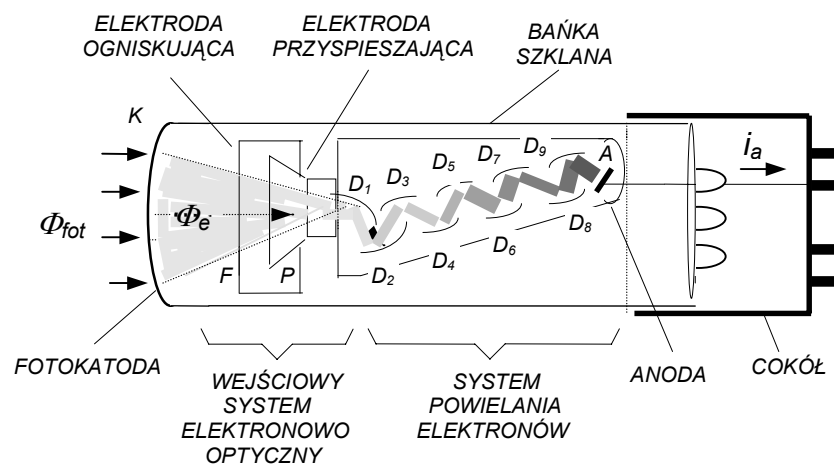


Dodatek B

Fotopowielacze: Podstawy fizyczne i konstrukcja.

Fotopowielacz stanowi specjalny, wieloelektrodowy próżniowy przyrząd elektronowy zawierający w kaskadzie konwerter fotoelektryczny oraz – pełniący funkcję wzmacniacza prądowego – wielostopniowy układ powielający. Te podstawowe struktury funkcjonalne połączone układem optyki elektronowej pokazano schematycznie na rysunku B.1 wyróżniającym poszczególne ich elektrody.



Rys. B.1. Uproszczony schemat struktury fotopowielacza.

Pierwszą z nich w porządku topologicznym jest **fotokatoda**. W systemie elementów elektronicznych fotopowielacza (z racji swej funkcji przetwornika fotoelektrycznego) reprezentuje ona sterowane źródło prądowe. Dokonujący się na fotokatodzie proces konwersji nieelektrycznego sygnału wejściowego (strumienia światła) w proporcjonalny strumień elektronów zachodzi w efekcie fotoemisji elektronów z materiału fotokatody (metal lub półprzewodnika).

Energia kinetyczna elektronów E_K emitowanych w tym procesie pod działaniem strumienia fotonów określona jest znanym równaniem Einsteina

$$E_K = h\nu - \Phi \quad (\text{B-1})$$

gdzie h jest stałą Plancka, ν - częstotliwością światła, a Φ pracą wyjścia elektronu z bombardowanego fotonami materiału (tarczy). Równanie powyższe ukazuje progowy charakter zjawiska fizycznego, w którym wartość pracy wyjścia Φ determinuje graniczną energię fotonu $h\nu_{gr}$, a tym samym graniczną długość fali świetlnej λ_{gr} , niezbędną do wywołania efektu fotoemisji elektronu.

$$\lambda_{gr} = h c / \Phi \quad (\text{B-2})$$

Praca wyjścia zależy od rodzaju tarczy, stanowiąc jeden z jej podstawowych parametrów materiałowych. Dla ilustracji, w tabelicy poniżej² zestawiono wartości pracy wyjścia oraz granicznych długości fali świetlnej dla kilku różnych metali.

Pierwiastek	Ag	Au	Ba	Ca	Fe	K	Li	Na	Pt	Rb
Φ [eV]	4,7	4,8	2,48	1,8	4,6	2,24	2,35	2,28	6,30	2,10
λ_{gr} [nm]	261	260	500	660	270	560	530	500	195	380

Z pośród zamieszczonych w tabelce metali najniższe wartości pracy wyjścia wykazują *metale alkaliczne* i one są najlepszymi z tej grupy kandydatami na materiał fotokatody. Współcześnie do produkcji fotokatod stosuje się jednak wyłącznie *kompozyty półprzewodnikowe* formowane na bazie antymonu typu m_3Sb , przy czym „*m*” reprezentuje jeden lub więcej metali alkalicznych. W przeciwieństwie do tarcz metalowych o ostro zdefiniowanym progu długofalowym λ_{gr} , tarcze z takich materiałów charakteryzują się znacznym jego „rozmyciem”.

Bardziej istotną różnicę wykazuje *wydajność kwantowa* procesu fotoemisji obu rodzajów materiałów. Parametr ten, oznaczany symbolem η_q , z definicji określony jest jako stosunek liczby wyemitowanych elektronów N_e do liczby N_{fot} wywołujących ten efekt fotonów monoenergetycznych, w oczywisty sposób jest on więc zależny od długości fali λ danego promieniowania

$$\eta_q = \frac{\Delta N_e}{N_{fot}} \quad (B-3)$$

Dla emiterów metalowych wydajność kwantowa nie przekracza poziomu 0,1%, podczas gdy fotokatody półprzewodnikowe odznaczają się wydajnością kwantową dochodzącą do poziomu 40%. Tak wielką różnicę uzasadniają różne warunki migracji uwolnionych elektronów walencyjnych ku powierzchni tarczy. Przypomnijmy w skrócie, że proces fotoemisji zachodzi w trzech stadiach. W pierwszym stadium w rezultacie przejścia przez elektrony sieciowe energii dostarczanej przez strumień fotonów, następuje ich uwolnienie z sieci zwane „*generacją fotoelektronów*”, w drugim – „*migracja fotoelektronów*” w objętości tarczy, a w trzecim ich „*emisja*” na zewnątrz tarczy (do próżni) poprzez jej barierę powierzchniową.

