

INSTITUT FIZYKI
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Raport Serii PRE 426/85

ZJAWISKA TRANSPORTU PRĄDU
PRZEZ ZŁĄCZA p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Ewa Popko

Praca doktorska
wykonana w Instytucie Fizyki
Politechniki Wrocławskiej

Promotor:

doc.dr hab. J.M. Pawlikowski

Instytut Fizyki

Politechniki Wrocławskiej

WROCŁAW 1985

Serdecznie dziękuję mojemu promotorowi
doc.dr hab. J.M. Pawlikowskiemu za okazaną
życzliwość i opiekę.

Dziękuję dr P. Becli za wykonanie złączy
p-n $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ które były przedmiotem badań
w mojej pracy.

Dziękuję bardzo dr K. Sierańskiemu i
dr J. Szatkowskiemu za owocne dyskusje i pomoc
okazaną podczas realizacji mojej pracy.

Dziękuję również moim koleżankom i kolegom
z Zakładu Fizyki Półprzewodników za pomoc i
życzliwość

Ewa Popko

SPIS TREŚCI

1. WSTĘP	str. 4
2. PODSTAWOWE WŁASNOŚCI FIZYCZNE $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$...	6
3. ELEKTRYCZNE I FOTOELEKTRYCZNE WŁAŚCIWOŚCI ZŁĄCZA p-n	12
3.1. Prąd całkowity złącza p-n	12
3.2. Prąd foto-generacji	13
3.3. Prąd dyfuzyjny w złączu p-n	15
3.4. Prąd generacji-rekombinacji w obszarze ładunku przestrzennego złącza p-n.....	23
3.5. Powierzchniowy prąd upływowy	27
3.6. Prąd tunelowy w złączu p-n	28
3.7. Pojemność złącza p-n	42
4. CZĘŚĆ EKSPERYMENTALNA	46
4.1. Wykonanie złączy p-n w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$...	46
4.2. Układy pomiarowe	48
4.3. Wyniki pomiarów	53
4.4. Analiza wyników eksperymentalnych	87
5. PODSUMOWANIE	106
6. LITERATURA	110

1. WSTĘP

Przez kilkanaście ostatnich lat prowadzono na całym świecie intensywne badania nad półprzewodnikowym związkami mieszanym $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Detektory fotowoltaiczne wykonane na bazie monokryształów tego związku a także na bazie warstw epitaksjalnych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ znalazły szerokie zastosowanie jako detektory promieniowania podczerwonego, czułe na zakres długości fali od około $0,8 \mu\text{m}$ do $30 \mu\text{m}$.

Badania detektorów ze złączem p-n sugerowały, że dla detektorów wykonanych z $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ dla których krawędź efektu fotowoltaicznego znajduje się w obszarze dalszej podczerwieni ($\lambda_{co} > 6 \mu\text{m}$), prąd tunelowy płynący przez nieoświetlone złącze może być istotnym mechanizmem ograniczającym jego własności użytkowe.

Podstawowym parametrem określającym te własności jest tzw. detekcyjność detektora, która jest tym większa im niższa jest wartość prądu płynącego przez nieoświetlone złącze p-n.

Niniejsza praca stanowi kontynuację badań nad technologią otrzymywania warstw epitaksjalnych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ i złączy p-n wykonanych na bazie tych warstw, rozpoczętych kilkanaście lat temu w Zakładzie Fizyki Półprzewodników Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej [1-3]. W niniejszej pracy badano złącza p-n wykonane na bazie warstw epitaksjalnych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, dla których krawędź efektu fotowoltaicznego mieściła się w zakresie od około $1 \mu\text{m}$ do kilkunastu μm .

Celem pracy było wykazanie na ile istotny jest wkład prądu tunelowego do całkowitego prądu ciemnego w tych złączach. Przeprowadzono także próby dopasowania charakterystyk oporności różniczkowej w funkcji temperatury dla różnych mechanizmów tunelowania.

Rezultaty badań zostały opublikowane w [4 - 12] .

2. PODSTAWOWE WŁAŚCIWOŚCI FIZYCZNE $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ jest substytucyjnym stopem półprzewodnikowym (kryształem mieszanym typu A_xB_{1-x}) na bazie tellurku kadmu i tellurku rtęci.

