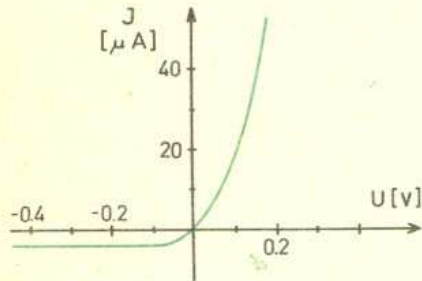
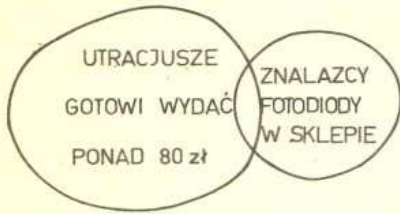


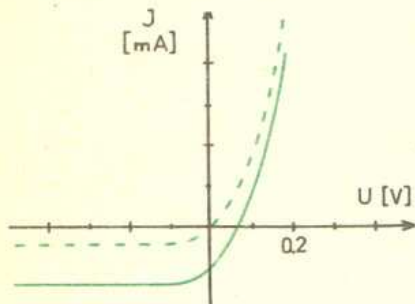
## FOTODIODA



Charakterystyka prądowo-napięciowa diody półprzewodnikowej

Rys. 1

Diody o własnościach prostowania prądu (także światłoczułą) może być również kontakt metal — półprzewodnik.

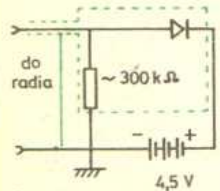


Charakterystyka prądowo-napięciowa fotodiody przy oświetleniu (linia przerywana-bez oświetlenia)

Rys. 2

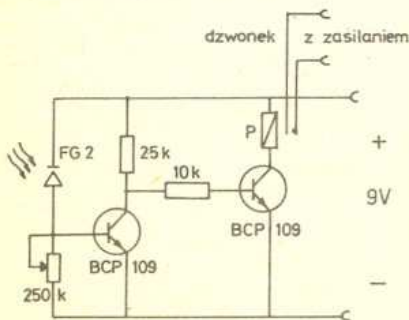


Rys. 3



Rys. 4

Czytelnik zauważy z pewnością uproszczenia w tym rozumowaniu.



Rys. 5

Dzisiejsze nasze eksperymenty będą niestety dostępne tylko dla stosunkowo niewielkiej części zbioru Czytelników „Deltę”: będzie to przekrój zbioru osób, które zdecydują się na wydatek ponad 80 zł i zbioru (znacznie, jak przypuszczam, mniej licznego) szczęśliwców, którzy natrafią na fotodiody w sprzedaży. Produkowane w Polsce fotodiody germanowe FG-2, podobnie jak i dowolne inne (także fototranzystory) świetnie nadają się do naszych doświadczeń, cała sztuka w tym, żeby je kupić.

Jedno przemawia niewątpliwie za omówieniem tego tematu w bieżącym numerze: zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne, umożliwiające działanie fotodiody jest efektem czysto kwantowym — fizyka klasyczna nie wyjaśniła go zadowalająco. A więc, skoro wytłumaczyłem się jakoś z wyboru niedemokratycznego tematu, zadajmy sobie pytanie