W przypadku przewodników, charakteryzujących się dużą gęstością elektronów swobodnych, uwolniony elektron sieciowy na drodze migracji doznaje z nimi bardzo licznych kolizji. Z każdym aktem kolizji związana jest znaczna strata energii kinetycznej fotoelektronów, tak że z chwilą dotarcia do powierzchni tarczy może okazać się ona niewystarczająca dla przezwyciężenia bariery powierzchniowej (*powinowactwa elektronowego* χ). Stąd właśnie wynika znikomo mała wartość wydajności kwantowej η_q metali.

Radykalnie odmienna sytuacja ma miejsce w przypadku emiterów półprzewodnikowych. Wobec skrajnie niskiej koncentracji swobodnych elektronów za proces migracji fotoelektronów odpowiedzialne są ich zderzenia z atomami sieci krystalicznej tarczy. Duża różnica mas uczestników kolizji sprawia, że fotoelektrony tracą w zderzeniu niewielką część swej energii kinetycznej osiągając powierzchnię tarczy z dostatecznym dla przejścia przez jej barierę zapasem energii. Tego rodzaju transport fotoelektronów ma miejsce w przypadku ich generacji w „*objętościowym efekcie fotoelektrycznym*” w „*głębi*” materiału tarczy i dotyczy około 90 % aktów ich produkcji. Pozostałe 10 % jest generowane w towarzyszącym „*efekcie powierzchniowym*”. Z efektem objętościowym wiąże się pojęcie „*głębokości ucieczki*”. Mianem tym określa się odległość miejsca wzbudzenia elektronu, zdolnego do przezwyciężenia bariery powierzchniowej, od powierzchni tarczy. Jej średnia wartość zależy od mechanizmu transferu energii fotoelektronów. Może on mianowicie zachodzić w procesie formowania para elektron-dziura względnie poprzez rozpraszanie na węzłach sieci krystalicznej tarczy. W pierwszym przypadku głębokość ucieczki przyjmuje wartości w przedziale 1÷2 nm podczas gdy w drugim może sięgać poziomu 20÷30 nm. Z tego względu w praktyce preferowane są materiały o bardzo małym prawdopodobieństwie formowania wtórnych par elektron-dziura. Zaliczają się

do nich właśnie wymienione wyżej antymonowe kompozyty multimetaliczne. Wypada w tym miejsce choćby zasygnalizować zależność wysokości bariery powierzchniowej χ od rodzaju przewodnictwa materiału tarczy, Ilustruje ją poniższa tabelka³ podająca również wartości maksymalne ich wydajności kwantowych $\eta_{q(\max)}$.

Kompozyt	Przewodnictwo	χ [eV]	$\eta_{q(\max)}$
Na ₃ Sb	n	2,0÷2,4	2 %
K ₃ Sb	n	1,1÷1,8	7 %
Rb ₂ Sb	p	1,2	10 %
Ca ₃ Sb	p	0,45	25 %
(NaK) ₃ Sb	p	1,0	30 %
[Cs](NaK) ₃ Sb	p	0,55	40 %

Dane katalogowe fotoemiterów podają z reguły maksymalną wartość wydajności kwantowej. Wielkość η_q dla danego emitera jest określoną funkcją długości fali promieniowania wzbudzającego, wyrażaną pośrednio przez „*charakterystykę czułości spektralnej – $sk_e(\lambda)$* ”. Z definicji czułość spektralna sk_e określona jest jako stosunek mocy prądu emisyjnego fotokatody I_K do mocy oromieniowania wzbudzającego P_R i wyrażana jest w miliamperach na wat.

$$sk_e = \frac{I_K}{P_R} \quad (B-4)$$

Uwzględniając w równaniu (B-3) oczywiste związki

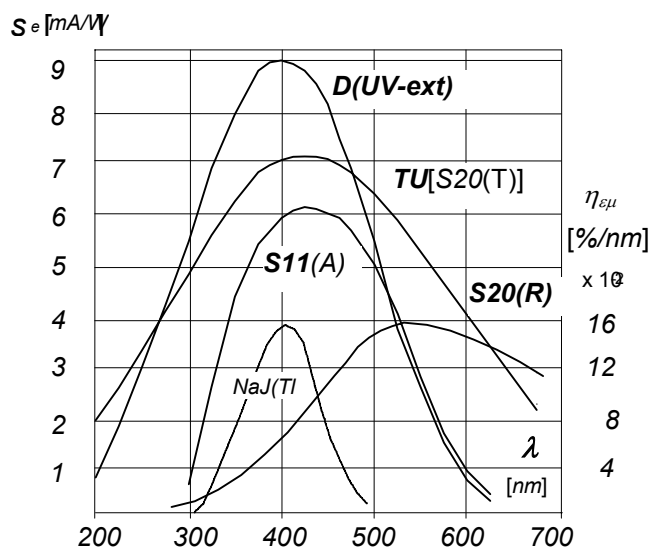
$$N_e = \frac{I_K}{q} \quad \text{oraz} \quad N_{\text{fot}} = \frac{P_R}{h\nu} \equiv \frac{P_R \lambda}{hc}$$

otrzymamy

$$\eta_q[\%] = \frac{(hc/q) I_K}{\lambda P_R} = 1,24 \times 10^4 \frac{sk_e(\lambda)}{\lambda} \quad (B-5)$$

gdzie λ wyrażone jest w [nm].

Znajomość charakterystyki czułości spektralnej fotokatody jest wręcz niezbędna dla optymalnego zaprojektowania układu licznika scyntylacyjnego, wymagającego wzajemnego dopa-



Rys. B.2. Rodzina charakterystyk czułości spektralnej typowych fotokatod na tle widma emisyjnego scyntylatora NaJ(Tl)

sowana do widma emisyjnego scyntylatora. Z tego powodu w tle rysunku B.2 przedstawiającego rodzinę charakterystyk czułości spektralnej wybranych typów fotokatod zamieszczono dla przykładu widmo emisyjne promieniowania popularnego scyntylatora z jodku sodu NaJ[Tl]. Maksimum widma emisyjnego tego scyntylatora mieści się w jego niebieskim obszarze, co dało asumpt do wprowadzenia dodatkowego parametru znamionowego określającego czułość fotokatody dla tej długości fali. Nadano jej nazwę „*czułość niebieska sk_F*”.

