutzner J., *Particles reflection from the anode surface in vacuum arc*, VIIIth International Conference on Electrical Contact Phenomena, Tokyo, 1976, Conference Proceedings, s. 177–182.
- [305] Załucki Z., Seidei S., Kutzner J., *Contribution to the investigation of dielectric strength after arc extinction in vacuum*, IIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1968, Conf. Proceedings, s. 358–361.
- [306] Załucki Z., Kutzner J., *Initiation of electrical breakdown by ionic bombardement in a vacuum gap after arc extinction*, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-13, No. 5, 1985, s. 315–320.
- [307] Zekcer M.P., Ljubimov G.A., *Teoretičeskoe issledovanie vysokoskorostnyh potokov plazmy, istekajuščich iz katodnogo pjatna vakuumnoj dugi*, Žurnal Techničeskoj Fiziki, Vol. 49, No. 1, 1979, s. 3–11.

Properties of a diffuse vacuum arc discharge during the forced current commutation

Forced current commutation in vacuum switches is one of the problems concerning extinction of the electrical arc in vacuum. Forced switching of vacuum arc is used, among others, in DC as well as in low-frequency AC current circuits, i.e., AC circuits with frequencies much lower than 50 Hz. Improvement of this commutation technique remains still a research problem. An experimental-theoretical analysis concerning forced vacuum arc extinguishing against the background of switching vacuum arc problems is presented in the work. Investigations were performed in laboratory conditions, using demountable vacuum arc chambers equipped with a set of flat copper contacts. The main problems considered in the analysis are:

- examination of the diffuse vacuum arc discharge during a counter-current commutation, i.e., using a pulse current directed opposite to the switched-off arc current,
- examination of the possibilities of applying transverse magnetic field to the forced vacuum arc current commutation.

Within the domain of the counter-current switching, some electron and ion parameters as well as post arc current after the current zero were observed as a function of the forced falling rate of the arc current to zero. Among these parameters one can distinguish: thermal energy, mean velocity and concentration of electrons, decay times of electrons and ions, concentration, drift velocity and kinetic energy of ions. The influence of these parameters on the dielectric strength of the post arc gap was analysed. It has among others been concluded that the decay time of ion current diminishes and ion energy grows together with an increase of the arc current falling rate, and this has been suggested as one of the reasons of post arc dielectric strength reduction in this switching technique. The result of the investigations is the optimisation of vacuum arc extinguishing criteria using the counter-current.

Within the domain of using the transverse magnetic field to the forced interruption of the vacuum arc, the arc plasma in the field proportional to the arc current and to the oscillatory one, without and with the capacity connected parallel to the arcing contacts, was observed. Changes of some arc column parameters, such as the arc voltage and movement of the arc plasma, were analysed, in the context of using it to the forced arc current commutation. It has been concluded that for a successful vacuum arc current interruption, a capacity connected parallel to the arcing contacts is necessary. The minimal, boundary values of this capacitance, were determined experimentally. Results of the experimental analysis have been illustrated with the model calculations.

Electrical probes, the Langmuir probe and the retarding field analyser, were used in the vacuum arc plasma examination. Some optimisation criteria concerning application of such probes in the experiments performed were formulated. The results obtained give some additional information, which concern possibilities of using electrical probes in the switching vacuum arc plasma investigations.

The main result of the work is determination of many parameters needed in optimisation of the forced switching vacuum arc techniques and in the modelling of the switching vacuum arc.