### JAK DZIAŁA FOTODIODA?

Trzeba zacząć od zwykłej diody (mówiliśmy już o niej w „Laboratorium w domu” z nr 8/75), znanej też pod nazwą złącza p-n. Jeżeli przyłożymy do diody napięcie w kierunku zaporowym, na pograniczu obszarów o przewodnictwie akceptorowym (p) i donorowym (n) powstaje warstwa opróżniona z nośników ładunku stanowiąca izolator i powodująca, że prąd praktycznie nie płynie. Jeżeli w warstwie tej pojawią się z jakiegokolwiek przyczyny nośniki — popłynie prąd. W zwykłej diodzie zawsze powstaje pewna bardzo mała ilość nośników, gdyż elektrony są przenoszone z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa kosztem energii drgań cieplnych — stąd niezerowa wartość natężenia prądu zaporowego (patrz wykres 1). Ten sam proces można wywołać oświetlając złącze p-n, potrzebne jest jednak światło — i tu bez mechaniki kwantowej obejść się nie sposób — o dostatecznie małej długości fali. Fakt ten jest jednym z dowodów eksperymentalnych istnienia w półprzewodnikach przerwy energetycznej — obszaru energii między wierzchołkiem pasma walencyjnego a dnem pasma przewodnictwa, który jest dla elektronów zabroniony. Elektron w pasmie walencyjnym może wchłonąć energię kwantu świetlnego (równą  $h\nu$ , gdzie  $h = 6,63 \cdot 10^{-27}$  erg. sek jest stałą Plancka, a  $\nu$  — częstotliwością fali świetlnej) wtedy, kiedy jest ona wystarczająco duża, by przenieść go do pasma przewodnictwa, a więc *większa od szerokości przerwy energetycznej*.

Bardzo to piękne — powiedzą zwolennicy konkretnych, ale

### JAK SIĘ TO OBJAWIA PRAKTYCZNIE?

Przez wzrost natężenia prądu zaporowego przy oświetleniu (patrz wykresy 1 i 2).

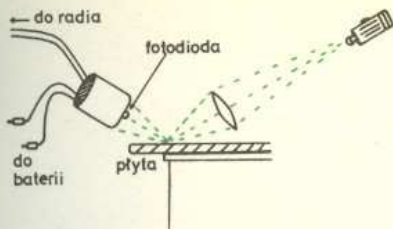
Fotodiody różni się od zwykłej diody tylko tym, że jej konstrukcja umożliwia doprowadzenie światła do obszaru złącza. Aby skończyć z gołosłownością zabierzmy się do doświadczeń. Najłatwiej będzie to sprawdzić dysponując mikroamperomierzem. Łączymy prosty obwód (rys. 3) — uwaga na bieguny! i oświetlamy fotodiody np. żarówką — natężenie prądu w kierunku zaporowym rośnie. W tym miejscu większość Czytelników nie posiadających mikroamperomierza zaprotestuje: Z takim wydatkiem się nie liczyliśmy! Nic strasznego. Wiele ciekawych eksperymentów przed nami, jeżeli tylko dysponujemy radiem z wejściem adapterowym. Domyślcie się już, że ich tematem będzie

### ZAMIANA ŚWIATŁA NA DŹWIĘK

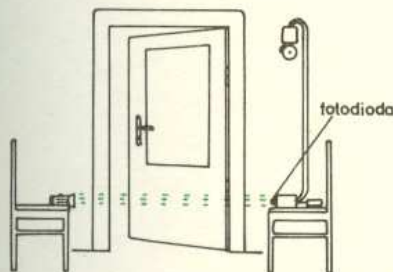
Aby uzyskać silne wahania napięcia na fotodiodzie pod wpływem światła zestawiamy obwód składający się z baterijki 4,5 V, fotodiody i opornika rzędu 300 kΩ (rys. 4). Natężenie prądu w obwodzie (jest to prąd zaporowy fotodiody) wahając się przy zmianach oświetlenia spowoduje zmiany napięcia na oporniku R zgodnie z prawem Ohma:  $U = IR$ . Wartość R musi być więc możliwie duża (napięcie jest do niej proporcjonalne), nie na tyle jednak, aby decydować o natężeniu prądu w obwodzie. W praktyce dobieramy ją doświadczalnie tak, aby otrzymać najsilniejszy efekt (na przykład próbując 100 kΩ, 300 kΩ i 500 kΩ). Jeszcze jedna ważna uwaga: obwód powinien być ekranowany (przynajmniej fotodiody, opornik i przewód łączący je z radiem) co można zapewnić umieszczając go w metalowym pudełku połączonym z masą układu. Najprostszym doświadczeniem będzie teraz wystawienie fotodiody na światło żarówki zasilanej z sieci — w głośniku usłyszymy buczenie o częstotliwości 100 Hz, co odpowiada częstotliwości zmian temperatury włókna żarówki. Oczywiście jeśli użyjemy latarki kieszonkowej, buczenia nie usłyszymy — jeśli jednak postukać w latarkę nawet palcem, słyszy się zaskakująco melodyjny dźwięk pochodzący od drgań włókna żaróweczki.