W pomiarach fotometrycznych korzysta się a alternatywnego określenia czułości fotokatody w jednostkach wizualnych. Stanowi ją mianowicie „*czułość świetlna sk_v*”, definiowana jako stosunek prądu fotokatody I_K do strumienia światła wzorcowego Φ oświetlającego fotokatodę

$$sk_v = \frac{I_K}{\Phi} \quad (\text{B-6})$$

Przypomnijmy, że przez strumień świetlny rozumiana jest tylko „*widzialna*” część emitowanego przez źródło promieniowania elektromagnetycznego. Stąd też wynika relacja między wielkościami energetycznymi $[P(\lambda)]$ i fotometrycznymi $[\Phi]$, która w postaci całkowej dana jest związkiem

$$\Phi = 682 \int_0^{\infty} P(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (\text{B-7})$$

W równaniu powyższym $V(\lambda)$ jest funkcją wrażliwości standardowego oka ludzkiego (zadaną uzgodnieniami międzynarodowymi IEC) zaś stała liczbowa reprezentuje tzw. *wizualną wydajność świetlną* wyrażaną w lumenach na wat.

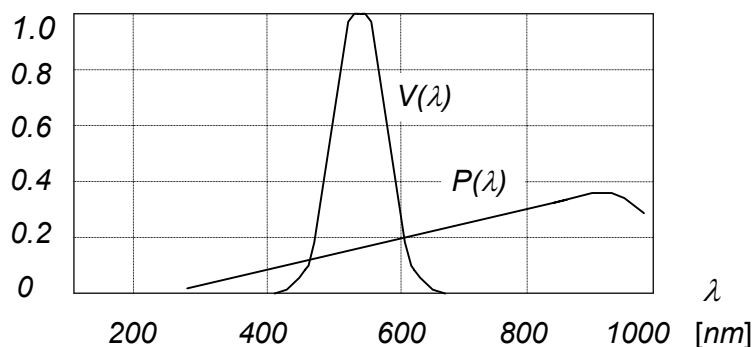
W charakterze referencyjnego źródła światła w pomiarach przyrządów fotoczułych stosuje się rozżarzone do temperatury 2857 K włókno wolframowe, o widmie energetycznym $P(\lambda)$ dobrze aproksymującym charakterystykę *ciała czarnego*. Zgodnie z zależnością (B-4) prąd fotokatody wywołany pełnym widmem promieniowania wyniesie więc

$$I_K = 10^3 \int_0^{\infty} sk_e(\lambda) P(\lambda) d\lambda \quad [\mu\text{A}] \quad (\text{B-8})$$

Uwzględniając wreszcie, iż w praktyce czułość świetlna wyrażana jest w $[\mu\text{A}/\text{lm}]$, formułę (B-6) sprowadzimy do końcowej postaci

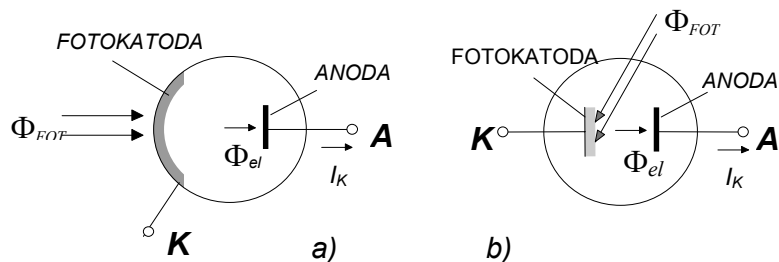
$$sk_e = \frac{10^3 \int_0^{\infty} sk_e(\lambda) P(\lambda) d\lambda}{682 \int_0^{\infty} P(\lambda) V(\lambda) d\lambda} \quad (\text{B-9})$$

Rysunek B.3 przedstawia poglądowo charakter obu funkcji $P(\lambda)$ oraz $V(\lambda)$



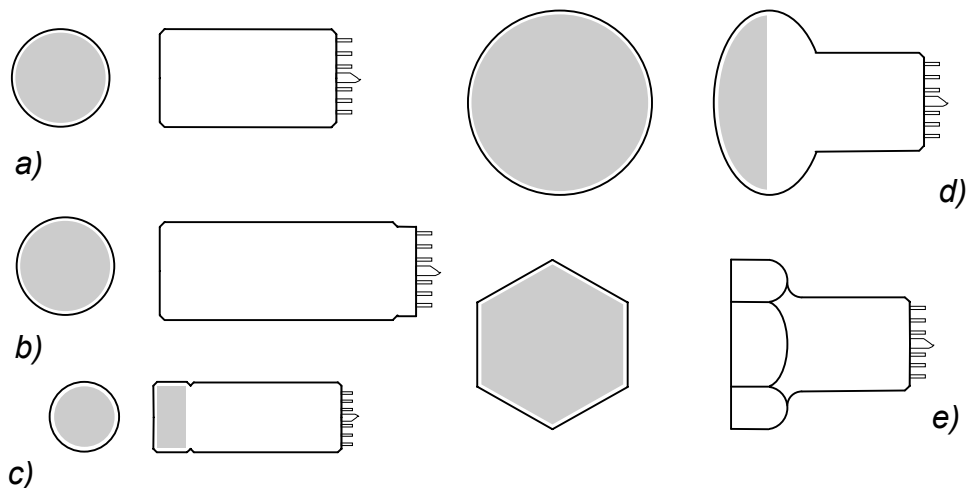
Rys. B.3. Diagramy zależności względnej wrażliwości oka oraz mocy emitowanego promieniowania lampy żarowej z włóknem wolframowym w temp. 2856 K

Zależnie od grubości fotoemitera, rodzaju substratu i rozwiązania konstrukcyjnego fotokatody może ona pracować w systemie *transmisyjnym* lub *odbiciowym*. W schematycznym skrócie systemy te zostały zilustrowane na rysunku B.4 na przykładzie najprostszego, dwuelektrodowego przyrządu fotoelektrycznego (fotokomórki).