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń	4
1. Informacje wstępne	11
1.1. Tematyka pracy na tle aktualnych zagadnień związanych z łącznikami próżniowymi i z badaniem zjawisk łączeniowych w próżni	11
1.2. Cel i zakres pracy	15
2. Podstawowe właściwości i parametry stabilnego wyładowania łukowego w próżni	16
2.1. Informacje wstępne o wyładowaniu łukowym	16
2.2. Łuk wysokociśnieniowy – informacje podstawowe	20
2.3. Łuk elektryczny w próżni	22
2.3.1. Informacje wstępne. Zasadnicze różnice między łukiem próżniowym i wysokociśnieniowym	22
2.3.2. Powstanie wyładowania łukowego w próżni	26
2.3.3. Charakterystyka plamki katodowej i zjawisk przykatodowych	27
2.3.4. Zjawiska przyanodowe.....	34
2.3.5. Charakterystyka przepływu plazmy w kolumnie łuku próżniowego	38
3. Zjawiska zachodzące w pobliżu przejścia prądu łuku próżniowego przez wartość zerową i wyłączenie prądu w próżni	41
3.1. Stabilność wyładowania łukowego w próżni w pobliżu zera prądu	41
3.2. Łuk próżniowy przed dojściem prądu do zera	43
3.2.1. Opis parametrów plazmy.....	43
3.2.2. Zjawisko ucięcia prądu	45
3.3. Plazma po przejściu prądu łuku próżniowego przez zero	47
3.3.1. Informacje wstępne	47
3.3.2. Opis i modelowanie rozkładu cząsteczek naładowanych	48
3.3.3. Opis i modelowanie rozkładu cząsteczek neutralnych	57
3.4. Wytrzymałość połukowa przerwy międzystykowej	59
3.4.1. Informacje wstępne	59
3.4.2. Wczesna faza wytrzymałości połukowej	59
3.4.3. Późna faza wytrzymałości połukowej	64
3.4.4. Wpływ właściwości materiału stykowego na wytrzymałość połukową	69
4. Diagnostyka plazmy łuku próżniowego – wybrane zagadnienia	71
4.1. Informacje wstępne – podstawowe metody diagnostyki plazmy łuku próżniowego	71
4.2. Sondy elektryczne	75
4.2.1. Podstawowe wiadomości	75
4.2.2. Podstawy teorii sondy Langmuira	79
4.2.2.1. Informacje wstępne	79

4.2.2.2. Potencjał swobodny, potencjał plazmy i charakterystyka sondy	79
4.2.2.3. Określenie parametrów plazmy na podstawie pomiarów sondą Langmuira	84
4.2.2.4. Wpływ geometrii sondy na jej charakterystykę	86
4.2.2.5. Zagadnienie zastosowania sondy Langmuira do badania plazmy o parametrach zmiennych w czasie	86
4.3. Analizatory pola opóźniającego (analizatory energii cząsteczek)	90
4.3.1. Podstawowe wiadomości	90
4.3.2. Charakterystyka analizatora w trybie kolekcji i analizy prądu jonowego	92
4.3.3. Zagadnienie dokładności pomiarów z użyciem analizatora	95
5. Pomiary parametrów plazmy łuku próżniowego za pomocą sond elektrycznych	98
5.1. Informacje wstępne	98
5.2. Pomiary przy użyciu sondy Langmuira	99
5.2.1. Opis konstrukcji zastosowanych sond	99
5.2.2. Pomiar parametrów elektronów sondą zasilaną napięciem piłokształtnym	104
5.2.3. Pomiar parametrów elektronów sondą zasilaną napięciem stałym	124
5.3. Pomiary z zastosowaniem analizatora pola opóźniającego (RFA)	130
5.3.1. Konstrukcja analizatora i dobór jego parametrów	130
5.3.2. Pomiar parametrów prądu jonowego dla wyładowania łukowego o sinusoidalnej półfali prądu	135
5.3.3. Pomiar parametrów prądu jonowego podczas wyłączania przeciwprądem	138
5.4. Podsumowanie	145
6. Przerwanie wyładowania łukowego w próżni impulsem prądu skierowanego przeciwnie do prądu łuku (impulsem przeciwprądowym)	147
6.1. Zasada wyłączania przeciwprądem, wybrane rozwiązania praktyczne oraz cel badań podjętych w prezentowanej pracy	147
6.2. Opis stanowiska laboratoryjnego	155
6.3. Badanie wybranych parametrów plazmy po wymuszonym wyłączeniu łuku próżniowego przeciwprądem	158
6.3.1. Pomiary zaniku prądu elektronowego	158
6.3.2. Pomiary zaniku prądu jonowego	161
6.3.3. Analiza wyników badań	174
6.3.4. Zakres wartości i warunki brzegowe parametrów plazmy	188
6.4. Zagadnienie wytrzymałości napięciowej przerwy międzystykowej w przeprowadzonych badaniach	189
6.5. Podsumowanie	190
7. Wykorzystanie poprzecznego pola magnetycznego do wymuszonego gaszenia łuku próżniowego	192
7.1. Informacje wstępne	192
7.2. Wybrane zagadnienia dotyczące oddziaływania poprzecznego pola magnetycznego na plazmę łuku próżniowego	193
7.3. Przegląd dotychczasowych prac z zakresu wykorzystania poprzecznego pola magnetycznego do wspomagania wymuszonego wyłączenia prądu w próżni	196
7.4. Cel i zakres badań łuku dyfuzyjnego w poprzecznym polu magnetycznym	204
7.5. Badania eksperymentalne próżniowego, dyfuzyjnego łuku łączeniowego w poprzecznym polu magnetycznym proporcjonalnym do wartości prądu łuku	205
7.5.1. Opis układu badawczego	205
7.5.2. Przebiegi prądu i napięcia łuku	207
7.5.3. Analiza ruchu plazmy łuku	213

