



**KAPITAŁ LUDZKI**  
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



1  
Politechnika Wroclawska

UNIA EUROPEJSKA  
EUROPEJSKI  
FUNDUSZ SPOLECZNY



## **Laboratorium fotoogniw**

dr hab. Ewa Płaczek-Popko, prof. PWr

E-skrypt opracowany w ramach projektu pt. „Wzrost liczby absolwentów w Politechnice Wrocławskiej na kierunkach o kluczowym znaczeniu dla gospodarki opartej na wiedzy” nr UDA-POKL.04.01.02-00-065/09-01



**KAPITAŁ LUDZKI**  
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



2  
Politechnika Wrocławska

UNIA EUROPEJSKA  
EUROPEJSKI  
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Recenzent: dr inż. Zbigniew Gumienny

Redaktor serii: dr hab. inż. Włodzimierz Salejda, prof. PWr

© Copyright by Politechnika Wrocławska  
OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ  
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50 – 370 Wrocław

ISBN 978-83-7493-605-7

---

**Projekt współfinansowany ze środków Unii Europejskiej  
w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego**



**KAPITAŁ LUDZKI**  
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



3  
Politechnika Wrocławska

UNIA EUROPEJSKA  
EUROPEJSKI  
FUNDUSZ SPOŁECZNY



## Wstęp

W niniejszym opracowaniu zawarto podstawowe wiadomości wprowadzające w problematykę zagadnień związanych z pomiarami ogniw słonecznych. Pomiary te są wykonywane w ramach pracowni studenckiej Laboratorium fotoogniw. Pracownia fotowoltaiczne powstaje w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej, na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki w ramach realizacji programu Narodowego Laboratorium Technologii Kwantowych.

E. Płaczek – Popko



## Spis treści

I. Emisja i absorpcja promieniowania.....	5
1. Podział widna i jednostki promieniowania elektromagnetycznego.....	5
2. Prawo Lamberta.....	8
3. Zależność między emitancją i luminancją źródła lambertowskiego.....	11
4. Prawo Kirchhoffa.....	12
5. Prawa promieniowania ciała doskonale czarnego.....	15
5.1. Zależność między emitancją a gęstością energii zrównoważonego promieniowania cieplnego wewnątrz CDC.....	17
5.2. Prawo Plancka.....	18
II. Detektory promieniowania elektromagnetycznego.....	22
1. Klasyfikacja detektorów promieniowania elektromagnetycznego.....	22
2. Parametry detektorów.....	24
3. Kalibracja detektora termicznego.....	27
4. Pomiar charakterystyki spektralnej czułości detektora.....	29
III. Absorpcja światła słonecznego	
1. Widmo promieniowania Słońca.....	32
2. Właściwości optyczne materiałów na baterie słoneczne.....	35
IV. Pomiary parametrów baterii słonecznej.....	41
1. Pomiar współczynnika absorpcji.....	41
2. Pomiar charakterystyki spektralnej czułości baterii.....	46
3. Pomiar charakterystyki prądowo-napięciowej.....	51
Literatura.....	54



## I. Emisja i absorpcja promieniowania.

Jednym z podstawowych praw elektrodynamiki klasycznej jest stwierdzenie, że zmianom ruchu naładowanych cząsteczek towarzyszy emisja lub absorpcja promieniowania elektromagnetycznego. Następnym ruchów cieplnych naładowanych cząsteczek każdej materii jest więc zdolność do emisji i absorpcji promieniowania. Ze wzrostem temperatury ciała wzrasta intensywność ruchu jego elektronów i jąder w atomach a tym samym zwiększa się również promieniowanie wysyłane przez każdą materię.

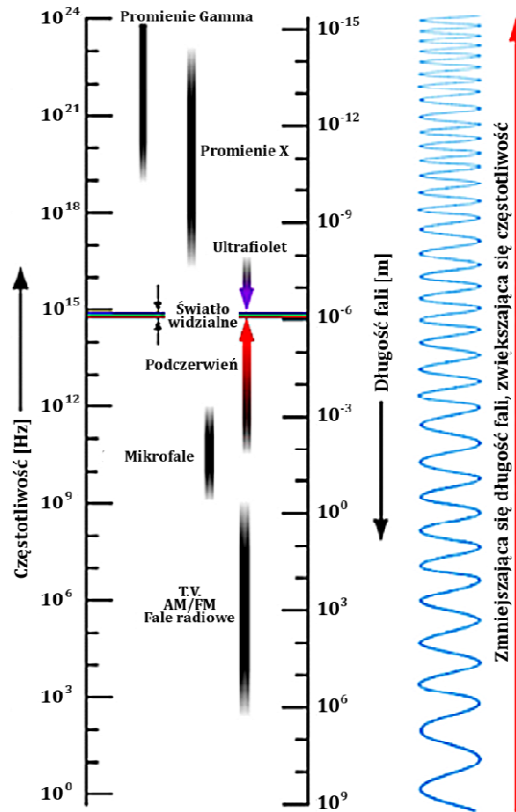
### 1. Podział widma i jednostki promieniowania elektromagnetycznego.

Widmem promieniowania nazywa się ciąg promieniowania uporządkowany wg. długości fali, częstości lub energii fotonów. Każde ciało stałe o  $T > 0K$  emituje ciągłe widmo promieniowania elektromagnetycznego o wszelkich długościach fal, lecz o różnych natężeniach.

Widmo promieniowania elektromagnetycznego dzieli się na szereg zakresów, których granice określone są umownie i niezbyt dokładnie. W tym podziale niektóre zakresy częściowo się pokrywają. Np. fale submilimetrowe i daleka podczerwień czy też promieniowanie rentgenowskie, które pokrywa się częściowo z zakresem ultrafioletu z jednej strony i promieniowaniem  $\gamma$  z drugiej strony zakresu. Własności fizyczne promieniowania elektromagnetycznego o danej długości fali  $\lambda$  są takie same a więc o tym, do którego z zakresów zaliczy się promieniowanie w powyższych przypadkach decyduje sposób wytworzenia lub metoda detekcji danego promieniowania. Pod względem fizycznym promieniowanie widzialne i podczerwone są tego samego rodzaju. Zwykły obserwator podzieli je jednak na podstawie efektów fizjologicznych na promieniowanie świetlne, działające na organ wzrokowy oraz promieniowanie ciepłe, działające na organ czuciowy skóry ludzkiej. Na diagramie przedstawionym na rys. 1 pokazano zakresy widmowe promieniowania elektromagnetycznego i odpowiadające im długości fal i częstości.



### Spektrum fal elektromagnetycznych



Rys.1. Diagram przedstawiający zakresy widmowe promieniowania elektromagnetycznego.

Energię promienistą, źródła i odbiorniki promieniowania oraz oddziaływanie promieniowania z materią opisuje się szeregiem wielkości i współczynników. W zakresie podczerwieni stosuje się jednostki energetyczne. W zakresie widzialnym odpowiednio – jednostki fotometryczne. W Tabeli I podano podstawowe jednostki energetyczne i fotometryczne. Te wielkości odnoszą się do promieniowania scałkowanego po całym widmie. Ich odpowiedniki widmowe, nazywane gęstościami widmowymi są zdefiniowane jako ilości strumienia, energii, luminancji etc., zawarte w jednostkowym przedziale częstości  $dv = 1\text{Hz}$  (lub długości fali  $d\lambda$ ) wokół częstości  $\nu$ . Np. całkowita zdolność emisyjna  $M$  i odpowiadająca jej gęstość widmowa  $M_\nu$  wiążą się ze sobą następująco:



$$M = \int_0^{\infty} M_v \, d\nu \quad (1)$$

Tabela I.

<b>Jednostki energetyczne</b>		<b>Jednostki świetlne</b>	
1. Energia promienista - emitowana lub padająca na powierzchnię	[J]	1. Ilość światła	[lm s]
2. Moc promienista (strumień) - energia promieniowana emitowana lub padająca na powierzchnię w jednostce czasu	[W]	2. Strumień świetlny	[lm]
3. Natężenie promieniowania źródła światła (świetłość) - strumień promieniowania emitowany ze źródła do jednostkowego kąta bryłowego	[W/sr]	3. Światłość	[cd.] = [lm/sr]
4. Emitancja promieniowania (całkowita zdolność emisyjna) Strumień promieniowania emitowany przez jednostkę powierzchni źródła	[W/m <sup>2</sup> ]	4. Emitancja świetlna	[lm/m <sup>2</sup> ]
5. Luminancja promieniowania (jaskrawość) - strumień promieniowania emitowany przez jednostkę powierzchni źródła do jednostkowego kąta bryłowego	[W/m <sup>2</sup> sr]	5. Luminancja	[nt] = [cd/m <sup>2</sup> ]
6. Natężenie napromieniowania - strumień promieniowania padającego na jednostkę powierzchni	[W/m <sup>2</sup> ]	6. Natężenie oświetlenia	[lm/m <sup>2</sup> ]
7. Gęstość energii promieniowania - energia promienista emitowana przez jednostkę objętości	[J/m <sup>3</sup> ]		



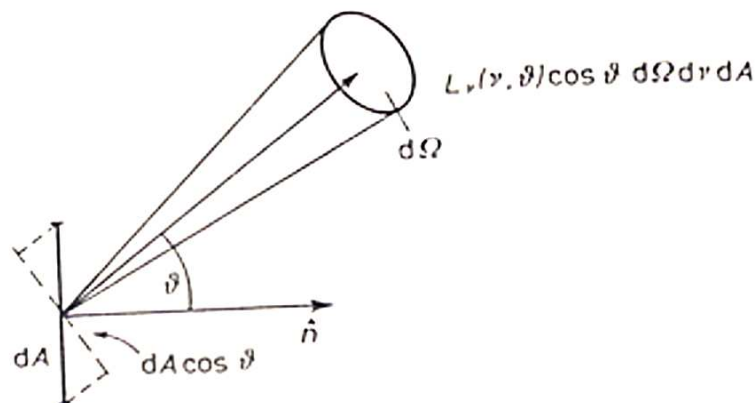
## 2. Prawo Lamberta.

Rozpatrzmy jednostkowy element powierzchni  $dA$  źródła promieniowania o gęstości widmowej luminancji  $L_\nu(\nu, \vartheta)$ . Wartość  $L_\nu$  zależy od kąta  $\vartheta$  między kierunkiem obserwacji a normalną  $\mathbf{n}$  do powierzchni źródła. Na rys.2. przedstawiono element powierzchni źródła  $dA$  i elementarny kąt bryłowy  $d\Omega$ . Jak wynika z rys.2., powierzchnia źródła widziana pod kątem  $\vartheta$  jest równa  $dA \cos \vartheta$ . Strumień promieniowania  $d\Phi$  emitowany przez to źródło do jednostkowego kąta bryłowego  $d\Omega$  wyraża się więc wzorem:

$$d\Phi = L_\nu(\vartheta, \nu) \cos \vartheta d\Omega d\nu dA. \quad (2)$$

Po scałkowaniu tego równania po całej powierzchni źródła  $A$ , po wszystkich częstotściach światła  $\nu$  oraz po pełnym kącie bryłowym  $\Omega$ , otrzymuje się następujący związek pomiędzy luminancją źródła o skończonych wymiarach a mocą promieniowania emitowanego przez to źródło :

$$\Phi = \oint_A \int_0^\infty \int_\Omega L_\nu(\vartheta, \nu) \cos \vartheta d\Omega d\nu dA. \quad (3)$$



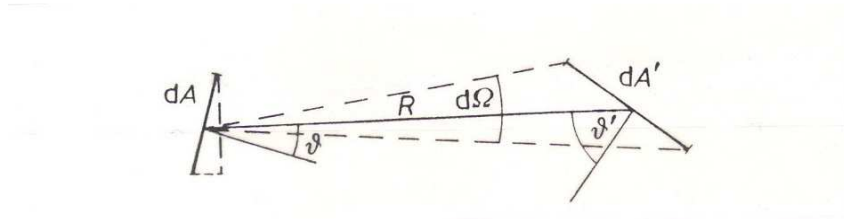
Rys.2. Element powierzchni  $dA$  źródła emitującego promieniowanie do kąta bryłowego  $d\Omega$ , skierowanego pod kątem  $\vartheta$  do normalnej  $\mathbf{n}$  do powierzchni [1].





Rozważmy teraz element powierzchni detektora  $dA'$ , znajdujący się w odległości  $R$  od elementu powierzchni źródła  $dA$ , tak jak to przedstawiono na rys.3. Element  $dA'$  jest widziany ze źródła w kącie bryłowym  $d\Omega = \frac{dA' \cos \vartheta'}{R^2}$ . Zatem dla  $R^2 \gg dA$ ,  $dA'$  strumień promieniowania docierający do elementu  $dA'$  jest równy:

$$d\Phi = L(\vartheta) \cos \vartheta d\Omega dA = L(\vartheta) \cos \vartheta dA' \cos \vartheta' / R^2. \quad (4)$$



Rys.3. Luminancja źródła i natężenie napromieniowania detektora [1]

Dla źródeł izotropowych, dla których luminancja nie zależy od kąta  $\vartheta$  strumień promieniowania emitowanego do jednostkowego kąta bryłowego jest proporcjonalny do cosinusa kąta pomiędzy kierunkiem obserwacji a normalną do powierzchni emitującej. Jest również proporcjonalny do cosinusa kąta między kierunkiem obserwacji a normalną do powierzchni detektora. Ponadto strumień ten zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości między źródłem a detektorem promieniowania. Dlatego to prawo, zwane prawem Lamberta nazywa się również prawem odwrotnych kwadratów.