Rys. B.4. Układ elektrod w fotokomórce z katodą transmisyjną (a) i odbiciową (b).

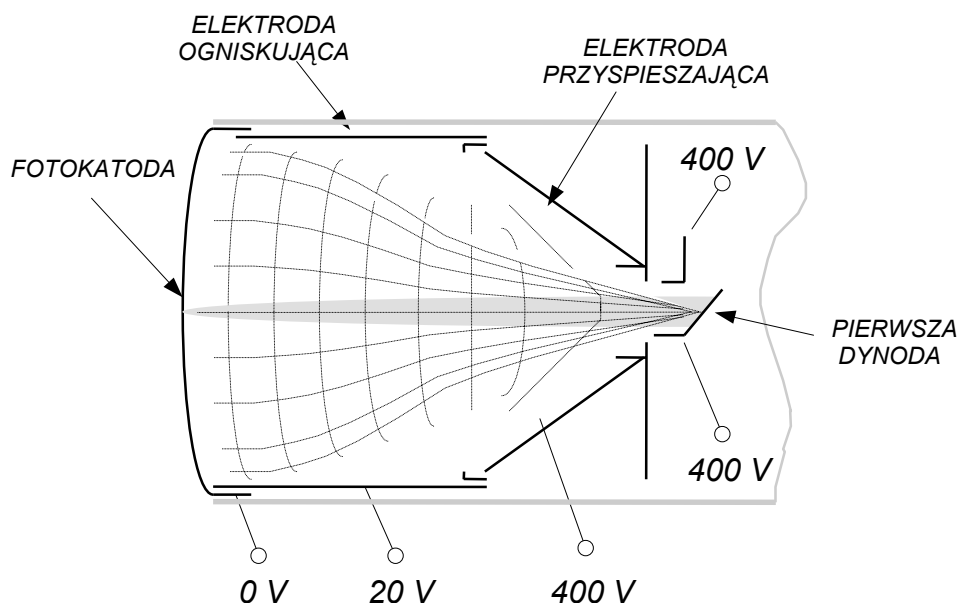
Fotokatoda typu *transmisyjnego* wykonywana jest w formie bardzo cienkiej, półprzezroczystej warstewki fotoemitera napyłonej na szklaną ściankę bańki przyrządu fotoelektrycznego. W tym przypadku bieg elektronów uwolnionych w procesie fotoemisji jest zgodny ze zwrotem wzbudzającego strumienia fotonów. Fotokatodę typu *odbiciowego* stanowi natomiast elektroda metalowa z naniesioną warstwą fotoaktywną. Ma to oczywiste konsekwencje we wzajemnym ukierunkowaniu strumieni fotonów i fotoelektronów. W wykonaniach standardowych fotopowielaczy stosowane są głównie fotokatody półprzezroczyste. Producenci fotopowielaczy oferują szereg rozmaitych ich wersji dostosowanych do specjalistycznych wymagań pomiarowych. Niektóre z nich ukazano schematycznie na rysunku B.5, na którym zaciemnione pola imitują powierzchnie z napyłonym fotoemiterem⁵.



Rys. B.5. Przykłady fotopowielaczy o różnych konfiguracjach fotokatod półprzezroczystych.

- Okrągła fotokatoda czołowa, stosowana powszechnie w fotopowielaczach ogólnego przeznaczenia
- Okrągła fotokatoda czołowa o zredukowanej powierzchni, stosowana w fotopowielaczach dedykowanych do pomiarów promieniowania laserowego
- Fotokatoda kubkowa, oznaczana symbolem „ 2π ”, stosowana w fotopowielaczach wykorzystywanych w systemach monitoringu promieniowania
- Fotokatoda półkulista, stosowana w specjalnych fotopowielaczach do badań podstawowych
- Fotokatoda sześcioboczna, zapewniająca ścisłe upakowanie w matrycy fotopowielaczy, przeznaczona do kamer gamma

Kolejną substrukturę fotopowielacza stanowi **wejściowy system elektronowo-optyczny**. Zadaniem jego jest skoncentrowanie strumienia fotoelektronów na pierwszej elektrodzie systemu powielającego (pierwszej dynodzie) i zwiększenie ich energii kinetycznej do poziomu zapewniającego wymaganą wydajność powielania. Pożądany efekt uzyskuje się działaniem celowo uformowanego pola elektrycznego, wytwarzanego – w najprostszym przypadku – przez układ dwóch elektrod: **ogniskującej** i **przyspieszającej**. Taką właśnie konfigurację pokazuje rysunek B.6. Wykreślono na nim rodzinę linii ekwipotencjalnych tworzących „**soczewkę elektronową**” oraz zespół trajektorii fotoelektronów o prędkościach wylotu z fotokatody normalnych do jej powierzchni. Uwzględnienie rzeczywistych rozkładów (amplitudowych i kąto-



Rys. B.6. Schemat systemu elektronowo-optycznego fotopowielacza 56 AVP⁴.

wych) prędkości początkowych fotoelektronów wyraża się rozmyciem ich trajektorii, a w konsekwencji powiększeniem powierzchni czynnej „bombardowanej” dynody. Efekt ten ilustruje na rysunku zacięziony „pęk” torów fotoelektronów na jego centralnej trajektorii.