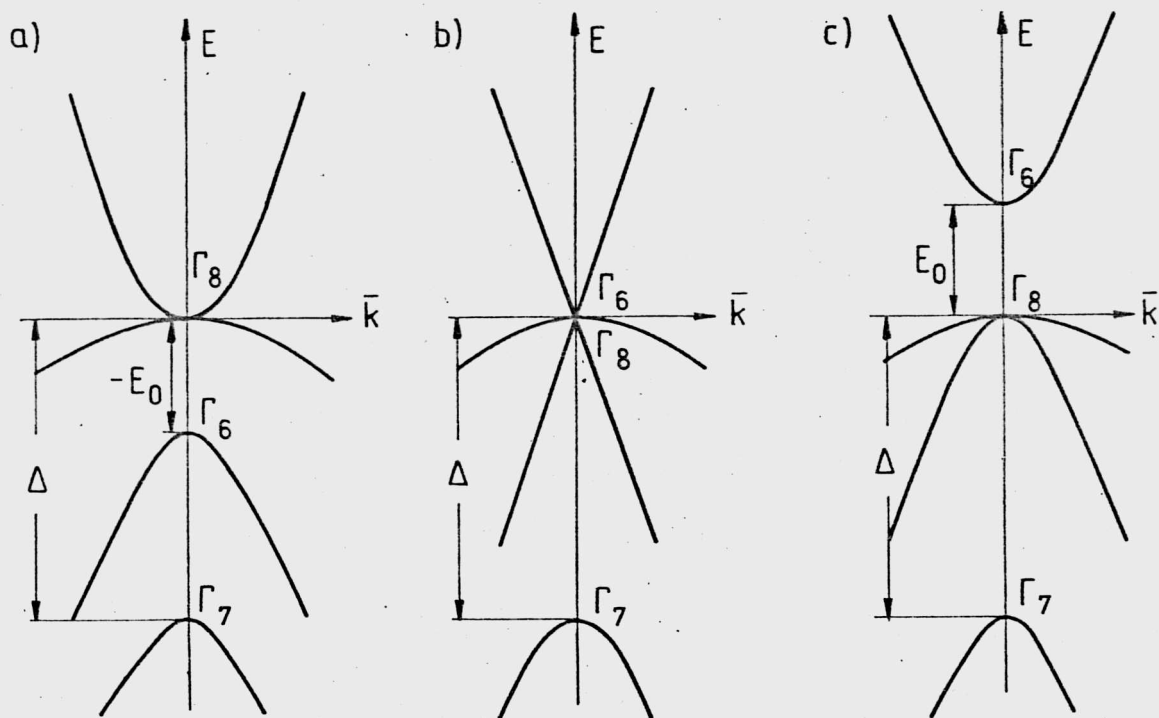
Opis stanów elektronowych w półprzewodnikach mieszanych typu A_xB_{1-x} najczęściej opiera się na tzw. przybliżeniu kryształu wirtualnego [13]. Z powodu bardziej lub mniej chaotycznego rozkładu atomów poszczególnych składników stopu w sieci krystalicznej, rzeczywisty potencjał krystaliczny nie jest translacyjnie niezmienniczy. Przybliżenie kryształu wirtualnego polega na zamianie rzeczywistego potencjału na odpowiednio wybrany potencjał, który jest pewnym uśrednionym potencjałem kryształu i ma symetrię translacyjną. To przybliżenie jest możliwe jedynie w przypadku gdy składniki stopu mają identyczne, bądź mało różniące się stałe sieciowe. W modelu tym potencjał kryształu wirtualnego V_{VC} jest konstruowany jako średni potencjał ważony atomów składowych z koncentracjami molowymi poszczególnych składników jako wagą:

$$V_{VC}(\bar{r}) = (1-x) \sum_{\bar{R}_n} V_A(\bar{r} - \bar{R}_n) + x \sum_{\bar{R}_n} V_B(\bar{r} - \bar{R}_n) \quad (1)$$

gdzie x jest składem molowym, a $V_A(\bar{r})$ i $V_B(\bar{r})$ są potencjałami atomów, odpowiednio, składnika A i B .

Przywrócenie symetrii translacyjnej potencjałowi krystalicznemu a więc i jednoelektronowemu hamiltonianowi stopu, pozwala na zastosowanie standardowych metod ciała stałego do opisu struktury pasmowej i elektronowych funkcji falowych.