Korzystając z tego prawa można pokazać, że dla źródła lambertowskiego o powierzchni emitującej  $dA$ , strumień promieniowania padającego prostopadle ( $\cos \vartheta = 1$ ) na detektor rozciągnięty, widoczny ze źródła pod kątem aperturowym  $u$  wyraża się wzorem:

$$\Phi = \pi L \sin^2 u dA. \quad (5)$$



Poniżej przedstawiono przykłady zastosowania prawa Lamberta.

*Przykład 1.* Luminancja Słońca

Przy padaniu normalnym, bez odbicia i absorpcji w atmosferze, do  $1\text{m}^2$  powierzchni Ziemi dociera promieniowanie o natężeniu  $I_z = 1.35\text{kW/m}^2$  (stała słoneczna). Ze względu na symetrię równania (4), możemy traktować  $dA'$  jako źródło a  $dA$  jako odbiornik. Słońce widać z Ziemi pod kątem  $2u = 32'$ , co daje  $\sin u = 4.7 \cdot 10^{-3}$ . Wstawiając tę wartość do wzoru (5), otrzymujemy luminancję powierzchni Słońca równą  $L_s = 2 \cdot 10^4 \text{kW}/(\text{m}^2\text{sr})$ . Całkowitą moc promieniowania Słońca można obliczyć ze wzoru  $\Phi = 4\pi r^2 I_z = 4 \cdot 10^{26} \text{W}$ , gdzie  $r = 1.5 \cdot 10^{11} \text{m}$  jest odległością Ziemia – Słońce.

*Przykład 2.* Luminancja lasera He-Ne.

Założmy, że moc wyjściowa  $1\text{mW}$  jest emitowana przez powierzchnię  $1 \text{mm}^2$  powierzchni zwierciadła w kącie płaskim  $4'$ , co odpowiada kątowi bryłowemu  $10^{-6} \text{sr}$ . Maksymalna luminancja w kierunku rozchodzenia się wiązki laserowej jest więc równa  $L = 10^{-3}/(10^{-6} \cdot 10^{-6}) \text{W}/(\text{m}^2\text{sr}) = 10^9 \text{W}/(\text{m}^2\text{sr})$ . A więc  $L/L_s \cong 50$ . Porównanie luminancji widmowych jest jeszcze bardziej wymowne. Promieniowanie lasera jest skupione w szerokości widmowej ok.  $1\text{MHz}$ , więc  $L_v = 10^9/10^6 = 10^3 \text{W}/(\text{m}^2\text{srHz})$ . Promieniowanie Słońca jest skupione w szerokości  $10^{15} \text{Hz}$ , co daje  $L_{vs} = 2 \cdot 10^7/10^{15} = 2 \cdot 10^{-8} \text{W}/(\text{m}^2\text{srHz})$

*Przykład 3.* Porównanie luminancji

Oko reaguje na luminancję  $10^{-4} \text{W}/(\text{m}^2\text{sr}) = 1 \text{nt}$ .

Ból oka i możliwość jego uszkodzenia – przy  $10^6 \text{W}/(\text{m}^2\text{sr})$ .

Niebo w noc bezksiężycową :  $10^{-4} \text{W}/(\text{m}^2\text{sr})$ .

Kartka papieru przy oświetleniu ok.  $30 \text{lx}$  -  $10 \text{W}/(\text{m}^2\text{sr})$ .

Włókno żarówki –  $10^6 \text{W}/(\text{m}^2\text{sr})$ .

Tarcza słoneczna –  $10^9 \text{W}/(\text{m}^2\text{sr})$ .



### 3. Zależność między emitancją i luminancją źródła lambertowskiego

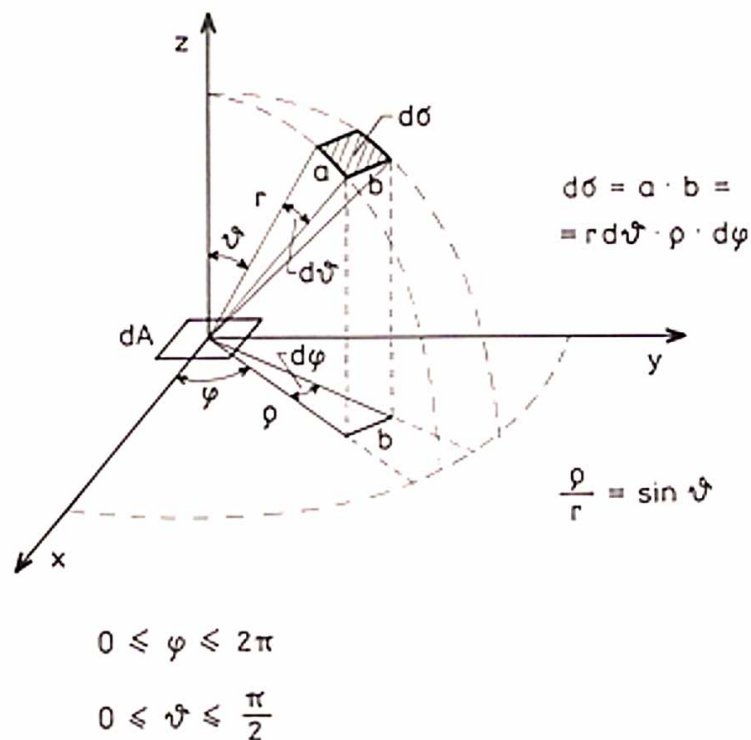
Pokażemy, że między emitancją  $M$  źródła spełniającego prawo Lamberta a jego luminancją  $L$ , zachodzi relacja:

$$M = \pi L. \quad (6)$$

Dla źródła izotropowego, luminancja nie zależy od kąta  $\vartheta$ . Wówczas całkowity strumień promieniowania emitowany przez to źródło wyraża się wzorem:

$$\Phi = L \int_{\Omega} \cos \vartheta d\Omega dA. \quad (7)$$

Na rys.4. przedstawiono izotropowe źródło o powierzchni  $dA$ .



Rys.4. Źródło o powierzchni  $dA$  emituje promieniowanie w półsfery.



Elementarny kąt bryłowy do którego promieniowanie jest emitowane można wyrazić za pomocą wzoru:

$$d\Omega = d\sigma / r^2, \quad (8)$$

gdzie  $d\sigma$  jest elementem powierzchni odległym od źródła o  $r$ . Źródło to emituje strumień promieniowania w półsfery, wygodnie jest więc przejść do współrzędnych sferycznych aby policzyć całkę występującą we wzorze (7). Jak wynika z rys.4. :

$$d\sigma = a b = r d\vartheta \rho d\varphi = r^2 d\vartheta \sin\vartheta d\varphi, \quad (9)$$

ponieważ  $\rho/r = \sin\vartheta$ . Zatem podstawiając (9) do (8) mamy:

$$d\Omega = r^2 d\vartheta \sin\vartheta d\varphi / r^2 = d\vartheta \sin\vartheta d\varphi. \quad (10)$$

Dalej, podstawiając (10) do równania (7) otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \Phi &= L \int_{\vartheta} \int_{\varphi} \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\varphi dA = L \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} \sin 2\vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi dA = -dA \frac{L}{2} \left( \frac{\cos 2\vartheta}{2} \right) \Big|_0^{\pi/2} 2\pi = \\ &= -dA \frac{L}{2} \left( -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right) 2\pi = dA \pi L \end{aligned}$$

Ponieważ emitancja  $M = \Phi/dA$ , to z powyższego równania otrzymujemy równanie (6).

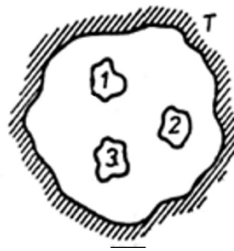
#### 4. Prawo Kirchhoffa.

Do opisu promieniowania rzeczywistych ciał, wprowadza się dwie funkcje, których kształt ustala się dla każdego ciała doświadczalnie. Są to zdolność emisyjna ciała  $M$  i



zdolność absorpcyjna  $A$ . Zdolność emisyjna to strumień promieniowania emitowany przez jednostkę powierzchni źródła. Jeśli odnieść ją do przedziału spektralnego  $\Delta\lambda$ , to mówimy o spektralnej zdolności emisyjnej  $e_\lambda$ . Stopień absorpcji promieniowania określa zdolność absorpcyjna. Jest to stosunek strumienia promieniowania zaabsorbowanego do strumienia padającego na ciało. Jeśli odnieść ją do przedziału spektralnego  $\Delta\lambda$ , to mówimy o spektralnej zdolności absorpcyjnej  $a_\lambda$ . Zarówno zdolność emisyjna jak i zdolność absorpcyjna zależą od temperatury ciała,  $T$ . Dlatego spektralne zdolności: emisyjną i absorpcyjną zwykle określa się jako funkcje długości fali i temperatury,  $e_\lambda(\lambda, T)$  i  $a_\lambda(\lambda, T)$ .

Wyobraźmy sobie układ ciał, które nie stykają się ze sobą i znajdują się w pewnym układzie zamkniętym w którym panuje próżnia (patrz rys.5).



Rys.5.

Jeśli wyjściowo temperatury tych ciał są różne, to jak pokazuje doświadczenie, po pewnym czasie układ osiągnie stan równowagi i temperatury ciał wyrównają się. Dzieje się tak dzięki wymianie – emisji i absorpcji – fotonów między ciałami. Ciała o większej zdolności emisyjnej tracą w jednostce czasu więcej energii niż ciała o mniejszej zdolności emisyjnej. Jeśli jednak pozostają w stanie równowagi termodynamicznej z innymi ciałami, to oznacza to, że muszą również odpowiednio więcej energii zaabsorbować w jednostce czasu..



W konsekwencji, stosunek spektralnej zdolności emisyjnej do spektralnej zdolności absorpcyjnej ciał jest taką samą funkcją długości fali i temperatury, niezależną od rodzaju ciała:

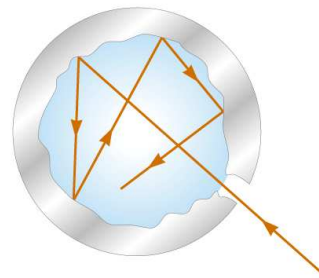
$$\frac{e_{\lambda}(\lambda, T)}{a_{\lambda}(\lambda, T)} = f(\lambda, T) \quad (11)$$

Równanie (11) stanowi treść prawa Kirchhoffa.

Z równania (11) nie wynika oczywiście jaka jest postać funkcji  $f(\lambda, T)$ . Doświadczalne zbadanie postaci tej funkcji nie jest łatwe, gdyż wymaga jednoczesnego pomiaru zdolności emisyjnej i zdolności absorpcyjnej ciała. Dlatego też w rozważaniach dotyczących promieniowania cieplnego wprowadza się pojęcie ciała, którego zdolność absorpcyjna dla wszystkich długości fal i w każdej temperaturze jest równa jedności. Oznacza to, że takie ciało, zwane ciałem doskonale czarnym (CDC), absorbuje całkowicie padające nań promieniowanie, niezależnie od długości fali i temperatury.

Dla CDC,  $a_{\lambda}(\lambda, T) = 1$  i zgodnie z równaniem (11), zdolność emisyjna CDC jest poszukiwaną funkcją  $f(\lambda, T)$ . W przyrodzie nie ma ciał o własnościach CDC. Sadza w zakresie widzialnym ma zdolność absorpcyjną bliską 1 ale w dalekiej podczerwieni spada ona znacznie poniżej jedności. Sztucznym modelem CDC jest mały otworek w osłonie z nieprzezroczystego materiału ( patrz rys 6.). Promieniowanie wpadające do otworka na skutek wielokrotnych odbić od ścian wnęki jest niemal całkowicie absorbowane, niezależnie od długości fali  $\lambda$  (otwarte okna domów oglądane z ulicy są również niezłym przykładem CDC).

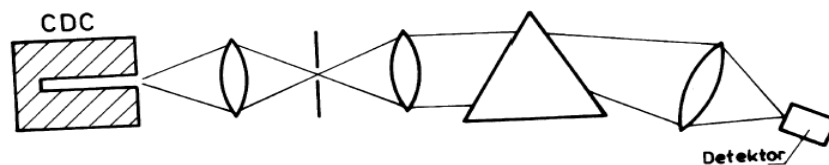
Rys.6. Model CDC





## 5. Prawa promieniowania CDC

Na rys.7. przedstawiono układ pomiarowy służący do wyznaczenia spektralnej zdolności emisyjnej CDC. Wiązka promieniowania wychodząca z otworu wyjściowego CDC jest skupiana na szczelinie wejściowej spektrometru. W spektrometrze znajduje się element dyspersyjny (pryzmat lub siatka dyfrakcyjna) który rozszczepia światło na fale quasi-monochromatyczne. To światło następnie jest kierowane na detektor promieniowania. Sygnał na wyjściu tego detektora odwzorowuje spektralną zdolność emisyjną CDC, czyli funkcję  $f(\lambda, T)$ .



Rys.7. Układ do pomiaru  $f(\lambda, T)$ .