Geometria systemu oraz probabilistyka procesu fotoemisji są przyczyną braku na pierwszej dynodzie „izochronizmu” fotoelektronów generowanych w jednoczesnym akcie ich wzbudzenia. Innymi słowy mamy do czynienia z określonym rozkładem **czasów przelotu** fotoelektronów między fotokatodą i pierwszą dynodą. W praktyce przyjęta wyróżniać skutki obu przyczyn, określając je odpowiednio mianem „**różnic czasu przelotu**” oraz „**rozmycia czasu przelotu**”.

Różnica czasów przelotu jest prostą funkcją różnicy dróg przebywanych przez fotoelektrony emitowane z różnych punktów fotokatody. Jej wartość katalogowa Δt odnoszona jest do czasów przelotu wzdłuż centralnego i peryferyjnego toru fotoelektronu. Przy założeniu zerowej prędkości początkowej i jednorodności pola elektrycznego E różnicę czasów przelotu można opisać formułą

$$\Delta t = \sqrt{\frac{m}{2q}} \frac{1}{\sqrt{E}} \frac{\Delta L}{\sqrt{L}} \quad (\text{B-10})$$

gdzie m – masa elektronu, q – ładunek elektronu, L – długość centralnej trajektorii elektronu, zaś ΔL – różnica długości torów fotoelektronów. Typowe wartości Δt wynoszą $(0,2 \div 0,5)$ ns.

Elektrony emitowane z fotokatody opuszczają ją z pewnym zapasem energii kinetycznej. Wobec stochastycznego charakteru procesu fotoemisji mamy do czynienia z określonym *rozkładem energii fotoelektronów*, a w konsekwencji również *rozkładem ich prędkości początkowych*. W szczególności, z punktu widzenia relacji czasowych, interesuje nas *rozkład składowych normalnych prędkości początkowych*. Jest on bardzo zbliżony do rozkładu makswellowskiego.

Niezerowe wartości składowych normalnych prędkości początkowych v_{0n} fotoelektronów skutkują odpowiednim skróceniem ich czasów przelotu od fotokatody do pierwszej dynody. Z zadowalającym przybliżeniem wielkość tę opisuje zależność

$$\Delta t_n = -\sqrt{\frac{2m}{q}} \frac{\sqrt{W_n}}{E} \quad (\text{B-11})$$

gdzie: W_n – składowa normalna energii wyemitowanego elektronu [eV]

E – natężenie pola elektrycznego [V/m]

q – ładunek elektronu [C], oraz m – masa elektronu [kg].

Na gruncie powyższej formuły można dla całego zbioru emitowanych elektronów (o quasi-makswellowskim rozkładzie energii wylotu) wyznaczyć *rozkład czasów Δt_n* . W tym też kontekście wielkości Δt_n nadano nazwę „*rozmycie czasów przelotu*” (TRANSIT TIME SPREAD). Zasygnalizowane wyżej parametry czasowe wejściowego systemu elektronowo-optycznego wnoszą odpowiedni wkład w opóźnienie i kształt wyjściowego impulsu fotopowielacza.

Trzecią z kolei substrukturę fotopowielacza – „*System powielania elektronów*” – tworzy kaskada elektrod, swanych *dynodami*, na których w procesie emisji wtórnej zachodzi zwielokrotnienie strumienia elektronów pierwotnych. Zjawisko emisji wtórnej wykazuje duże podobieństwo do objętościowego zjawiska fotoelektrycznego, w tym przypadku jednak jest ono wynikiem interakcji bombardujących tarczą (dynodę) *szybkich elektronów pierwotnych* z jej *elektronami sieciowymi*. Miarą efektywności tego procesu jest oznaczany symbolem δ *współczynnik emisji wtórnej*. Z mocy definicji określa on średnią liczbę elektronów wtórnych przypadającą na jeden elektron pierwotny. Formalnie można go wyrazić w terminach liczb elektronów (pierwotnych N_p i wtórnych $\overline{N_s}$) bądź natężenia prądu (I_p , $\overline{I_s}$)

$$\delta = \frac{\overline{N_s}}{N_p} = \frac{\overline{I_s}}{I_p} \quad (\text{B-12})$$

Wydajność produkcji elektronów wtórnych zależy między innymi od energii elektronów pierwotnych. Charakter tej zależności ukazano na rysunku B.7. Wynika on głównie z wzajemnej relacji *głębokości wnikania* (penetracji) λ_{PEN} elektronów pierwotnych i *głębokości ucieczki* λ_{ESC} elektronów wtórnych. W przypadku gdy $\lambda_{\text{PEN}} > \lambda_{\text{ESC}}$ praktycznie wszystkie elektrony wtórne wygenerowane na trajektoriach elektronów pierwotnych zostaną z dynody wyemitowane. Można też założyć, że w aktach interakcji cała energia elektronów pierwotnych zostaje przekazana wyłącznie elektronom sieciowym. Bilans energii prowadzi w takich warunkach do związku

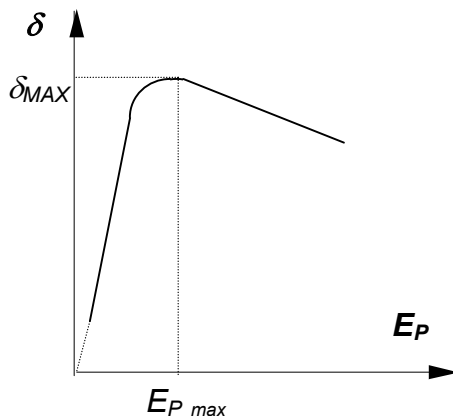
$$N_p E_p \cong N_s E_0 \quad (\text{B-13})$$

w którym E_0 oznacza energię potrzebną do wytworzenia jednego elektronu wtórnego.