7.5.4. Podsumowanie badań plazmy w poprzecznym polu magnetycznym proporcjonalnym do wartości prądu łuku	219
7.6. Próżniowy łuk łączeniowy w poprzecznym, oscylacyjnym polu magnetycznym	220
7.6.1. Cel badań i opis układu pomiarowego	220
7.6.2. Przebiegi napięcia i prądu łuku	222
7.6.3. Przemieszczanie się kolumny łukowej	231
7.6.4. Analiza przemieszczania się kolumny łukowej na podstawie pomiarów sondą Langmuira	237
7.6.5. Podsumowanie badań plazmy w oscylacyjnym, poprzecznym polu magnetycznym	245
7.7. Oscylacyjne pole magnetyczne i pojemność bocznikująca styki jako metoda komutacji wymuszonej dyfuzyjnego łuku próżniowego	247
7.7.1. Informacje wstępne	247
7.7.2. Opis układu badawczego, metodyki pomiarów i uzyskanych rezultatów	247
7.7.3. Podsumowanie wyników badań dotyczących wymuszonego wyłączenia prądu łuku próżniowego w oscylacyjnym polu magnetycznym	262
7.8. Wybrane zagadnienia dotyczące modelowania zjawisk podczas wymuszonego wyłączenia prądu z wykorzystaniem pola magnetycznego	262
7.8.1. Podstawowe właściwości elektryczne plazmy w polu magnetycznym	262
7.8.2. Wybrane rezultaty obliczeń modelowych przemieszczania się plazmy w poprzecznym polu magnetycznym bez pojemności bocznikującej styki	265
7.8.3. Modelowanie wymuszonego wyłączenia prądu w próżni z zastosowaniem oscylacyjnego, poprzecznego pola magnetycznego i układów pojemnościowych bocznikujących styki łącznika	274
7.8.4. Podsumowanie wybranych zagadnień dotyczących modelowania zjawisk podczas wymuszonego wyłączenia prądu z użyciem pola magnetycznego	283
8. Podsumowanie i wnioski końcowe	284
Bibliografia	287

Contents

Notations	4
1. Introduction	11
1.1. Subject of the work against the background of the contemporary problems related to vacuum switches and to investigations of switching phenomena in vacuum	11
1.2. The aim and the scope of the work	15
2. Basic properties and parameters of a stable vacuum arc discharge	16
2.1. Introductory notes about the discharge in vacuum	16
2.2. High-pressure arc – basic information	20
2.3. Electrical arc in vacuum	22
2.3.1. Introduction. Basic differences between the high-pressure and vacuum arc	22
2.3.2. Initiation of the vacuum arc	26
2.3.3. Characterisation of the cathode spot and phenomena in the cathode region	27
2.3.4. Phenomena in the anode region	34
2.3.5. Characterisation of the plasma flow in the arc column	38
3. Current zero phenomena of the vacuum arc and current commutation in vacuum	41
3.1. Stability of the vacuum arc discharge near the current zero	41
3.2. Vacuum arc before current zero	43
3.2.1. Description of plasma parameters	43
3.2.2. Current chopping phenomenon	45
3.3. Plasma after the arc current zero	47
3.3.1. Basic information	47
3.3.2. Description and modelling of charged particles	48
3.3.3. Description and modelling of neutral particles	57
3.4. Post arc electrical strength of the interelectrode gap	59
3.4.1. Introduction	59
3.4.2. Early phase of the post arc strength	59
3.4.3. Late phase of the post arc strength	64
3.4.4. Influence of the contact material on the post arc strength	69
4. Diagnostic of the vacuum arc plasma – selected problems	71
4.1. Introductory notes – basic diagnostic methods of the vacuum arc plasma	71
4.2. Electrical probes	75
4.2.1. Basic information	75
4.2.2. Basics of the Langmuir probe theory	79
4.2.2.1. Introduction	79
4.2.2.2. Floating potential, plasma potential and probe characteristic	79
4.2.2.3. Determination of the plasma parameters with a Langmuir probe	84