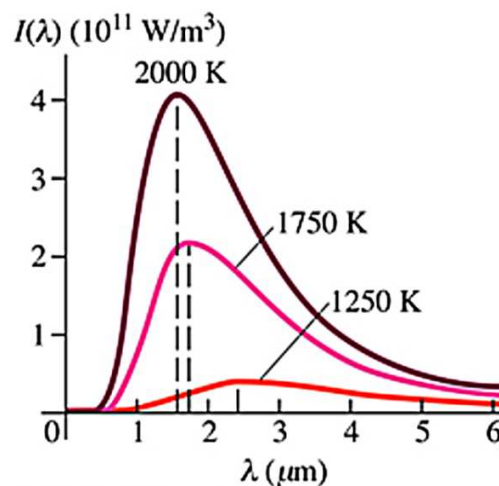
Na rys.8. przedstawiono wykres spektralnej zdolności emisyjnej w funkcji długości fali  $\lambda$  ( $I(\lambda) \sim f(\lambda)$ ), który uzyskuje się przy pomocy przedstawionego powyżej pomiaru dla kilku różnych temperatur CDC. Jak wynika z rys.8 pole pod krzywą dla każdej temperatury jest tym większe im wyższa jest temperatura CDC. Jeśli scałkujemy spektralną zdolność emisyjną po wszystkich długościach fal  $\lambda$  to otrzymamy całkowitą zdolność emisyjną, a to jest właśnie pole pod wykresem funkcji  $f(\lambda, T)$  na rys.8. Jak pokazał Boltzmann, wartość tej całki jest równa:

$$M = \int_0^{\infty} e_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4, \quad (12)$$



gdzie stała  $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  i nazywa się stałą Stefana - Boltzmann. Zgodnie ze wzorem (12), całkowita zdolność emisyjna CDC jest proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury ciała. Powyższe sformułowanie stanowi treść prawa Stefana – Boltzmann. Zgodnie z tym prawem, CDC o powierzchni  $A$  i temperaturze  $T$ , które znajduje się w otoczeniu o temperaturze  $T_0$  emituje strumień promieniowania  $\Phi$  równy:

$$\Phi = A \sigma (T^4 - T_0^4) \quad (13)$$



Rys.8. Widmo promieniowania CDC ( $I(\lambda) \sim f(\lambda)$ )

Jak wynika z rys.8., ze wzrostem temperatury CDC maksimum spektralnej zdolności emisyjnej przesuwają się w stronę fal krótszych. To przesuwanie się długości fali  $\lambda_{\max}$ , odpowiadającej maksimum zdolności emisyjnej, opisuje prawo Wiena:

$$\lambda_{\max} T = 2898 \cdot 10^{-6} \text{ m K} = 2898 \mu\text{m K} . \quad (14)$$

Prawo Wiena wyjaśnia znane zjawisko zmiany barwy świecenia nagrzewanych ciał. I tak dla temperatury pokojowej - maksimum zdolności emisyjnej przypada na obszar





podczerwieni. W miarę podwyższania się temperatury maksimum przesuwa się ku widzialnej części widma przy czym jako pierwsze pojawia się świecenie czerwone. Następnie świecenie obejmuje dalsze części widma i w rezultacie świeci białym żarem.

5.1. Zależność między emitancją  $M$  ciała doskonale czarnego a gęstością energii zrównoważonego promieniowania cieplnego wewnątrz CDC.

Wektor  $\mathbf{j}$  gęstości strumienia energii promieniowania elektromagnetycznego rozchodzącego się w jednym kierunku wyraża się wzorem:

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{c}, \quad (15)$$

gdzie  $\rho$  jest gęstością energii zaś  $\mathbf{c}$  oznacza wektor prędkości fali elektromagnetycznej. Wewnątrz CDC promieniowanie elektromagnetyczne rozchodzi się we wszystkich kierunkach, należy więc wziąć pod uwagę strumień energii  $\rho \mathbf{c}$  równomiernie rozłożony po kącie bryłowym  $4\pi$ . Zatem z każdego punktu płynie strumień energii o gęstości równej:

$$dj = \rho c d\Omega / (4\pi). \quad (16)$$

Jak było pokazane wcześniej, kąt bryłowy  $d\Omega$  można zapisać we współrzędnych sferycznych  $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$  (wzór (10)). Weźmy elementarny wycinek powierzchni  $dA$  wnąki. Strumień promieniowania wysyłany przez tę powierzchnię w kąt bryłowy  $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ , nachylony do normalnej do  $dA$  pod kątem  $\vartheta$  jest równy:

$$d\Phi = dj dA \cos\vartheta = \frac{\rho c}{4\pi} d\Omega dA \cos\vartheta = \frac{\rho c}{4\pi} dA \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (17)$$

Zatem strumień energii wysyłany w półprzestrzeń będzie równy:



$$\Phi = \frac{\rho c}{4\pi} \int_{\vartheta} \int_{\varphi} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dA. \quad (18)$$

Porównując to równanie z równaniem opisującym taki sam strumień promieniowania ale przy pomocy luminancji (otrzymanym z prawa Lamberta  $\Phi = L \int_{\vartheta} \int_{\varphi} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dA$ )

otrzymuje się:

$$L = \frac{\rho c}{4\pi}. \quad (19)$$

Ponieważ dla źródła lambertowskiego  $M = L\pi$  (wzór (6)), to ostatecznie otrzymujemy:

$$M = \frac{\rho c}{4}. \quad (20)$$

## 5.2. Prawo Plancka

Na rys.8. przedstawiono widmo promieniowania CDC otrzymane w wyniku eksperymentu. Próba dopasowania modelem teoretycznym promieniowania emitowanego przez CDC, opartym na gruncie teorii falowej światła nie powiodła się. Dopiero Planck odniósł sukces, znajdując postać funkcji dokładnie odpowiadającej tej krzywej doświadczalnej. Musiał w tym celu zrobić założenie, że promieniowanie elektromagnetyczne emitowane jest w postaci osobnych porcji energii o wartościach proporcjonalnych do częstości promieniowania  $\nu$ :

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (21)$$

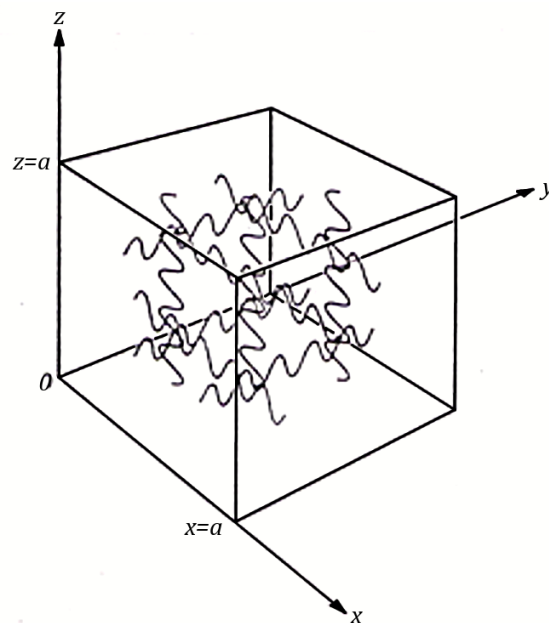


Współczynnik proporcjonalności nazwany został stałą Plancka i jest równy  $6.6 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ .  
Jeśli promieniowanie emitowane jest porcjami, z których każda jest równa  $h\nu$ , to jego energia jest równa wielokrotności  $h\nu$ :

$$\varepsilon_n = nh\nu \quad , \quad (22)$$

gdzie  $n$  jest liczbą naturalną.

Rozpatrzmy wnękę CDC (patrz rys. 9).



Rys.9. Wnęka – model CDC

W stanie równowagi energia powinna rozkładać się na poszczególne oscylacje wg. prawa Boltzmana. Prawdopodobieństwo tego, że energia oscylacji o częstotliwości  $\nu$  ma wartość  $\varepsilon_n$ , określone jest wzorem [2]:



$$p_n = \frac{e^{-\varepsilon_n / kT}}{\sum_n e^{-\varepsilon_n / kT}} \quad (23)$$

Znając prawdopodobieństwo pojawiania się poszczególnych wartości energii oscylacji, można znaleźć średnią wartość tej energii,  $\langle \varepsilon \rangle$ :

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_n p_n \varepsilon_n = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-nh\nu/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/kT}} \quad (24)$$

Niech teraz  $h\nu/kT = x$ , i założymy, że  $x$  może przyjmować wartości ciągłe. Wówczas mamy:

$$\langle \varepsilon \rangle = h\nu \frac{\sum_{n=0}^{\infty} ne^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} = -h\nu \frac{d}{dx} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} \quad (25)$$

Argumentem logarytmu we wzorze (25) jest suma nieskończonego szeregu, którego pierwszy wyraz jest równy 1 a iloraz  $e^{-x}$ . Ponieważ iloraz jest mniejszy od jedności to szereg jest zbieżny i jego suma jest równa  $\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = \frac{1}{1-e^{-x}}$ . Podstawiając tę sumę szeregu do (20) i różniczkując otrzymujemy:

$$\langle \varepsilon \rangle = -h\nu \frac{d}{dx} \ln \frac{1}{1-e^{-x}} = h\nu \frac{e^{-x}}{1-e^{-x}} = \frac{h\nu}{e^x - 1} \quad (26)$$



Podstawiając ponownie  $h\nu/kT = x$ , otrzymujemy:

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (27)$$

Zauważmy, że dla  $\nu$  dążącego do zera (czyli jeśli zbiór dozwolonych energii jest ciągły), wzór (27) przekształca się w wyrażenie  $\langle \mathcal{E} \rangle = kT$  (wówczas bowiem  $e^{h\nu/kT} \approx 1 + h\nu/kT$ ).

Można pokazać, że liczba fal stojących  $dn_\nu$  mieszczących się w jednostce objętości wewnątrz jest równa [2]:

$$dn_\nu = 8\pi \nu^2 d\nu / c^3. \quad (28)$$

Tak więc jeśli na jedną falę przypada  $\langle \mathcal{E} \rangle$  wg wzoru (27) to gęstość energii na przedział częstotliwości  $d\nu$ :

$$\rho(\nu, T) d\nu = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} 8\pi \nu^2 d\nu / c^3. \quad (29)$$

Korzystając z zależności (15) otrzymujemy ostatecznie wzór na emitancję spektralną CDC:

$$e_\nu = \frac{2h\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \frac{1}{c^2}. \quad (30)$$

Właśnie ten wzór został wyprowadzony przez Plancka i nazywa się prawem Plancka.



## II. Detektory promieniowania elektromagnetycznego

### 1. Klasyfikacja detektorów promieniowania elektromagnetycznego

Podział detektorów promieniowania elektromagnetycznego opiera się na różnych sposobach oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią. Przede wszystkim więc rozróżnia się detektory działające w oparciu o zjawiska fotonowe, termiczne i falowe. W detektorach które działają w oparciu o zjawiska fotonowe, wykorzystuje się bezpośrednie oddziaływanie fotonów z elektronami. W wyniku tego oddziaływania elektron zostaje wzbudzony. Jeśli potem pozostaje nadal w materiale – mówimy, że mamy do czynienia ze zjawiskiem fotonowym wewnętrznym. Jeśli opuszcza materiał - mamy do czynienia ze zjawiskiem fotonowym zewnętrznym. Jeśli chodzi o tę pierwszą grupę zjawisk, to ponieważ elektrony mogą być związane z siecią krystaliczną, domieszkami lub być swobodne, stąd dodatkowy podział na trzy grupy: wzbudzanie nadmiarowych nośników, oddziaływanie ze swobodnymi nośnikami oraz oddziaływanie zlokalizowane. W tym pierwszym przypadku, jeśli foton oddziałuje z atomami sieci lub domieszki w ten sposób, że powstaje swobodna para elektron –dziura, to mówimy o zjawisku fotonowym samoistnym. Jeśli natomiast powstaje swobodny elektron i związana dziura ( lub odwrotnie) to mówimy o zjawisku fotonowym domieszkowym. Jeśli chodzi o oddziaływania zlokalizowane, to foton wzbudza elektron na wyższy poziom energetyczny w atomie, ale elektron nie opuszcza atomu.

Zjawisko fotonowe zewnętrzne znane jest również jako tzw. efekt fotoemisyjności. Padający foton powoduje emisję elektronu z powierzchni materiału absorbującego, zwanego fotokatodą (np. fotokomórki, fotokatody w fotopowielaczach).

W detektorach termicznych pewne własności materiału zmieniają się na skutek zmiany jego temperatury wywołanej absorpcją promieniowania. Najbardziej popularne detektory termiczne to tzw. termopary oraz detektory piroelektryczne. W badaniu baterii słonecznych wykorzystuje się wykalibrowany detektor termiczny tzw. piranometr. Jest to przyrząd służący do pomiaru natężenia promieniowania słonecznego dochodzącego do



płaszczyzny poziomej. Piranometr służy do pomiaru promieniowania całkowitego, rozproszonego i odbitego. Element pochłaniający promieniowanie ma postać szachownicy z polami na przemian białymi i poczernionymi. Są to termoelementy manganinowo - konstantanowe. Wskutek różnicy pochłaniania promieniowania przez poczernione i niepoczernione powierzchnie, wytwarza się różnica temperatur między spoinami, proporcjonalna do natężenia promieniowania. Między końcami termobaterii wytwarza się siła elektromotoryczna powodująca wychylenie się wskazówki galwanometru.