Łącząc równania (B-12) i (B-13) otrzymujemy wyrażenie opisujące zależność współczynnika emisji wtórnej od energii elektronów pierwotnych w obszarze $E_P < E_{P\ max}$

$$\delta = \frac{E_P}{E_0} = \xi E_P \quad (\text{B-14})$$

Na rysunku B.7 manifestuje się ona liniowym przebiegiem charakterystyki $\delta(E_P)$.



Rys. B.7. Zależność współczynnika emisji wtórnej od energii elektronów pierwotnych

W strukturze systemu powielania elektronów każda para sąsiadujących dynod reprezentuje *elementarną komórkę systemu*, przy czym dynoda poprzedzająca pełni w takiej komórce funkcję *emiteraw* (katody) a następujące funkcję *receptora* (anody). Dla konkretnej geometrii dynod energia elektronów osiagających receptor jest jednoznaczna funkcją napięcia międzydynodowego (V_S), wygodniej jest przeto zaleźność (B-14) i charakterystykę (rys. B.7) odnosić do tego właśnie napięcia. W takim ujęciu zaleźność (B-14) przyjmuje ogólną postać

$$\delta = k (V_S)^b \quad (\text{B-15})$$

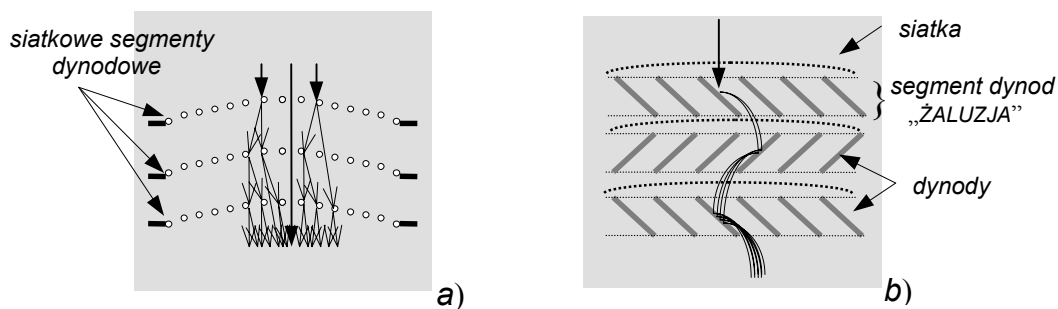
Dla przykładu przytoczmy, ustalone na drodze empirycznej, zaleźności dla dwóch rodzajów dynod produkcji EMI

- dla dynody cezowa antymonowej CsSb $\delta = 0,2 (V_S)^{0,7}$
- dla cezowanej dynady AgMgO $\delta = 0,025 V_S$

Opisany formułami (B-14) i (B-15) fragment charakterystyki powielania elektronów stanowi w istocie jej „praktycznie użyteczny” odcinek, na którym ustalany jest znamionowy punkt pracy dynody.

W miarę wzrostu energii elektronów pierwotnych zwiększa się głębokość ich wnikania w materiał tarczy, przekraczając przy pewnej wartości energii ($E_{P\ max}$) długość drogi ucieczki. Elektrony wtórne wygenerowane w miąższości materiału tarczy na głębokościach większych od drogi ucieczki nie zdołają dotrzeć do jej powierzchni. O tyle więc zmniejszy się liczba wyemitowanych z dynody elektronów wtórnych. Prowadzi to w oczywisty sposób do obniżenia wartości współczynnika emisji wtórnej, co znajduje wyraz w przebiegu charakterystyki $\delta(E_P)$ w zakresie energii $E_P > E_{P\ max}$.

W rozwiązaniu konstrukcyjnym dynody wykonywane są w formie celowo ukształtowanej elektrody metalowej pokrytej cienką warstwą kompozytu o dużej wartości współczynnika emisji wtórnej. Geometria dynod i ich wzajemne usytuowanie w strukturze systemu powielającego decydują o jego własnościach i parametrach technicznych. Wiąże się z nią również charakter trajektorii elektronów w systemie powielającym. Przyjęto go zresztą za podstawę klasyfikacji układów powielających wyróżniając dwie ich grupy: przelotowe i reflektorowe. Na rysunku B.8 przedstawiono schematycznie dwie konfiguracje *typu przelotowego* zwane odpowiednio układem *siatkowym* (a) i *żaluzjowym* (b).



Rys. B.8. Odmiany układów powielających typu przelotowego: a) siatkowy, b) żaluzjowy

Wspólną cechą obu układów jest orientacja toru elektronów w obszarach międzydynodowych w kierunku poosiowym fotopowielacza. Tego rodzaju konfiguracja dopuszcza duże upakowanie segmentów dynodowych, stwarza zatem dogodne warunki realizacji struktur wielostopniowych o małej pojemności wejście/wyjście, uwarunkowanej znaczną odległością fotokatody od anody. Ich wadą natomiast – zwłaszcza układu siatkowego – jest możliwość „jałowego przecieku” elektronów pierwotnych poprzez segment (bez interakcji z dynodą), degradującego wzmacnienie globalne i pogarszającego parametry czasowe fotopowielacza.