4.2.2.4. Influence of the probe geometry on its accuracy	86
4.2.2.5. Using the Langmuir probe in the measurement of time-varying parameters	86
4.3. Retarding field analysers (particle energy analysers)	90
4.3.1. Basic information	90
4.3.2. Analyser characteristic in the ion current operation mode	92
4.3.3. Problem of accuracy in measurement with the analyser	95
5. Measurement of the vacuum arc plasma parameters using electrical probes	98
5.1. Introduction	98
5.2. Measurement with the Langmuir probe	99
5.2.1. Constructions of probe used in the tests	99
5.2.2. Measurement of electron parameters using the saw-tooth probe potential	104
5.2.3. Measurement of electron parameters using the constant probe potential	124
5.3. Measurement with the retarding field analyser (RFA)	130
5.3.1. Analyser construction and the choice of analyser parameters	130
5.3.2. Ion parameter measurement for a sine current half-wave	135
5.3.3. Ion parameter measurement during the counter current commutation	138
5.4. Recapitulation	145
6. Interruption of the vacuum arc discharge using an current pulse directed opposite to the arc current (counter-pulse current)	147
6.1. Principle of the counter-current interruption method, chosen practical solutions and aim of the present investigation	147
6.2. Experimental arrangement	155
6.3. Examination of chosen plasma parameters after the counter-current forced vacuum arc extinguishing	158
6.3.1. Measurement of the electron current decay	158
6.3.2. Measurement of the ion current decay	161
6.3.3. Analysis of measuring results	174
6.3.4. Range of values and boundary conditions of the plasma parameters	181
6.4. Problem of the electrical strength in investigations performed	181
6.5. Recapitulation	190
7. Using the transverse magnetic field for the forced vacuum arc interruption	192
7.1. Introduction	192
7.2. Some problems concerning the transverse magnetic field action on the vacuum arc plasma	193
7.3. Overview of hitherto existing, chosen works concerning application of the magnetic field to the forced vacuum arc extinguishing	196
7.4. The aim and the scope of the present work	204
7.5. Experimental investigation of the diffuse switching vacuum arc in the transverse magnetic field proportional to the arc current	205
7.5.1. Experimental arrangement	205
7.5.2. Arc current and arc voltage flows	207
7.5.3. Analysis of the plasma movement	213
7.5.4. Recapitulation of tests in the transverse magnetic field proportional to the arc current	219
7.6. Switching vacuum arc in the transverse, oscillatory magnetic field	220
7.6.1. Aim of the work and description of the experimental arrangement	220
7.6.2. Arc voltage and arc current flows	222
7.6.3. Movement of the arc column	231
7.6.4. Analysis of the arc column movement using the Langmuir probe	237

7.6.5. Recapitulation of tests in the transverse, oscillatory magnetic field	245
7.7. Oscillatory transverse magnetic field and parallel capacitance as a method of the forced vacuum arc commutation	247
7.7.1. Introduction	247
7.7.2. Experimental arrangement, methodology of tests and results	247
7.7.3. Recapitulation of experimental results concerning the forced vacuum arc extinguishing in the oscillatory magnetic field	262
7.8. Chosen problems concerning the modelling of phenomena during the forced arc extinguishing using magnetic field	262
7.8.1. Basic electrical properties of the plasma in a magnetic field	262
7.8.2. Chosen results of the plasma movement model calculations in the transverse magnetic field without capacitance connected parallel to the arcing contacts	265
7.8.3. Modelling of the forced vacuum arc extinguishing using the oscillatory magnetic field and capacitance connected parallel to the arcing contacts	274
7.8.4. Recapitulation of problems concerning the modelling of phenomena during the forced arc extinguishing using magnetic field	283
8. Recapitulation and conclusions	284
References	287



PRACE NAUKOWE INSTYTUTU ENERGOELEKTRYKI
(wydane w latach 2000–2006)

- Nr 91, Konferencje nr 34, *Sieci elektroenergetyczne w przemyśle i energetyce. SIECI 2000*, IV Krajowa konferencja naukowo-techniczna, Wrocław 2000
- Nr 92, Monografie nr 28, J. Iżykowski, *Impedancyjne algorytmy lokalizacji zwarć w liniach przesyłowych*, Wrocław 2004
- Nr 93, Monografie nr 29, W. Rebizant, *Metody inteligentne w automatyce zabezpieczeniowej*, Wrocław 2004
- Nr 94, Konferencje nr 35, *Sieci elektroenergetyczne w przemyśle i energetyce. SIECI 2004*, V Krajowa konferencja naukowo-techniczna, Wrocław 2004
- Nr 95, Monografie nr 30, B. Wnukowska, *Metodyka analizy i prognozowania potrzeb energetycznych odbiorców przemysłowych na rynku energii*, Wrocław 2005



BIBLIOTEKA GŁÓWNA

331100 L/1

Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w księgarni
„Tech”
plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław
bud. D-1 PWr., tel. 320 29 35
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową

ISSN 0324-976x