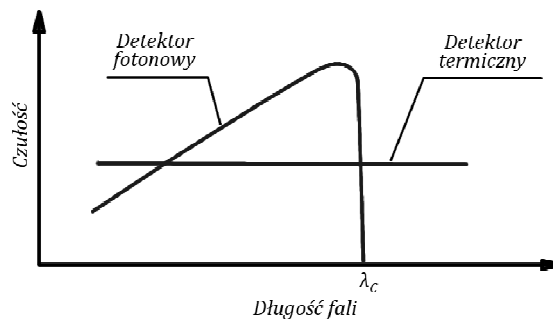
W przypadku detektorów opartych o oddziaływanie falowe, pole elektromagnetyczne oddziałując z materią powoduje zmianę jej własności. W zależności od tego czy sygnał wejściowy jest uśredniony po całej światłoczułej powierzchni czy tylko zbierany jest z pewnego obszaru, mówimy o detektorach elementarnych lub obrazowych. Podstawą działania w obydwu przypadkach są te same zjawiska fizyczne. W widikonach ( lampach obrazowych) do detekcji wykorzystuje się zjawisko fotoprzewodnictwa: przestrzenna zmiana przewodnictwa wywołana światłem jest odczytywana przez wiązkę elektronów. W kamerach CCD ( ang. Charge coupled devices – urządzenia na ładunku związanym) swobodne nośniki wygenerowane światłem są wstrzykiwane w strukturę CCD, gdzie sygnał podlega dalszej obróbce elektronicznej. W systemach FLIR (forward looping infrared – wyszukiwanie podczerwieni) ruchome lustro skanują powierzchnię ułożoną z detektorów fotonowych.

Najczęściej w detektorach fotonowych promieniowania elektromagnetycznego wykorzystywane jest zjawisko fotoprzewodnictwa (detektory PC) i efekt fotowoltaiczny (detektory PV). W tym pierwszym przypadku, promieniowanie zmienia przewodnictwo elektryczne materiału na które pada. Zmiana przewodnictwa może być mierzona dzięki elektrodom dołączonym do próbki lub poprzez umieszczenie próbki we wnęce mikrofalowej. Zjawisko fotoprzewodnictwa wywołują nośniki większościowe. W przypadku efektu PV, który powstaje na złączu półprzewodnikowym (np. p-n, metal-półprzewodnik), główną rolę odgrywają nośniki mniejszościowe. Dlatego sygnał PV kończy się, gdy nośniki mniejszościowe zrekombinują. Zwykle czasy życia nośników



mniejszościowych są o wiele mniejsze od czasów życia nośników większościowych. W związku z tym detektory PV są zwykle dużo szybsze o detektorów PC.

Na zakończenie wstępnego opisu detektorów, należy podkreślić, że charakterystyki widmowe, czyli zależność czułości od długości fali promieniowania dla detektorów fotonowych i termicznych znacznie się różnią. Dla detektorów termicznych czułość nie zależy od długości fali. Idealne charakterystyki dla obydwu rodzajów detektorów przedstawia rys. 10.



Rys.10. Idealne charakterystyki widmowe detektora termicznego i fotonowego

## 2. Parametry detektorów.

Sygnal na wyjściu detektora zależy od długości fali ( $\lambda$ ), powierzchni światłoczułej ( $A$ ) i częstości modulacji ( $f$ ). Ponadto sygnał na wyjściu detektora zależy od warunków pracy detektora: polaryzacji (niech opisuje to parametr  $b$  - bias) oraz mocy padającego promieniowania ( $P$ ):

$$V = V(b, f, \lambda, P, A). \quad (31)$$

Często można rozdzielić powyższą funkcję następująco:

$$V = v(b, P, A) u(\lambda) w(f). \quad (32)$$





Jeśli chodzi o moc promieniowania, to zwykle do testowania detektorów stosuje się CDC o temperaturze 500K.

Wielkością ograniczającą stosowalność detektora jest szum. Jest to sygnał na wyjściu detektora gdy jest on całkowicie osłonięty. Szum zawsze występuje w każdym materiale z którego wykonany jest detektor. Ponieważ w większości detektorów sygnał w fotodetektorze manifestuje się jako zmiana własności elektrycznych materiału, to szum elektryczny jest głównym źródłem szumów. Szum jest normalizowany do szerokości pasma szumowego 1 Hz.

Parametry opisujące własności detektora powinny dać odpowiedź na cztery podstawowe pytania [3,4]:

- a) jak zależy sygnał z detektora od długości fali promieniowania, czyli jak wygląda jego charakterystyka widmowa;
- b) jaka najmniejsza moc promieniowania padającego na detektor spowoduje pojawienie się na jego wyjściu sygnału równego szumom własnym detektora;
- c) jaką uzyska się wielkość sygnału, jeśli na detektor pada jednostkowa moc promieniowania;
- d) jak zachowuje się detektor przy modulacji promieniowania.

Ada)

Czułość napięciowa jest to stosunek wartości skutecznej napięcia sygnału wyjściowego o częstotliwości podstawowej do wartości skutecznej mocy promieniowania padającego o częstotliwości podstawowej:

$$R_v(b, f, \lambda) = \frac{V_s(b, f, \lambda)}{(P_\lambda \Delta\lambda)_\lambda} \quad [V/W], \quad (33)$$

gdzie  $P_\lambda \Delta\lambda$  jest quasi monochromatyczną mocą promieniowania o długości fali  $\lambda$ , padającą na detektor.



Ad b)

Ekwiwalentna moc szumów ( NEP – ang. Noise equivalent power ) jest to taka wartość skuteczna mocy promieniowania padającego na detektor, która daje na wyjściu sygnał o wartości skutecznej równej poziomowi szumu, znormalizowanego do jednostkowej szerokości pasma:

$$NEP(b,f,\lambda) = \frac{V_n(b, f)}{\sqrt{\Delta f R_v(b, f, \lambda)}} \left[ \frac{W}{Hz^{1/2}} \right] = \frac{V_n(b, f) P_l \Delta \lambda}{\sqrt{\Delta f V_s(b, f, \lambda)}} \left[ \frac{W}{Hz^{1/2}} \right] \quad (34)$$

Ad c)

Parametrem który stosuje się do porównania detektorów o różnej powierzchni, jest tzw. detekcyjność znormalizowana,  $D^*_\lambda$ . Jest to stosunek sygnału do szumu odniesiona do jednostkowego strumienia promieniowania (padającego na jednostkę powierzchni detektora) i jednostkowej szerokości pasma przenoszenia:

$$D^*_\lambda(b,f,\lambda) = \frac{\sqrt{A}}{NEP(b, f, \lambda)} = \frac{R_v(b, f, \lambda) \sqrt{A \Delta f}}{V_n(b, f)} = \frac{V_s(b, f, \lambda) \sqrt{A \Delta f}}{V_n(b, f) P_l \Delta \lambda} \left[ \frac{cm \sqrt{Hz}}{W} \right] \quad (35)$$

Ad d)

Charakterystykę częstotliwościową detektorów fotonowych można określić następującym wzorem:

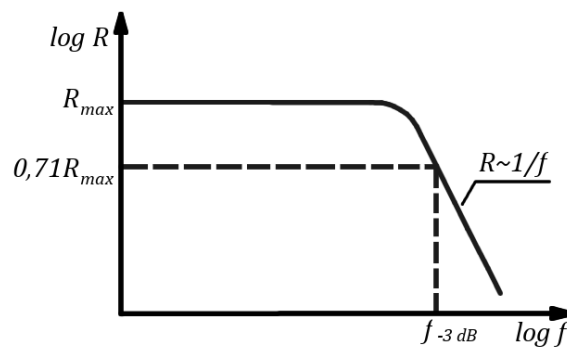
$$w(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2}}, \quad (36)$$

gdzie  $\tau$  jest stałą czasową odpowiedzi detektora. Zwykle  $\tau$  definiuje się następująco:



$$\tau = \frac{1}{2\pi f_{-3dB}}, \quad (37)$$

gdzie  $f_{-3dB}$  jest częstotliwością przy której moc sygnału spada o 3dB poniżej wartości niskoczęstotliwościowej. Na rys.11. przedstawiono zależność czułości detektora od częstotliwości.



Rys.11. Czułość detektora od częstotliwości.

### 3. Kalibracja detektora termicznego.

Rozważmy model CDC (rys.6). Załóżmy, że otwór wyjściowy emitujący promieniowanie ma kształt koła o promieniu  $r$ . Niech odległość między CDC a detektorem ustawionym względem niego tak, że powierzchnie detektora i CDC są równoległe ( $\cos \vartheta = \cos \vartheta' = 1$ ) wynosi  $d$ . Jeśli założymy, że źródło ma luminancję  $L$  a detektor jest widziany ze źródła pod kątem aperturowym  $u$ , to zgodnie ze wzorem (5) strumień promieniowania docierającego do detektora wyraża się wzorem:

$$\Phi = \pi L \sin^2 u dA = L dA \pi r^2/d^2 = L dA dA_{zr}/d^2. \quad (38)$$

Biorąc dalej pod uwagę, że  $L = M/\pi$  otrzymujemy:



$$\Phi = \frac{MA_d A_{zr}}{\pi d^2} . \quad (39)$$

Emitancja CDC o temperaturze  $T$ , przy założeniu, że temperatura otoczenia jest równa  $T_o$ , zgodnie z prawem Stefana – Boltzmann (równ. 13) jest równa:

$$M = \sigma(T^4 - T_o^4) \quad \text{gdzie} \quad \sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4) . \quad (40)$$

Podstawiając tę zależność do wzoru (32) otrzymujemy ostatecznie wzór użyteczny przy kalibracji detektorów przy pomocy CDC:

$$\Phi = \frac{\sigma(T^4 - T_o^4)A_d A_{zr}}{\pi d^2} . \quad (41)$$

W celu wykonania kalibracji detektora termicznego ustawia się go w określonej odległości  $d$  naprzeciwko szczeliny wyjściowej CDC. Rozgrzewa się CDC do temperatury 500K i wykonuje pomiar sygnału na wyjściu detektora. Czułość detektora wyznacza się ze wzoru:

$$S_r = \frac{U_d}{\Phi} [V/W], \quad (42)$$

zaś strumień promieniowania (moc) padającego na detektor oblicza się z równania:

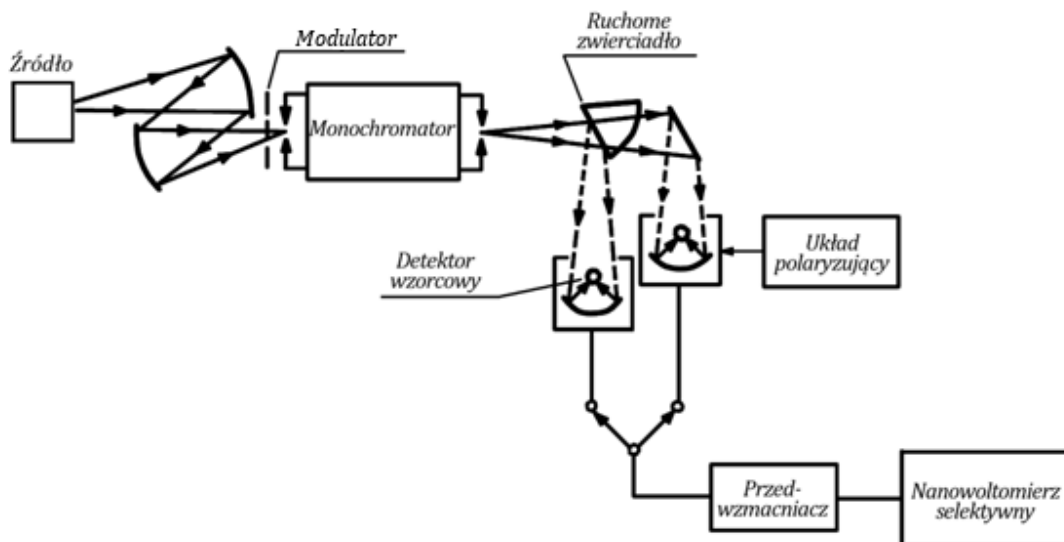
$$\Phi = \frac{0.5\sigma(T^4 - T_o^4)}{\pi d^2} A_{zr} A_d [W], \quad (43)$$

który otrzymano ze wzoru (41), w którym uwzględniono współczynnik modulacji prostokątnej wiązki promieniowania równy 0.5.



#### 4 Pomiar charakterystyki spektralnej czułości detektora.

Schemat blokowy układu do pomiaru czułości spektralnej detektora fotonowego przedstawia rys.12.



Rys.12. Schemat układu do pomiaru charakterystyki widmowej detektora promieniowania

Wiązka światła ze źródła pada na układ luster, które skupiają ją na szczelinie wejściowej monochromatora. Monochromatyczna wiązka światła wychodząca ze szczeliny wyjściowej monochromatora, pada albo na lustro, które kieruje ją na badany detektor albo na ruchome lustro, które kieruje ją na detektor wzorcowy (odniesienia). Sygnał na wyjściu detektora, mierzony jest przy pomocy miernika selektywnego. Ponieważ sygnał napięciowy generowany przez światło padające na detektor jest stosunkowo słaby, stosuje się modulację światła w celu uzyskania napięcia przemiennego. To napięcie jest następnie wzmacniane w mierniku. Modulacja jest realizowana przy pomocy mechanicznego modulatora, ustawionego przed szczeliną wejściową monochromatora. Pomiar czułości spektralnej detektora fotonowego polega na pomiarze napięcia na wyjściu detektora, mierzonego przy pomocy miernika w funkcji długości fali padającego promieniowania elektromagnetycznego. Odpowiednia długość fali jest



wybierana za pomocą monochromatora. Gdyby dysponować kalibrowanym źródłem światła o stałej mocy, niezależnej od długości fali, to opisany powyżej pomiar wystarczyłoby aby określić czułość spektralną detektora. W tym celu należałoby podzielić otrzymany sygnał  $V_s$  przez moc padającego promieniowania  $P$  (por. wzór (42)).