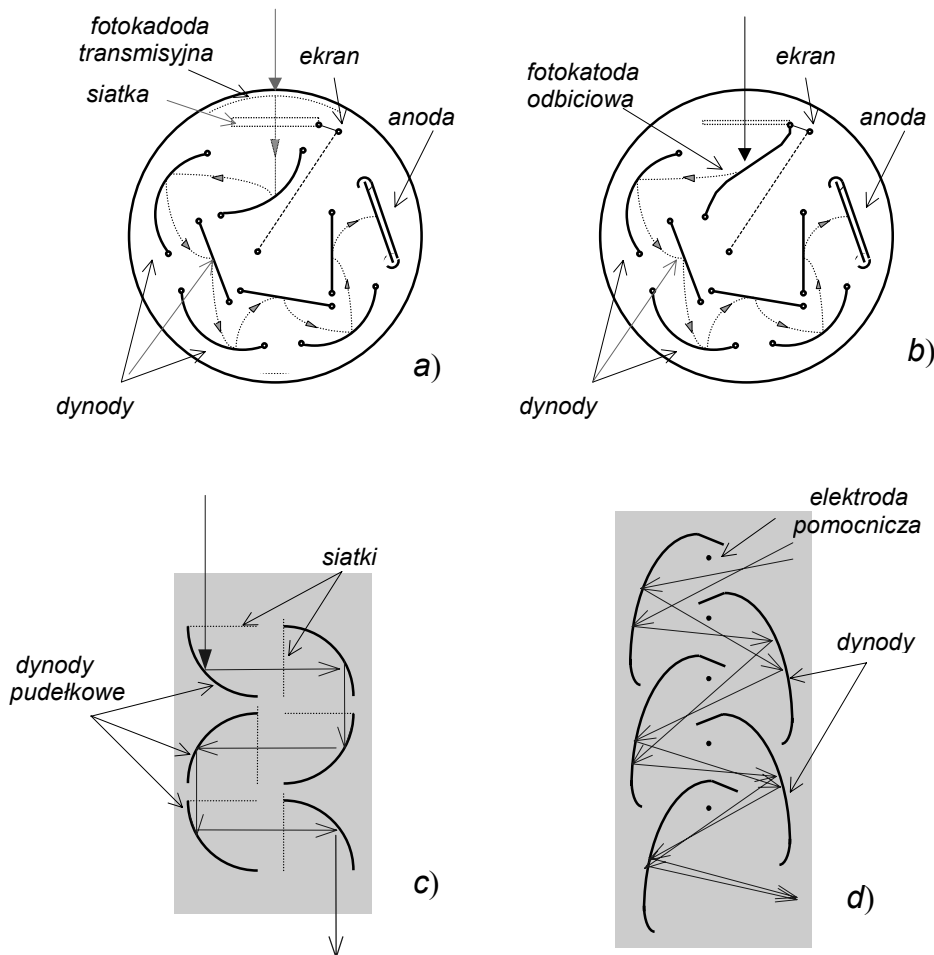
Układ siatkowy reprezentuje najprostszą z możliwych konfigurację. Funkcję dynod pełnią tu segmenty uformowane z cienkiej metalowej siatki pokrytem mikrowarstwą emitera elektronów wtórnych. Ze względu na wspomniane wyżej wady układ siatkowy nie jest aktualnie stosowany. Zasygnalizowano go jedynie jako pierwszy etap rozwoju fotopowielaczy.

Dużą popularność zyskał natomiast układ żaluzjowy. Po dziś dzień zajmuje on poczesne miejsce w programie produkcyjnym firmy EMI. Segmenty powielające zawierają zespół płytek wykonanych z metalowej taśmy, jednostronnie pokrytej materiałem tarczowym, ustawionych ukośnie w stosunku do osi fotopowielacza, tworząc charakterystyczną strukturę „weneckiej ŻALUZJI okiennej” (VENETIAN BLIND – VB). Kąt ich nachylenia w kolejnych segmentach – jak pokazuje rysunek B.7 b – przyjmuje przemiennie wartości $+45^\circ$ i -45° , zapewniając postępujący, poosiowy przebieg trajektorii elektronów wtórnych. Każdy segment wyposażony jest w siatkę przyspieszającą i orientującą strumień elektronów pierwotnych.

Grupa układów z dynodami *reflektorowymi* obejmuje trzy konfiguracje: *kołowy układ klatkowy* (COMPACT FOCUSED - CF), *kaskadowy układ pudełkowy* (BOX & GRID - BG), oraz *kaskadowy układ liniowy* (LINEAR FOCUSED - LF). Ukazano je schematycznie na rysunku B.9. We wszystkich przypadkach tor elektronów meandruje wokół osi geometrycznej układu dynod.

Kołowy układ klatkowy dzięki swej zwartej konstrukcji odznacza się bardzo dobrymi parametrami czasowymi (czas przelotu i stopień jego rozmycia), a także niewielką wrażliwością

na wpływ zewnętrznego pola magnetycznego. Główną jego wadą jest bliskość elektrod wejściowej i wyjściowej. Układ ten wykonywany jest w dwóch wersjach: podstawowej (a), przeznaczonej do pracy w fotopowielaczach z fotokatodą transmisyjną oraz alternatywnej (b), z fotokatodą odbiciową. W wersji drugiej (stosowanej wyłącznie w fotopowielaczach z „bocznym okienkiem”, fotokatoda odbiciowa zajmuje miejsce pierwszej dynody systemu powielającego.



Rys. B.9. Konfiguracje układów powielających typu reflektorowego
 a) kołowy układ klatkowy (z „zewnętrzną” fotokatodą transmisyjną)
 b) kołowy układ klatkowy (z „wewnętrzna” fotokatodą odbiciową)
 c) kaskadowy układ pudełkowy d) kaskadowy układ liniowy.

Dynody kołowego układu klatkowego mają formę rynienek o długości uwarunkowanej odpowiednio wymiarami bańki szklanej fotopowielacza; w wersji podstawowej jej średnicą, natomiast w wersji z okienkiem bocznym – jej wysokością. Takie uzależnienie wynika z usytuowania (poprzedniego lub wzdłużnego) układu powielającego w bańce fotopowielacza.

Kaskadowy układ pudełkowy można w uproszczeniu traktować jako liniowe rozwinięcie kołowego układu klatkowego. Zachowując również zwartą konstrukcję układ ten w porównaniu z konfiguracją koncentryczną odznacza się nieco gorszymi parametrami czasowymi, pozwala jednak osiągnąć większe wzmocnienie globalne dzięki możliwości powiększenia liczby dynod.