Rozmiary „punktu” świetlnego powinny być rzędu odległości między rowkami ( $\sim 0,1$  mm).



Rys. 5



Rys. 6

Zabawny eksperyment można też wykonać z adapterem i płytą. Po wprawieniu adaptera w ruch ogniskujemy światło żaróweczki w mały punkt na płycie i „patrzmy” na niego fotodiody (rys. 5). W głośniku słychać dźwięki, w których w zależności od precyzji wykonania doświadczenia oraz zasobu dobrej woli można łatwiej lub trudniej rozpoznać muzykę nagraną na płycie. Na zakończenie dla nieco bardziej zaawansowanych majsterkowiczów urządzenie specjalne, w którym

## FOTODIODA ŁAPIE ZŁODZIEJA

No, może nie dosłownie, ale w każdym razie pomaga. W przejściu, którego nasza dioda ma pilnować, ustawiamy ją naprzeciwko latarki skierowanej na nią (rys. 6). Zestawiamy obwód z fotiodiody, dwóch tranzystorów i czułego przekaznika P (rys. 7), który w chwili zasłonięcia wiązki światła włącza dzwonek alarmowy. Jeżeli nasza instalacja alarmowa ma działać nieco dłużej, lepiej zasilać żaróweczkę latarki z transformatorą dzwonekowego zamiast z baterijki. Ten sam obwód z fotiodiodą — już bez udziału latarki może też służyć na przykład do automatycznego zapalania światła w pokoju z nastaniem zmierzchu. Liczę na Waszą inwencję w znajdowaniu innych zastosowań fotiodiody. Powodzenia w pracy!



### Rozwiązanie zadania F 33

Równoczesna rejestracja fotonu w obu detektorach może być wynikiem jednego z następujących procesów:

1. Foton ze źródła A wpada do detektora 1, inny foton z tego źródła wpada do detektora 2,
2. Fotony wysłane przez źródło B rejestrowane są w obu detektorach 1 i 2,
3. Foton wysłany z A wpada do 1, wysłany z B wpada do 2,
4. Odwrotnie niż 3 (tzn. z A do 2, z B do 1).

Procesy 1 i 2 można w zasadzie odróżnić od siebie oraz od 3 i 4 (np. wyłączając lub zasłaniając jedno ze źródeł) natomiast przypadki 3 i 4 są nieodróżnialne. Amplitudę  $f$  zdarzenia „składającego się” z dwu zdarzeń o amplitudach odpowiednio  $f_1$  i  $f_2$  zapisujemy w postaci

$$f = f_1 \cdot f_2$$

Zatem poszczególnym procesom prowadzącym do jednoczesnej rejestracji fotonów w obu detektorach odpowiadają następujące amplitudy:

1.  $f^1 = f_{A_1} f_{A_2}$ ,
2.  $f^2 = f_{B_1} f_{B_2}$ ,
3.  $f^3 = f_{A_1} f_{B_2}$ ,
4.  $f^4 = f_{A_2} f_{B_1}$ .