W rzeczywistości, każde źródło światła posiada swoją charakterystykę spektralną. Oznacza to, że moc promieniowania jest inna dla każdej długości fali. Sygnał na wyjściu detektora jest w tej sytuacji odzwierciedleniem obydwu charakterystyk spektralnych: źródła i samego detektora. Aby pozbyć się tej niedogodności, dokonuje się pomiaru charakterystyki spektralnej źródła przy pomocy kalibrowanego detektora o stałej czułości,  $R_T$ , niezależnej od długości fali. Takim detektorem może być każdy detektor termiczny, np. tzw. termopara lub detektor piroelektryczny. Pomiaru charakterystyki spektralnej źródła dokonuje się poprzez pomiar sygnału na wyjściu detektora termicznego,  $V_T$ , które odwzorowuje moc promieniowania źródła. Tak więc moc źródła  $P(\lambda)$  można wyliczyć ze wzoru:

$$P(\lambda) = \frac{V_T(\lambda)}{R_T}. \quad (44)$$

I wreszcie czułość spektralną detektora fotonowego:

$$R_v(\lambda) = \frac{V_s(\lambda)}{P(\lambda)}. \quad (45)$$

Aby policzyć bezwzględną wartość czułości spektralnej detektora, należy w równaniu (45) uwzględnić jeszcze powierzchnie detektora badanego  $A_D$  i detektora termicznego  $A_T$ . Wówczas końcowy wzór na czułość spektralną wygląda następująco:



$$R_v(\lambda) = \frac{V_s(\lambda)}{V_T(\lambda)} \frac{A_T}{A_D} R_T. \quad (46)$$

Jeśli teraz uwzględnić, że detektor jest oświetlany światłem modulowanym o częstotliwości  $\omega$ , wówczas czułość  $R_v(\omega)$  wyraża się wzorem [4]:

$$R_v(\omega) = R_v(\omega) = \frac{R_v}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (47)$$

czyli maleje ze wzrostem częstotliwości modulacji (por. rys. 11). Dla detektorów fotonowych stałe czasowe są bardzo małe, tak że czułość spektralna jest stała do częstotliwości modulacji rzędu setek kHz. Ponieważ detektory termiczne są znacznie wolniejsze niż detektory fotonowe, to ich czułość spektralna spada już przy częstotliwościach modulacji rzędu kilkudziesięciu Hz. Dlatego dla tych detektorów częstota modulacji nie może przekraczać kilku Hz.



### III. Absorpcja światła słonecznego.

#### 1. Widmo promieniowania Słońca

Najważniejszymi parametrami, które charakteryzują promieniowanie słoneczne z punktu widzenia działania ogniw słonecznych są: natężenie napromieniowania, czyli ilość strumienia promieniowania padającego na jednostkę powierzchni oraz charakterystyka widmowa. Jak wiadomo natężenie napromieniowania poza atmosferą ziemską jest równe  $1365 \text{ W/m}^2$ . Wielkość ta nazywa się stałą słoneczną. Po przejściu przez atmosferę natężenie napromieniowania spada do wartości ok.  $1000 \text{ W/m}^2$ . Jest to typowa wartość, którą osiąga natężenie napromieniowania na płaszczyźnie oświetlanej strumieniem padającym prostopadle w słoneczny dzień. Jeśli płaszczyzna śledzi strumień światła słonecznego padający prostopadle przez 8 godzin dziennie, to natężenie napromieniowania wynosi  $1000 \cdot \frac{8}{24} \text{ W/m}^2 = 333 \text{ W/m}^2$ . Jeśli natomiast powierzchnia jest ustalona, tzn. nie podąża za położeniem tarczy Słońca, to wartości natężenia napromieniowania zawierają się w granicach między  $180 \text{ W/m}^2$  a  $270 \text{ W/m}^2$ . W celu oszacowania natężenia napromieniowania ze względów ekonomicznych wprowadza się wielkość zwaną nasłonecznieniem, które jest zdefiniowane następująco:

$$\text{nasłonecznienie} \left[ \frac{\text{kWh}}{\text{dzień} \cdot \text{m}^2} \right] = \text{natężenie} \frac{24 \text{ godz}}{\text{dzień}} \cdot \frac{10^{-3} \text{ kW}}{\text{W}}. \quad (48)$$

I tak dla natężenia napromieniowania  $250 \text{ W/m}^2$  nasłonecznienie jest równe  $6 \text{ kWh/dzień/m}^2$ .

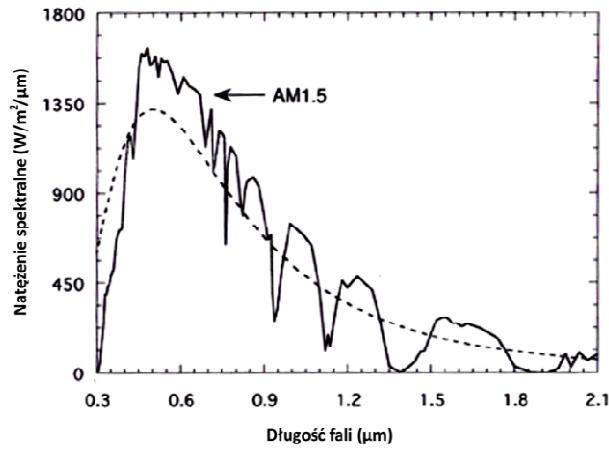
Widmo światła słonecznego i jego natężenie zależą od grubości atmosfery, przez którą przechodzi światło słoneczne zanim dotrze do konwertera energii. Grubość ta, zwana AM (ang. air mass – masa powietrza) jest zdefiniowana wzorem:





$$AM(\text{liczba}) = \frac{1}{\cos \theta}, \quad (49)$$

gdzie  $\theta$  jest kątem między strumieniem światła słonecznego a normalną do oświetlanej powierzchni. Spektrum światła słonecznego poza atmosferą, zwane AM0 jest zbliżone do widma promieniowania CDC o temperaturze 5743K i jego całkowite natężenie napromieniowania wynosi 1365W/m<sup>2</sup>. AM1 odpowiada natężeniu napromieniowania gdy światło słoneczne w zenicie przenika przez atmosferę i jest równe ok. 0.7 wartości AM0. Standardowo przyjmuje się średnie natężenie AM1.5 któremu odpowiada kąt  $\theta = 48.19^\circ$ . Do niedawna przyjmowano, że natężenie całkowite w warunkach oświetlenia AM1.5 jest równe 844W/m<sup>2</sup>. W chwili obecnej zgodnie ze standardami ASTM E 892, IEC 60904-3 normalizuje się to natężenie do 1000W/m<sup>2</sup>. Na rys. 13 przedstawiono widmo światła słonecznego w warunkach oświetlenia AM1.5 znormalizowane do 1000W/m<sup>2</sup>, tzn. pole pod wykresem jest równe całkowitemu natężeniu napromieniowania równemu tej wartości. Pokazano również znormalizowane widmo promieniowania CDC o temperaturze 6000K. Minima obserwowane na charakterystyce widma AM1.5 są związane z absorpcją światła w atmosferze przez cząsteczki  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$  i  $O_2$ . Analizując parametry baterii słonecznych zwykle zakłada się, że sygnał na wyjściu jest proporcjonalny do intensywności napromieniowania zanedbując rozkład spektralny promieniowania. Jednakże aby dokładnie wyznaczyć sprawność baterii konieczna jest znajomość tego rozkładu.

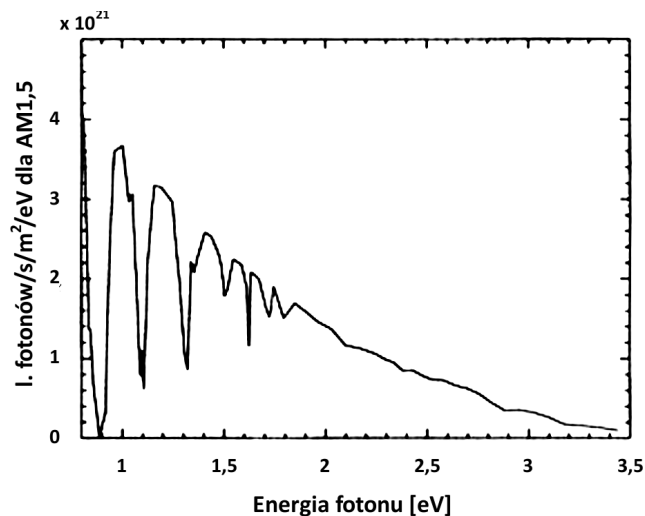


Rys. 13. Charakterystyka spektralna CDC o temperaturze Słońca (6000K) oraz widmo AM1.5 znormalizowane do  $1000\text{W/m}^2$  [5]

Aby obliczyć liczbę fotonów o określonej energii, padających na jednostkę powierzchni w jednostce czasu używa się wzoru:

$$\frac{d\Gamma}{d\varepsilon} \equiv \Gamma_\varepsilon = \frac{d\Gamma}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \Gamma_\lambda \frac{\lambda}{\varepsilon} = \frac{P_\lambda}{\varepsilon} \frac{\lambda}{\varepsilon}, \quad (50)$$

gdzie  $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$  jest energią fotonu, któremu odpowiada fala elektromagnetyczna o długości  $\lambda$  zaś  $\Gamma$  jest gęstością strumienia fotonów. Znając energię przypadającą na foton o określonej energii, spektrum pokazane na rys. 13 można zamienić na spektrum, w którym na osi y będzie liczba fotonów o określonej energii padających na jednostkę powierzchni w jednostce czasu, tak jak to widmo, które zostało pokazane na rys. 14.



Rys.14. Widmo AM1.5: liczba fotonów padających na jednostkę powierzchni w jednostce czasu w zależności od energii fotonów [5]

Jest to spektrum, odpowiadające spektrum pokazanemu na rys. 13, przeliczone przy pomocy równania (50). Jeśli znana jest liczba fotonów o określonej energii zaabsorbowanych przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu, to można obliczyć maksymalny oczekiwany fotoprąd. W tym celu wystarczy pomnożyć tę liczbę przez ładunek elektronu. Jest to słuszne, jeśli założy się, że każdy foton wykreuje jeden elektron i ten elektron dotrze do elektrody obwodu zewnętrznego. Jak wynika z rys. 14, jeśli założyć, że bateria słoneczna zaabsorbuje fotony o energii 1.6eV i większej, każdy foton wykreuje jeden elektron (który dotrze do elektrody zbierającej), to fotoprąd będzie równy  $\sim 20\text{mA}/\text{cm}^2$ .

## 2. Właściwości optyczne materiałów na baterie słoneczne.

Jednym z kluczowym problemów w projektowaniu baterii słonecznych jest wybór materiału i taka konstrukcja ogniwa, aby jak najwięcej promieniowania słonecznego zostało zaabsorbowane. Z tego względu najistotniejsze parametry to zespolony współczynnik załamania, współczynnik ekstynkcji oraz współczynnik absorpcji.



Zjawisko dyspersji światła polega na zależności współczynnika załamania od długości fali. Występuje ono np. w szklanym pryzmacie. Dzięki temu zjawisku pryzmat rozszczepia światło białe na fale o różnej długości .

Aby wyjaśnić zjawisko dyspersji należy rozpatrzyć jak zachowują się elektrony w atomach oświetlanego szkła. Wektor elektryczny fali elektromagnetycznej porusza elektrony tam i z powrotem , ponieważ działa na nie siłą  $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$ . Poruszające się elektrony stają się źródłami promieniowania. W efekcie pole elektryczne wytwarzane przez te drgające elektrony, w obszarze za płytką szklaną jest zależne od współczynnika załamania szkła i natężenia światła padającego na płytkę. Korzystając z elektrodynamiki klasycznej można policzyć czemu równe jest to pole i wyznaczyć współczynnik załamania. Wartość współczynnika załamania wyraża się wówczas następującym wzorem [6]:

$$n = 1 + \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (51)$$

gdzie  $\omega_0$  jest częstotliwością drgań własnych atomów wokół położenia równowagi,  $N$  – liczbą ładunków w jednostce objętości a  $m$  – masą elektronu. Jak wynika ze wzoru (51) wartość współczynnika załamania zależy od częstotliwości fali światła padającego na szklaną płytkę. Zależność  $n(\omega)$  wyrażona wzorem (51) nazywa się zależnością dyspersyjną.