Szczególnie dobrymi własnościami odznacza się kaskadowy układ liniowy, od nazwiska jego wynalazcy zwany *układem Rajchmana*. Zawiera on łańcuch wzajemnie ku sobie otwartych dynod, uformowanych w kształcie wydłużonych rynien z zagioętą od strony fotokatody krawędzią czołową. Geometria tego rodzaju zapewnia postępujące ogniskowanie elektronów na kolejnych dynodach układu, powodując w efekcie zmniejszenie rozmycia czasu przelotu na wyjściu układu. Istotne znaczenie odgrywają w tym procesie, usytuowane na osi fotopowielacza i odpowiednio spolaryzowane, pręcikowe elektrody pomocnicze. Załamanie krawędzi czołowej dynody zapobiega natomiast zwrotnemu przenikaniu jonów dodatnich w kierunku fotokatody ograniczając w ten sposób do minimum ich przyczynę do *prądu ciemnego* fotopowielacza.

Dla ilościowego zilustrowania związku parametrów czasowych fotopowielacza z rodzajem systemu powielającego przytoczymy dane katalogowe formy THORN-EMI. Opisują one parametry odpowiedzi różnych fotopowielaczy na quasi-dirakowski impuls świetlny (o czasie trwania poniżej 10^{-10} s), oświetlający równomiernie powierzchnię fotokatody.

RODZAJ UKŁADU POWIELAJĄCEGO	LICZBA DYNOD	CZAS OPÓŹNIENIA [ns]	CZAS NARASTANIA [ns]	SZEROKOŚĆ POŁÓWKOWA [ns]	JITTER (DRŻENIE) [ns]
ŻALUZZOWY – VB	6 – 13	40 – 110	8 – 15	15 – 40	2,5 – 5,7
KLATKOWY – BG	5 – 11	50 – 80	12 – 18	30 – 45	4,2 – 6,4
KOŁOWY – CF	6 – 10	20 – 35	1,5 – 2,5	2,3 – 5,5	0,5 – 1,0
LINIOWY – LF	10 – 14	20 – 55	1,8 – 2,7	2,7 – 6,0	0,5 – 1,2

Ostatnim członem funkcjonalnym fotopowielacza jest *elektroda zbiorcza*, czyli **anoda**. Zadaniem jej jest zebranie pełnego ładunku niesionego przez strumień elektronów wtórnych z układu powielającego. Z tego powodu, jak również w celu zminimalizowania czasu przelotu na ostatnim odcinku toru elektronów, jest ona usytuowana możliwie jak najbliżej ostatniej dynody. Odpowiednie dla danego typu układu powielającego ekranowanie anody, chroniące ją przed pasożytniczymi sprzężeniami z pozostałymi elektrodami, zapewnia stabilność impulsowej pracy fotopowielacza.

O własnościach fotopowielaczy obok ich cech strukturalnych w dominujący sposób decydują warunki ich pracy, narzucone przez zewnętrzne napięcia polaryzacji elektrod. Ich nominalne wartości są z reguły określone przez producenta tym nie mniej użytkownikowi pozostawiono pewien margines swobody umożliwiający optymalny dobór fotopowielacza z punktu widzenia ekonomiki jego zasilania. Problem sprowadza się w istocie do określenia liczby dynod n (stopni powielających) fotopowielacza zapewniającej osiągnięcie założonego wzmocnienia prądowego G przy minimalnej wartości napięcia zasilania V_B . Uwzględniając moltiplikatywny charakter systemu powielającego oraz zależność (B-15) i wiążąc napięcie międzydynodowe V_S z napięciem zasilania V_B możemy napisać

$$G = \delta^n = (k V_S)^n = \left(\frac{k}{n} V_B \right)^n \quad (\text{B-16})$$

skąd otrzymamy

$$V_B(n) = \frac{n}{k} \sqrt[n]{G} \quad (\text{B-17})$$

Funkcja (B-17) osiąga wartość minimalną dla $n = n_{opt}$ równego

$$\boxed{n_{opt} = \ln G} \quad (B-18)$$

Łatwo pokazać, że w tych warunkach współczynnik powielania przyjmuje wartość $\delta_{opt} = e$, zaś optymalna (minimalna) wartość napięcia zasilania $V_{B min}$ wynosi

$$V_{B min} = \frac{e}{k} \ln G \quad (B-19)$$

Dodajmy, że warunkiem koniecznym prawidłowej pracy fotopowielacza jest utrzymanie wartości napięcia zasilania każdej jego elementarnej ministruktury (K-D₁, D₁-D_(i+1), D_(n-1)-D_n, D_n-A) na poziomie zapewniającym osiągnięcie stanu nasycenia. Innymi słowy punkt pracy każdej takiej struktury powinien leżeć na płaskim odcinku jej charakterystyki prądowo-napięciowej. Zauważmy też, że zależność (B-16) determinuje zarazem wrażliwość globalnego wzmocnienia fotopowielacza na zmiany napięcia zasilania. Określa ją względna zmiana wzmocnienia prądowego dG/G

$$\frac{dG}{G} = \frac{n \left(\frac{k}{n}\right)^n V_B^{(n-1)} dV_B}{\left(\frac{k}{n}\right)^n V_B^n} = n \frac{dV_B}{V_B} \quad (B-20)$$

Zależność powyższa informuje iż dla osiągnięcia założonej stałości wzmocnienia prądowego niezbędne jest użycie źródła zasilania o ***n-krotnie większej*** stabilności.

Materiały źródłowe.

1. A.van der Ziel.: Podstawy fizyczne elektroniki ciała stałego, WNT Warszawa (1980)
2. J.M.Schonkeren: Photomultipliers. Philips Application Book, ELCOMA, N.V.Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, The Netherkands, April 1970
3. Fast Response Photomultipliers, Philips Application Book, ELCOMA, N.V.Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, The Netherkands, June 1971
4. J.M.Massalski.: Detekcja promieniowania jądrowego. PWN, Warszawa (1959).