Ponieważ procesy 1 i 2 są odróżnialne, 3 i 4 — nie, więc prawdopodobieństwo koincydencji ma postać

$$P_{\text{koinc}} = |f^1|^2 + |f^2|^2 + |f^3 + f^4|^2$$

(tzn. dodajemy prawdopodobieństwa procesów odróżnialnych, amplitudy — dla procesów nieodróżnialnych). Postać poszczególnych amplitud łatwo napisać patrząc na rysunek przy zadaniu

$$f^1 = f_{A_1} f_{A_2} = c^2 e^{ik(R_1 + R_2)},$$

$$f^2 = f_{B_1} f_{B_2} = c^2 e^{ik(R_1 + R_2)},$$

$$f^3 = f_{A_1} f_{B_2} = c^2 e^{2ikR_1},$$

$$f^4 = f_{A_2} f_{B_1} = c^2 e^{2ikR_2},$$

$$P_{\text{koinc}} = f^1 \cdot f^1 + f^2 \cdot f^2 + (f^3 + f^4) \cdot (f^3 + f^4) = 2|c|^4 + |c|^4 [2 + e^{2ik(R_2 - R_1)} + e^{-2ik(R_2 - R_1)}].$$

Korzystając z faktu, że  $e^{ix} + e^{-ix} = 2\cos x$  możemy to zapisać w postaci  $P_{\text{koinc}} = 2|c|^4 [2 + \cos 2k(R_2 - R_1)]$ .

Jeżeli  $R \gg D$  oraz  $R \gg d$ , to różnicę obu promieni możemy wyrazić następująco

$$R_1 = \sqrt{R^2 + \frac{1}{4}(D-d)^2} = R \sqrt{1 + \left(\frac{D-d}{2R}\right)^2} \approx R \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{D-d}{2R}\right)^2\right],$$

$$R_2 = \sqrt{R^2 + \frac{1}{4}(D+d)^2} = R \sqrt{1 + \left(\frac{D+d}{2R}\right)^2} \approx R \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{D+d}{2R}\right)^2\right],$$

$$R_2 - R_1 \approx \frac{d \cdot D}{2R}.$$

Ostatecznie wzór na prawdopodobieństwo koincydencji przybierze postać

$$P_{\text{koinc}} = 2|c|^4 \left[2 + \cos \frac{k \cdot d \cdot D}{R}\right].$$

Wystarczy teraz rozsuwając oba detektory znaleźć takie dwa ich położenia, przy których  $P_{\text{koinc}}$  (a zatem i liczba równoczesnych zliczeń na jednostkę czasu) jest takie samo. Wówczas:

$$\frac{kd_2 D}{R} - \frac{kd_1 D}{R} = 2\pi, \quad \text{skąd} \quad D = \frac{2\pi R}{k(d_2 - d_1)}.$$

Jeżeli powyższe rozumowanie zastosować do pojedynczej gwiazdy, tzn. rozważyć pary punktów na powierzchni emitującej promieniowanie (świetlne lub radiowe), to okazuje się, że po odpowiednim wysumowaniu (wycalkowaniu) po wszystkich parach punktów, uwzględniając jednocześnie fakt, że emitowane promieniowanie nie jest monochromatyczne — otrzymamy związek między prawdopodobieństwem koincydencji przy różnych odległościach wzajemnych detektorów, a rozmiarami gwiazdy.

Ten sposób pomiaru rozmiarów gwiazd został zaproponowany i wykorzystany przez Hanbury, Browna i Twissa w połowie lat 50-tych naszego stulecia („Nature” 178 (1956), 1046).



### Sprostowanie

Mgr inż. Ryszard Piasecki ze Szczecina zwrócił nam uwagę na błąd w rozwiązaniu zadania F 25 w „Delcie” 1/76. Mianowicie

$\int_H^0 \frac{dh}{\sqrt{h}}$  równa się oczywiście  $-2\sqrt{H}$ , a nie

$-\frac{1}{2}\sqrt{H}$ . Błąd jest drobny, niestety ma

poważniejsze konsekwencje. Wzór (3) powinien teraz mieć postać:

$t = \frac{t_0^2}{2t_n} \left( \ln \frac{t_0}{t_0 - 2t_n} - \frac{2t_n}{t_0} \right)$  i w warunkach podanych w zadaniu  $t \rightarrow \infty$ . Jedynie dla

$\frac{2t_n}{t_0} < 1$  zbiornik napelni się w skończonym

czasie, przy czym zawsze  $t > t_n$ . Przepraszamy.