Przedyskutujmy tę zależność. Dla większości gazów  $\omega_0$  odpowiada światłu w nadfiolecie. Częstotliwości te są wyższe od częstotliwości światła widzialnego  $\omega$  i można zaniedbać  $\omega^2$  w równaniu (51). Wówczas wartość  $n \cong \text{const}$ . Jest to słuszne dla innych substancji przezroczystych, np. dla szkła. Jednakże ze wzrostem częstotliwości  $\omega$ ,  $n$  nieznacznie rośnie bo maleje  $(\omega_0^2 - \omega^2)$  w mianowniku ułamka we wzorze (51). Dlatego współczynnik załamania jest większy dla światła niebieskiego niż dla czerwonego. Jeśli natomiast  $\omega$  jest bliskie  $\omega_0$ ,  $n$  może mieć ogromną wartość, bo  $(\omega_0^2 - \omega^2)$  dąży do zera.

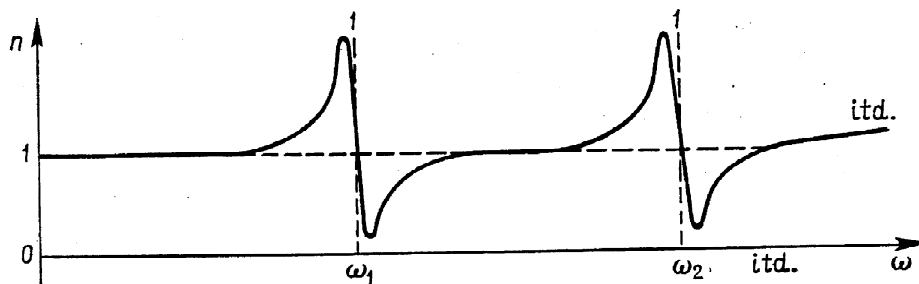


Założmy dalej, że  $\omega > \omega_0$  np. szkło oświetlamy promieniowaniem rentgenowskim. Wówczas  $\omega_0^2$  można zaniedbać w równaniu (51) ale  $n < 1$ . Co to oznacza? Że prędkość światła jest w tym ośrodku większa od  $c$  - prędkości światła w próżni. Należy pamiętać jednak, że to chodzi o prędkość fazową światła.

Wróćmy teraz do równania dyspersyjnego (51). Dla lepszej zgodności z rzeczywistością, w równaniu tym należy uwzględnić fakt, że zawsze istnieje tłumienie ośrodka w którym oscylator (elektron) wykonuje drgania. W związku z tym mianownik w równaniu (51) powinien być postaci  $(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)$ , gdzie  $\gamma$  jest współczynnikiem tłumienia ośrodka. Ponadto dla danego rodzaju atomów istnieje szereg częstości rezonansowych  $\omega_k$ . Założmy, że w jednostce objętości mamy  $N_k$  atomów o częstościach  $\omega_k$  i tłumieniu  $\gamma_k$ , wówczas przyczynki od tych atomów dodają się i mamy [6]:

$$n = 1 + \frac{e^2}{2\epsilon_0 m} \sum_k \frac{N_k}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\gamma_k \omega} \quad (52)$$

Współczynnik załamania opisany powyższym wzorem przedstawiono na rys.15



Rys.15 Współczynnik załamania jako funkcja częstości światła padającego.

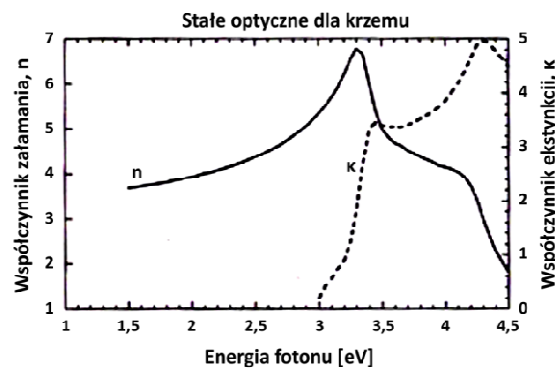
Obszar o dodatnim nachyleniu  $dn/d\omega > 0$  zwany jest obszarem o dyspersji normalnej a obszar o  $dn/d\omega < 0$  – obszarem o dyspersji anomalnej.



Właściwości optyczne materiału zależą od zespolonego współczynnika załamania, (por. wzór (52)):

$$n = n' + iK . \quad (53)$$

Na rys. 16 pokazano część rzeczywistą i urojoną współczynnika załamania dla Si.



Rys. 16. Stałe optyczne dla Si [5].

Założmy, że na substancję pada płaska fala elektromagnetyczna monochromatyczna:

$$E = E_0 \exp i(kx - \omega t) , \quad (54)$$

gdzie  $E$  - wektor natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej,  $E_0$  – jego amplituda,  $k$  – liczba falowa i  $\omega$  – prędkość kołowa. Wiadomo, że prędkość fazowa światła i współczynnik załamania są związane relacją:

$$v = c/n = \omega/k . \quad (55)$$

Podstawiając (55) i (53) do (54) otrzymujemy falę która rozchodzi się w ośrodku:



$$E_0 \exp i \omega \left( \frac{x}{v} - t \right) = E_0 \exp i \omega \left( \frac{xn}{c} - t \right) = E_0 \exp i \omega \left[ \frac{x(n'+i\kappa)}{c} - t \right] = E_0 \exp i \omega \left( \frac{xn'}{c} - t \right) \exp \left[ - \omega \left( \frac{x\kappa}{c} \right) \right]. \quad (56)$$

Pierwszy człon:  $E_0 \exp i \omega \left( \frac{xn'}{c} - t \right)$  przedstawia falę, której faza uległa zmianie w stosunku do fali padającej ze względu na część rzeczywistą  $n'$  współczynnika załamania. Drugi człon:  $\exp \left[ - \omega \left( \frac{x\kappa}{c} \right) \right]$  opisuje spadek amplitudy pola związany z przejściem fali przez ośrodek o grubości  $x$ . Tak więc urojona część współczynnika załamania, zwana współczynnikiem ekstynkcji  $\kappa$  opisuje pochłanianie fali w ośrodku. Urojona część współczynnika załamania  $\kappa$  jest związana ze współczynnikiem  $\gamma$  występującym we wzorze (52). Można pokazać [6], że:

$$\kappa = \frac{2\pi\gamma}{n'\omega}. \quad (57)$$

Okazuje się, że tłumienie jest związane z przewodnictwem ośrodka. Tłumienie fali elektromagnetycznej oznacza, że część jej energii jest tracona w ośrodku na ciepło Joule'a, które z kolei jest proporcjonalne do przewodnictwa. Dla izolatorów  $\gamma \cong 0$ . Jeśli jednak  $\gamma$  nie jest równe zero, wówczas dla częstości światła równej częstości rezonansowej człon z  $\gamma$  dominuje w równaniu (52) i pochłanianie światła jest istotne. Stąd m.in. przy przejściu światła słonecznego przez atmosferę w widmie promieniowania pojawiają się linie absorpcyjne (por. rys. 13 i 14).

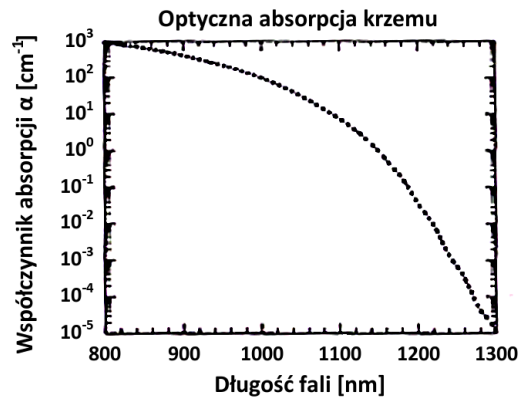
Jak wiadomo, natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy wektora elektrycznego. Natężenie światła przechodzącego przez ośrodek o grubości  $x$  jest równe:



$$I = I_0 \exp\left(-2\omega \frac{\kappa}{c}\right)x = I_0 \exp(-\alpha x), \quad (58)$$

gdzie  $\alpha = 2\omega \frac{\kappa}{c}$  jest wspomnianym wcześniej współczynnikiem pochłaniania zwanym także współczynnikiem absorpcji. Wzór (58) opisujący pochłanianie fali w ośrodku nazywa się prawem Lamberta – Bougera.

Na rys. 17 pokazano zależność spektralną współczynnika absorpcji dla Si.



Rys.17. Charakterystyka spektralna współczynnika absorpcji dla Si [5].

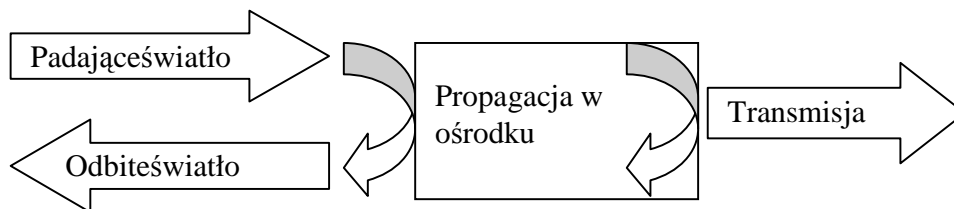




## IV. Pomiary parametrów baterii słonecznej.

### 1. Pomiar współczynnika absorpcji.

Rozważmy strumień promieniowania  $\Phi$  padający na ciało rzeczywiste. Część tego strumienia  $\Phi_R$  odbija się od powierzchni ciała. Część  $\Phi_\alpha$  ulega pochłonięciu i część  $\Phi_T$  przechodzi przez ciało, tak jak to ilustruje rys. 18.



Rys. 18. Schemat oddziaływania światła z ośrodkiem.

Zgodnie z zasadą zachowania energii:

$$\Phi = \Phi_R + \Phi_\alpha + \Phi_T \quad (59)$$

Po podzieleniu obydwu stron równania (59) przez  $\Phi$  otrzymuje się:

$$R + \alpha + T = 1, \quad (60)$$

gdzie  $R = \Phi_R/\Phi$  jest współczynnikiem odbicia, czyli jest to część strumienia padającego odbita przez powierzchnię.  $\alpha = \Phi_\alpha/\Phi$  jest współczynnikiem absorpcji – jest to część strumienia padającego pochłonięta przez ośrodek.  $T = \Phi_T/\Phi$  jest współczynnikiem transmisji – jest to część promieniowania przechodzącego przez ośrodek.



Wszystkie te współczynniki opisują oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego z materią. Z definicji są one bezwymiarowe. Jeśli określone są przy pomocy całkowitej mocy promieniowania  $\Phi$  to nazywają się całkowitymi a jeśli przy pomocy widmowej mocy promieniowania  $\Phi_\lambda$  to zyskują przydomek widmowych.

Jak wynika ze wzoru (60) część promieniowania padającego na ciało rzeczywiste ulega zawsze odbiciu. Zmniejszony o tę część strumień promieniowania wnika do wnętrza ciała i może być pochłonięty. Współczynnik absorpcji  $\alpha$  jest jednak odniesiony do strumienia padającego, zatem dla ciał rzeczywistych zawsze musi on być mniejszy od jedności, nawet gdy całe promieniowanie wnikające do ciała jest przez nie pochłaniane.

Założmy, że wiązka fotonów o długości fali  $\lambda$  i natężeniu  $I_0$  (fotony/cm<sup>2</sup>s) została skierowana na próbkę o grubości  $l$ , tak jak to przedstawia wstawka na rys. 19. Stosunek natężenia światła, które przeszło przez próbkę do natężenia światła padającego zależy od długości fali fotonów ( $\lambda$ ) i grubości próbki ( $l$ ). Natężenie  $I(x)$  wiązki w odległości  $x$  od powierzchni :

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \Rightarrow I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (61)$$

gdzie  $\alpha$  jest współczynnikiem absorpcji a  $I_0$  jest natężeniem światła, która wnika w głąb materiału. Wówczas natężenie światła po przejściu przez próbkę o grubości ( $l$ ):

$$I_t = I_0 e^{-\alpha l}. \quad (62)$$

Związek pomiędzy współczynnikiem transmisji, odbicia i absorpcji dla ośrodka absorbującego o grubości  $l$  (w zakresie tzw. silnej absorpcji) jest następujący [5]:



$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha l}. \quad (63)$$

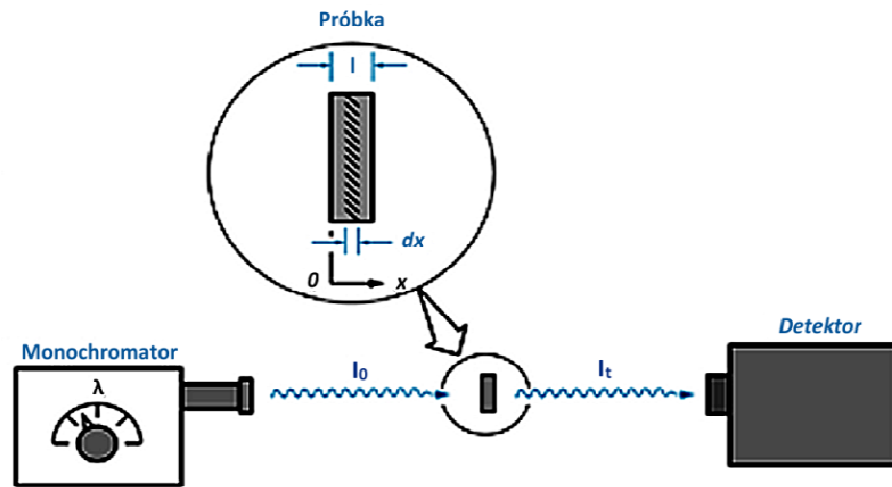
Aby doświadczalnie wyznaczyć charakterystykę spektralną współczynnika absorpcji, korzysta się z przekształconego wzoru (62):