Kryształy mieszane $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, tak jak i oba materiały wyjściowe, mają strukturę blendy cynkowej. Ich własności fizyczne (np. szerokość przerwy energetycznej E_0 , masa efektywna nośników) zmieniają się przy zmianie składu, co jest m.in. źródłem ich ciekawych właściwości [14]. Dla małych składów molowych ($x < 0.165$ w $T = 4,2 \text{ K}$), $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ma tzw. ujemną przerwę energetyczną tzn. charakteryzuje się odwróconą strukturą energetyczną typu szarej cyny, przechodzącą w strukturę prostą typu InSb przy zwiększonej zawartości molowej kadmu (patrz rys.1). Ze względu na to, że odległości między pasmami energetycznymi Γ_6 , Γ_8 i Γ_7 w dużym zakresie x są małe w porównaniu z odległością tych pasm od po-



Rys.1. Struktura pasmowa $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ w pobliżu punktu Γ strefy Brillouina: a) struktura odwrócona typu szarej cyny, b) przejście od struktury odwróconej do prostej, c) struktura prosta typu InSb.

zostałych pasm, możliwym jest stosowanie opisu Kane'a [15,16] zastosowanym pierwotnie do opisu struktury energetycznej InSb a następnie do grupy związków III-V i II-VI. W modelu tym dla struktury prostej, dwukrotnie zdegenerowane pasmo przewodnictwa o symetrii Γ_6 jest nieparaboliczne. Odległe od niego o szerokość przerwy energetycznej E_0 pasmo walencyjne Γ_8 jest czterokrotnie zdegenerowane w punkcie Γ . Poza punktem Γ jest ono rozszczepione na dwukrotnie zdegenerowane nieparaboliczne pasmo dziur lekkich (o krzywiźnie takiej jaką ma pasmo Γ_6) i dwukrotnie zdegenerowane pasmo dziur ciężkich. W odległości Δ poniżej Γ_8 leży dwukrotnie zdegenerowane pasmo Γ_7 odszczepione na skutek oddziaływania spin-orbita.

Dla pasma przewodnictwa, zależność energii elektronu $E'_C(\vec{k})$ od wektora falowego $\vec{k}$ ma postać:

$$E'_C(k) = -\frac{E_0}{2} + \frac{E_0}{2} \left[1 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

gdzie

$$m_e^* = \frac{3\hbar^2 E_0}{4P^2} \frac{\Delta + E_0}{\Delta + \frac{3}{2} E_0} \quad (3)$$

i m_e^* jest masą efektywną elektronu na dnie pasma przewodnictwa, P - elementem macierzowym operatora pędu, a $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ i h jest stałą Plancka.

W przybliżeniu kryształu wirtualnego, przerwa energetyczna E_0 zmienia się liniowo ze składem. Jednakże dla $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

obserwowana eksperymentalnie zależność $E_0(x)$ odbiega od zależności liniowej [17-19]. Rozbieżności te można tłumaczyć istnieniem składowej nieperiodycznej potencjału, związanej z nieuporządkowaniem chemicznym stopu i zaburzeniem związanym z istnieniem różnic w wartościach stałych sieci HgTe i CdTe (nieporządek geometryczny) [20]. Fenomenologiczny opis zależności $E_0(x,T)$ przedstawiono w pracach [17-19].

W niniejszej pracy korzystano ze wzoru Schmita i Stelzera [18], opisującego zależność $E_0(x,T)$ dla $0,13 \leq x \leq 0,6$ w postaci:

$$E_0(x,T) = -0,25 + 1,59 \cdot x + 5,233 \cdot 10^{-4} (1 - 2,08 \cdot x) \cdot T + 0,327 x^3 \quad [\text{eV}] \quad (4)$$

Zależność koncentracji samoistnej od składu i temperatury badano w pracach [21,22], uwzględniając nieparaboliczność pasma przewodnictwa. W pracy [21] wyznaczono koncentrację samoistną $n_i(x,T)$ w zakresie $0 \leq x \leq 0,3$ metodą numeryczną. Natomiast w pracy [22] wyznaczono koncentrację samoistną $n_i(x,T)$ dla składów $0,16 < x < 0,8$ i wyniki przedstawiono w postaci:

$$n_i(x,T) = (9,908 - 5,21 \cdot x + 3,08 \cdot T \cdot 10^{-4} + 5,94 \cdot 10^{-3} \cdot T \cdot x) \cdot 10^{14} \cdot E_g^{3/4} \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_0}{2kT}} \quad [\text{m}^{-3}] \quad (5)$$

gdzie k jest stałą Boltzmann.