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{l} \frac{(1 - R(\lambda))^2}{T(\lambda)}, \quad (64)$$

Należy dodać, że absorpcja w ośrodkach optycznych może być także definiowana za pomocą tzw. gęstości optycznej O.D. (ang. Optical density)

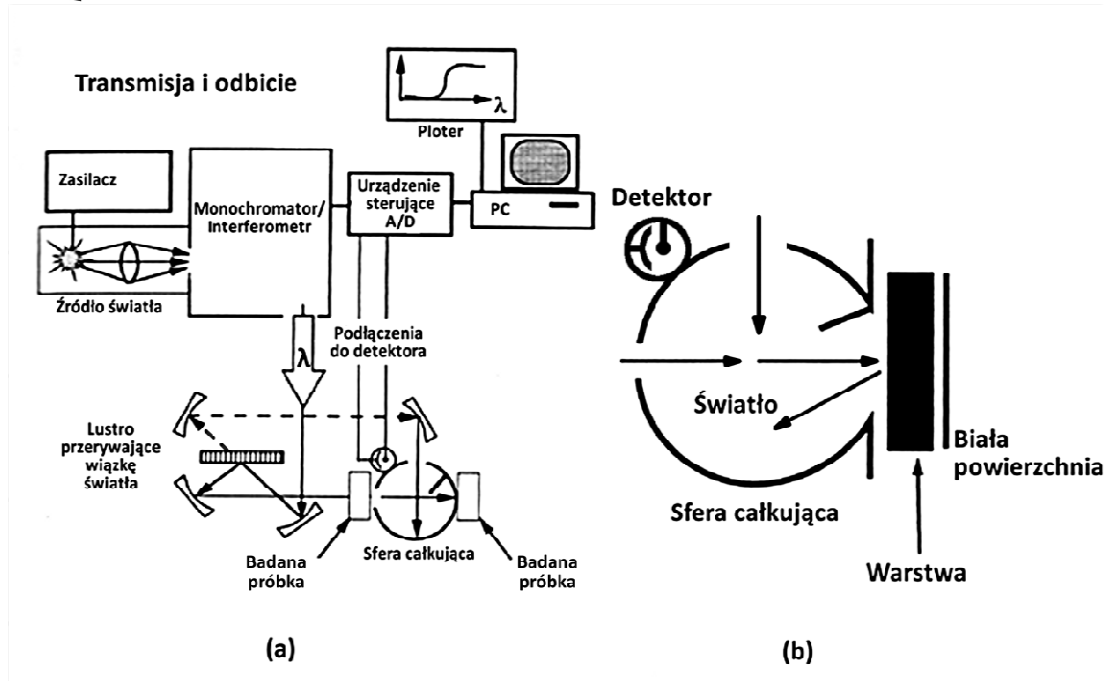
$$O.D. = \frac{\alpha x}{\log_e(10)} = 0,434\alpha x. \quad (65)$$

Na rys. 19 pokazano prosty układ do pomiaru charakterystyki spektralnej współczynnika transmisji  $T(\lambda)$ . Analogiczny układ, ale z detektorem na który kierowana jest wiązka światła odbitego od próbki, służy do pomiaru współczynnika odbicia  $R(\lambda)$ . W celu obliczenia współczynnika absorpcji należy jeszcze wykonać dwa pomiary: pomiar sygnału na wyjściu detektora bezpośrednio z wyjścia monochromatora ( $I_0$ ) oraz po odbiciu od próbki, dla której współczynnik odbicia jest znany. Najlepiej użyć detektora termicznego (pirometru lub termopary). Jak już wspomniano wcześniej, czułość  $S_T$  detektora termicznego nie zależy od długości fali, więc napięcie na wyjściu tego detektora  $U_T$  odwzorowuje charakterystykę spektralną monochromatora i układu optycznego.

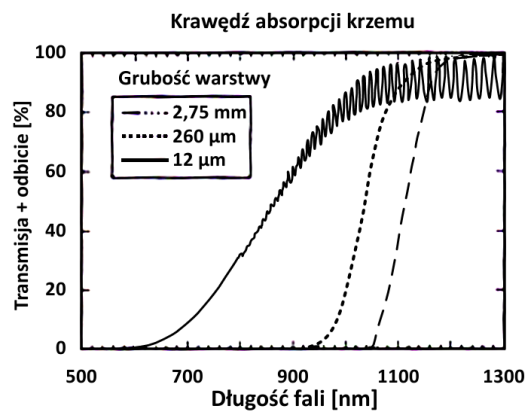


Rys.19. Układ do pomiaru charakterystyki spektralnej współczynnika transmisji  $T(\lambda)$ . Na badany półprzewodnik pada wiązka światła monochromatycznego. Natężenie światła po przejściu przez próbkę jest mierzone za pomocą detektora promieniowania elektromagnetycznego.

Inną wersję pomiaru współczynnika absorpcji przedstawiono na rys. 20. Jest to typowy układ do równoczesnego pomiaru transmisji i odbicia baterii słonecznej. Współczynnik absorpcji jest następnie liczony przy pomocy wzoru (60). Światło z monochromatora (lub interferometru) modulowane przy pomocy modulatora zwierciadlanego jest dzielone na dwie wiązki. Jedną z nich, oznaczoną linią przerywaną, jest wiązką odniesienia. Druga stanowi wiązkę światła, która przechodzi przez próbkę albo odbija się od takiej samej próbki. Na detektorze umieszczonym w sferze całkowitej powstaje sygnał, który poprzez konwerter analog/cyfra jest dalej rejestrowany przez komputer. Sfera całkowita zbiera światło rozproszone, tak że do detektora dociera cały strumień transmitowany lub odbity od baterii. Sygnał na wyjściu detektora jest sumą  $T+R$ , jak ten przykładowy zmierzony dla trzech próbek krzemu, przedstawiony na rys. 21.



Rys. 20. a) Układ do pomiaru charakterystyk spektralnych baterii słonecznej przy pomocy sfery całkującej. b) Wnętrze sfery całkującej [5].



Rys. 21. Zależność spektralna  $T+R$  dla trzech warstw krzemu o różnej grubości. Dla bardzo cienkich warstw obserwuje się interferencję [5].



Jak wynika z rys. 21, bardzo cienka warstwa krzemu jest przepuszczalna dla światła czerwonego. Oznacza to, że fotony o tej długości fali są nieefektywne ponieważ nie kreują par elektron-dziura w ogniwie. Ponadto z położenia kolejnych maksimów interferencyjnych można oszacować grubość  $t$  cienkiej warstwy, jeśli znany jest współczynnik załamania [5]:

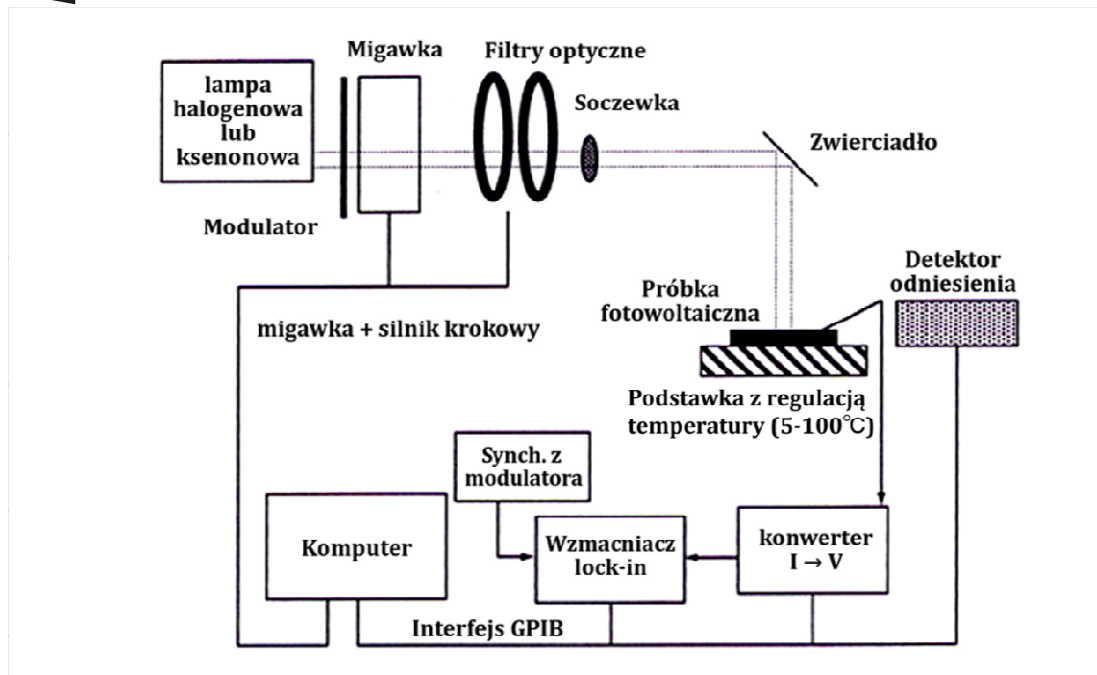
$$t = \frac{1}{2n} \frac{\lambda_m \lambda_{m+1}}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \quad (66)$$

## 2. Pomiar charakterystyki spektralnej czułości baterii

Zwykle aby wyznaczyć czułość spektralną ogniwa słonecznego mierzy się zależność widmową prądu zwarcia na jednostkę mocy promieniowania:

$$R_i(\lambda) = \frac{I_s(\lambda)}{P(\lambda)} \quad (67)$$

Idea pomiaru nie różni się od pomiaru charakterystyki spektralnej pokazanej na rys. 12. Zaproponowano szereg rozwiązań, w których światło monochromatyczne uzyskuje się bądź to przy pomocy monochromatora, zestawu filtrów lub interferometru. Modulowane światło ze źródła oświetla baterię, sygnał przemienny prądowy na jej wyjściu jest następnie zamieniany na sygnał napięciowy i jest mierzony za pomocą detektora fazoczułego typu lock-in bądź nanowoltomierza selektywnego. Na rys. 4 pokazano jedną z wersji takiego rozwiązania, opartego na zestawie filtrów.



Rys.22. Układ do pomiaru charakterystyki widmowej baterii słonecznej oparty na systemie filtrów interferencyjnych [7].

Wiązka światła ze źródła, którym jest lampa halogenowa W (na zakres widzialny + bliska podczerwień) bądź ksenonowa XE (na zakres poszerzony od strony ultrafioletu), modulowana jest kierowana na tarczę, na której umieszczone są filtry interferencyjne umożliwiające wybór żądanej długości fali (migawka nie musi być stosowana jeśli pomiar sygnału odbywa się za pomocą lock-in'a). Dalej wiązka jest skupiana przy pomocy soczewki na badanym ogniwie fotowoltaicznym (PV) oraz kierowana na detektor odniesienia, który mierzy moc promieniowania. Ogniwko jest umieszczone na podstawie do której jest przymocowane dzięki podciśnieniu wytwarzanemu przez układ pompowy. W podstawie umieszczony jest moduł Peltiera umożliwiający kontrolę temperatury. Całość układu jest sterowana komputerowo. Kalibracja układu w czasie rzeczywistym uniezależnia pomiar od fluktuacji intensywności oświetlenia.



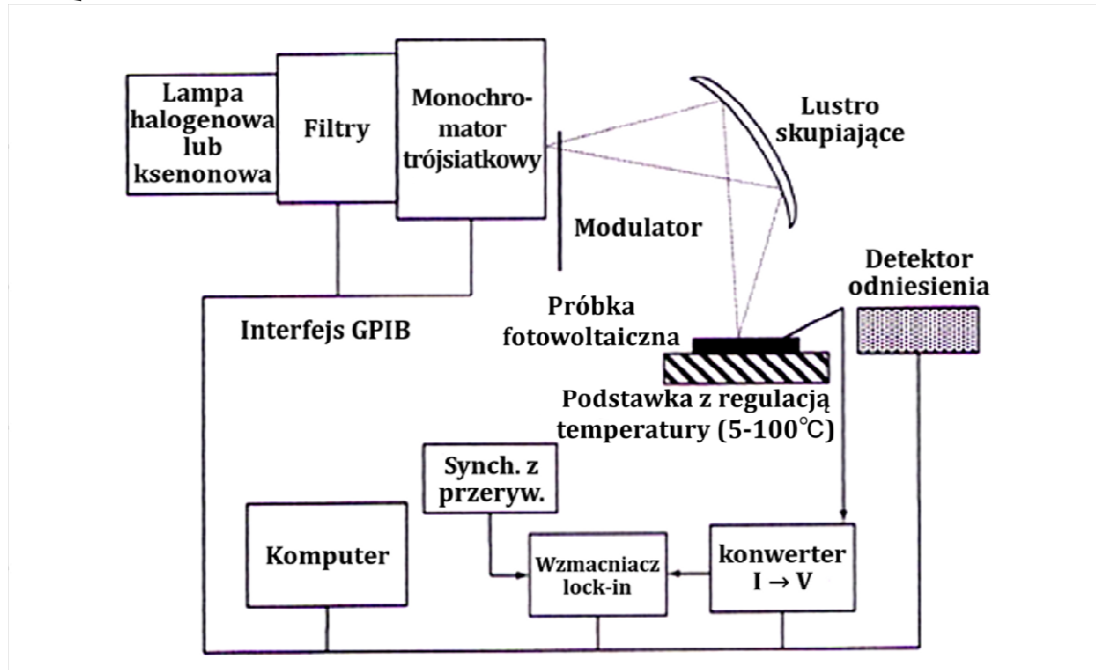
Na rys. 23 przedstawiony został układ do pomiaru charakterystyk spektralnych ogniw w którym zamiast filtrów interferencyjnych zastosowano monochromator trójsiatkowy (ang. three-single gratings). Jeśli zastosuje się monochromator dwusiatkowy, to w tym przypadku na wejściu monochromatora stosuje się filtry krawędziowe, które eliminują światło o długości fali  $\lambda/2$ . Jest to światło, które w widmie dyfrakcyjnym jest widoczne w drugim rzędzie ugięcia wiązki roboczej. Np. Filtr SchottWG360 jest stosowany w zakresie długości fal 400nm-700nm, zaś SchottWG630 - w zakresie długości fal 700nm-1150nm.

Oprócz charakterystyki spektralnej czułości fotoprądu często mierzy się również wydajność kwantową, która oznacza liczbę par elektron-dziura uzyskanych z jednego fotonu:

$$QE(\lambda) = \frac{qR(\lambda)}{\lambda hc}, \quad (68)$$

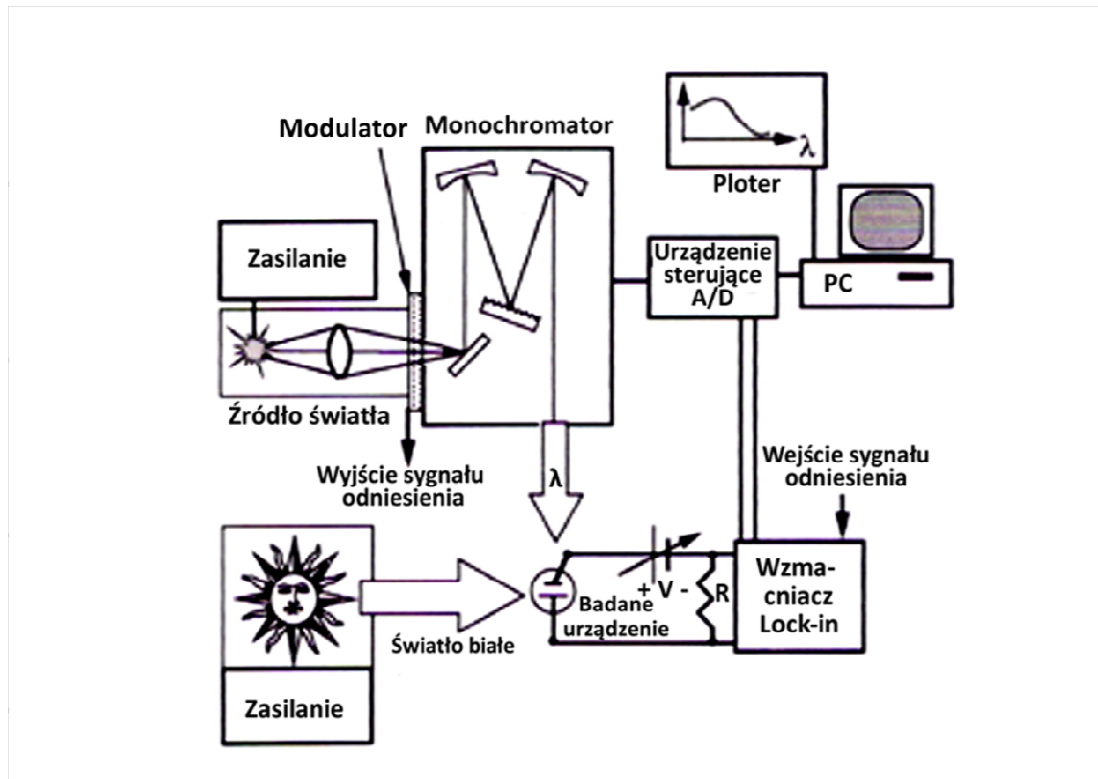
gdzie stała  $\frac{q}{hc} = 1239$  jeśli długość fali jest w [nm]. Ta wydajność kwantowa jest nazywana wydajnością fotoprądu indukowanego (światłem) (IPCE – ang. Induced photocurrent efficiency) lub zewnętrzną wydajnością kwantową (EQE -ang. external quantum efficiency). Na rys. 24 przedstawiono przykładowy układ pomiarowy [4], który służy do pomiarów IPCE.





Rys. 23. Układ do pomiaru charakterystyk spektralnych ogniw z monochromatorem trójsiatkowym [7].

Modulowane światło monochromatyczne oświetla testowane ogniwo, które jest spolaryzowane tak aby bateria pracowała w reżimie prądu zwarcia. Prąd zwarcia powoduje powstanie spadku napięcia na oporniku R, które jest dalej mierzone za pomocą lock-in'a. Oprócz tego ogniwo jest oświetlane przez światło białe, które ma charakterystykę zbliżoną do warunków oświetlenia AM1.5. Światło to jest stosowane ze względu na to aby mierzyć fotoprąd przy zadanej długości fali w warunkach zbliżonych do warunków oświetlenia w świetle słonecznym.



Rys. 24. Układ do pomiaru wydajności indukowanego fotoprądu [7].

Względną wydajność IPCE można obliczyć przekształcając zależność (68):

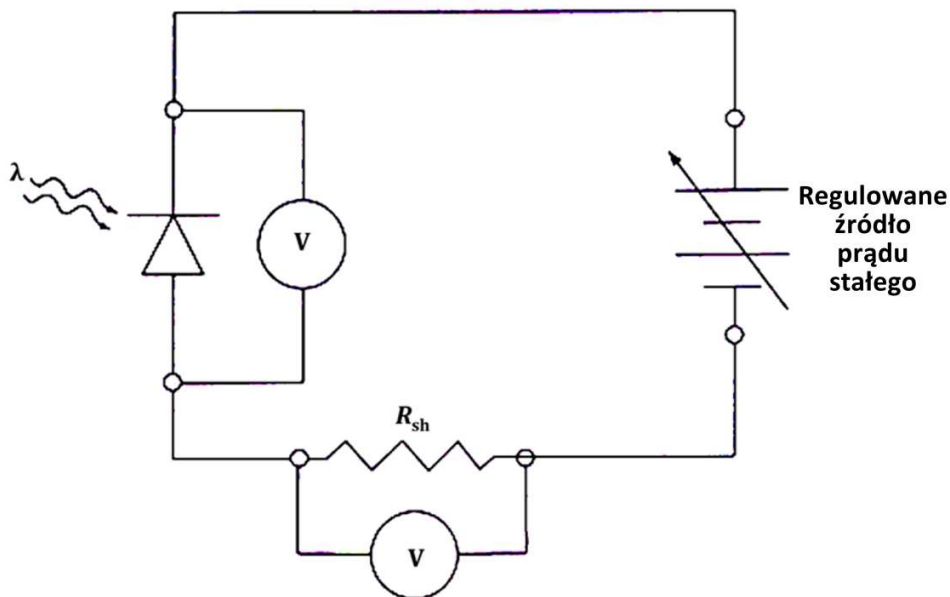
$$\eta_q = IPCE[\%] = \frac{1239 \cdot J_\lambda [\mu A / cm^2]}{\lambda [nm] \cdot P_\lambda [W / m^2]}, \quad (69)$$

gdzie  $J_\lambda$  jest gęstością mierzonego fotoprądu zaś  $P_\lambda$  jest natężeniem napromieniowania w miejscu w którym znajduje się ogniwo (mierzonym np. detektorem termicznym).



### 3. Pomiar charakterystyki prądowo-napięciowej

Na rys. 25 przedstawiono schemat układu do pomiaru charakterystyk prądowo-napięciowych baterii słonecznej.

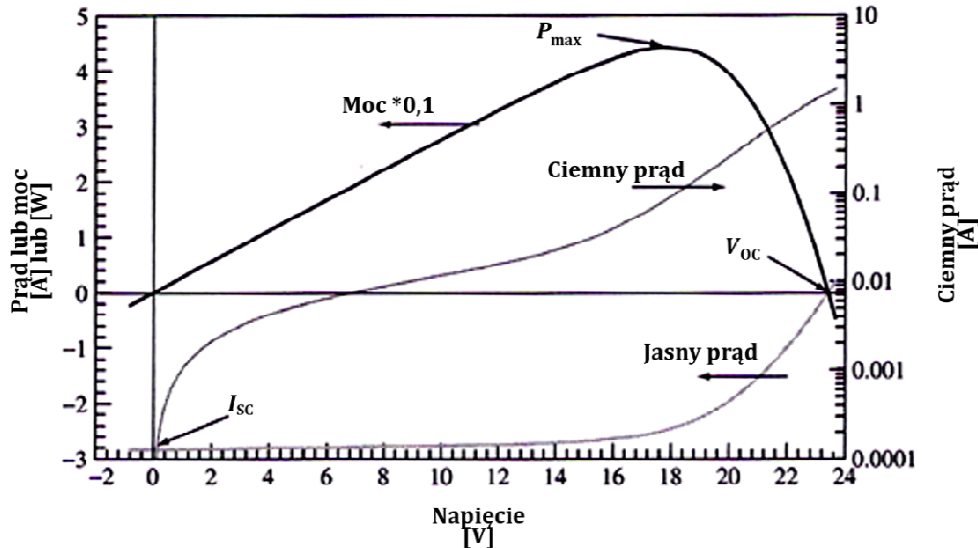


Rys. 25. Typowy układ do pomiaru charakterystyk I-V baterii

Napięcie polaryzujące baterię jest mierzone bezpośrednio na baterii natomiast prąd jest mierzony pośrednio, jako stosunek spadku napięcia na rezystorze  $R_{sh}$  do wartości jego rezystancji  $I = \frac{V}{R_{sh}}$ . Nie należy mierzyć prądu płynącego przez baterię bezpośrednio amperomierzem włączonym szeregowo w obwód z baterią, ponieważ spadek napięcia na amperomierzu zmienia punkt pracy baterii. Kluczowe wartości na charakterystyce I-V to napięcie rozwarcia  $V_{oc}$  (ang. open circuitvoltage), prąd zwarcia  $I_{sc}$  (ang. shortcircuit



current) oraz punkt maksymalnej mocy  $P_{\max}$ . Na rys.26 pokazano charakterystyki I-V i P-V dla ogniwa nieoświetlonego i oświetlonego, na których zaznaczono te parametry.



Rys. 26. Charakterystyki I-V ogniwa nieoświetlonego i oświetlonego.

Na podstawie charakterystyk I-V wyznacza się współczynnik wypełnienia :

$$FF(\%) = \frac{P_{\max}}{V_{oc} I_{sc}} \cdot 100\% , \quad (70)$$

Napięcie rozwarcia może być wyznaczone z liniowej interpolacji charakterystyki I-V w pobliżu zerowego prądu bądź też mierzone przy rozwartej baterii. Prąd zwarcia może być wyznaczony z liniowej interpolacji punktów w pobliżu zerowej polaryzacji. Maksymalna moc może być określona jako największa mierzona moc bądź też wyznaczona przy pomocy dopasowania charakterystyki P-V wielomianem 4 rzędu. To dopasowanie należy przeprowadzać dla charakterystyki P-V w zakresie prądów równych



$0.75I_{\max}$  i mniejszych niż  $1.15I_{\max}$  oraz napięć większych niż  $0.75U_{\max}$  i mniejszych niż  $1.15U_{\max}$ . Zwykle pomiary prądu i napięcia odbywają się metodą Kelvina, tzn. dwie elektrody są elektrodami prądowymi i dwie – elektrodami napięciowymi.

W celu wyeliminowania wpływu fluktuacji oświetlenia stosuje się ogniwa referencyjne, które mają taką samą charakterystykę spektralną jak testowane ogniwo. Ogniwo referencyjne jest oświetlane równocześnie z badanym ogniwem i równocześnie mierzona jest jego charakterystyka I-V. Zmierzony prąd i napięcie służą do korekty wpływu fluktuacji oświetlenia.

Do oświetlania badanych ogniw stosuje się symulatory światła słonecznego. Są to bądź lampy łukowe ksenonowe pracujące w trybie ciągłym lub impulsowym (te ostatnie zwykle stosowane są do oświetlania paneli) bądź dużo tańsze od ksenonowych, lampy halogenowe.



#### Literatura

- [1] W.Demtred, *Spektroskopia laserowa*, PWN Warszawa 1993
- [2] R.Eisberg, R.Resnick, *Fizyka kwantowa*, PWN Warszawa 1983
- [3] R.Nowicki, *Pomiary energii promienistej*, WNT Warszawa 1969
- [4] J.Piotrowski, A.Rogalski, *Półprzewodnikowe detektory podczerwieni*, WNT Warszawa 1985
- [5] Greg P. Smestad, *Optoelectronics of Solar Cells*, SPIE Press, Washington 2002
- [6] R.Feynmann, *Wykłady z fizyki. T II, cz. I, Elektryczność i magnetyzm. Elektrodynamika*, PWN Warszawa 2009
- [7] K.Emery, *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering, rozdz. 16*, wyd. John Wiley & Sons, 2003
- [8] J.Pankove, *Zjawiska optyczne w półprzewodnikach*, WNT Warszawa 1974