W $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ głównym mechanizmem rozpraszania nośników w niskich temperaturach jest rozpraszanie na zjonizowanych domieszkach. W wyższych temperaturach rozpraszanie jest limi-

towane polarnym oddziaływaniem z podłużnymi fononami optycznymi. W $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ stwierdzono występowanie dwóch modów fononowych, z których jeden jest modem pochodzącym od HgTe a drugi od CdTe . Siły oscylatorów i energie obydwu modów zmieniają się ze składem. Wyniki eksperymentalne, prezentujące zależność energii fononów optycznych od składu x w $T = 77 \text{ K}$ i 300 K zebrano w pracy [23]. Przykładowo, w $T = 77 \text{ K}$, energia modu pochodzącego od HgTe zmienia się od wartości $15,9 \text{ meV}$ dla HgTe do $17,2 \text{ meV}$ dla $\text{Cd}_{0,4}\text{Hg}_{0,6}\text{Te}$, zaś energia modu związanego z CdTe zmienia się odpowiednio od $18,4 \text{ meV}$ do 19 meV .

Dla $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ typu p , o otwartej przerwie energetycznej stwierdzono istnienie poziomów akceptorowych o energiach E_A około kilkanaście meV powyżej wierzchołka pasma walencyjnego. W [24] podano wartość $E_A = 20 \text{ meV}$ dla $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ typu p z koncentracją akceptorów $N_A = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. W [25] dla $\text{Cd}_{0,4}\text{Hg}_{0,6}\text{Te}$ typu p znaleziono poziom akceptorowy o energii $E_A = 14 \text{ meV}$ przy koncentracji $N_A = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Stwierdzono, że energia aktywacji poziomu akceptorowego maleje ze wzrostem koncentracji akceptorów i tak, dla $N_A - N_D = 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, energia ta maleje do wartości $E_A = 3 - 4 \text{ meV}$. Dla $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ typu p zaobserwowano poziom akceptorowy o energii $E_A = 15 \text{ meV}$ [26]. Położenie tych poziomów akceptorowych wiąże się z istnieniem pojedynczo zjonizowanych luk rtęciowych.

W pracy [26] zaobserwowano dla $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ typu p centra pułapkowe o energii $E_t = 60 \text{ meV}$ powyżej wierzchołka

pasma walencyjnego. W [27] zaobserwowano w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ typu p, dla $0,2 < x < 0,4$, centra pułapkowe położone w pobliżu środka przerwy energetycznej. Istnienie centrów pułapkowych przypisano w obydwu wypadkach podwójnie zjonizowanym lukom po rtęci.

W pracy [28] stwierdzono, że luki po tellurze są odpowiedzialne za powstanie $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ typu n. Natomiast w [29,30] pokazano, że można otrzymać warstwy epitaksjalne $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, "as-grown" (metodą IVPE) typu p lub n, kontrolując ciśnienie par rtęci. Pozwoliło to na wysnucie wniosku, że w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ istnieją defekty naturalne (np. tellur w położeniu kationowym) działające jak domieszka domorowa. Jeśli luk rtęciowych odpowiedzialnych za ilość akceptorów jest dużo więcej niż tych defektów, wówczas otrzymuje się materiał typu p. W przeciwnym wypadku, otrzymuje się materiał typu n. Istnienie defektów naturalnych tłumaczy również dobrze zmianę typu przewodnictwa $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ z typu p na typ n poprzez wygrzewanie materiału typu p w parach rtęci. Jednakże definitywne rozstrzygnięcie, jakie defekty działają jako donory w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ wymaga dalszych badań.

3. ELEKTRYCZNE I FOTOELEKTRYCZNE WŁAŚCIWOŚCI ZŁĄCZA p-n

3.1. Prąd całkowity w złączu p-n

Nieoświetlone złącze p-n z dyfuzyjną barierą potencjału ma charakterystykę prądowo napięciową w postaci

$$I_D = I_0 \left[\exp \frac{e(U - IR_s)}{nkT} - 1 \right] + \frac{U - IR_s}{R_p} \quad (6)$$

gdzie I_D oznacza całkowity prąd nieoświetlonego złącza pod napięciem U ; R_s i R_p to, odpowiednio, szeregową i równoległą (upływu) oporność złącza; n to tzw. czynnik diodowy, I_0 oznacza prąd nasycenia w kierunku zaporowym.

Oświetlenie złącza strumieniem fotonów o energii $\hbar\omega \geq E_0$, powoduje generację par swobodnych nośników (elektron-dziura), które są separowane w obszarze ładunku przestrzennego złącza. Wynikiem tej separacji jest powstanie siły elektromotorycznej (V_{OC} , tj. napięcia obwodu rozwartego). W przypadku zwarcia złącza, płynie wygenerowany fotonami prąd zwarcia I_{SC} . Całkowity prąd I_c płynący przez oświetlone złącze p-n jest równy

$$I_c = I_D - I'_{SC} \quad (7)$$

gdzie prąd "ciemny" I_D dany jest wzorem (6) a I'_{SC} oznacza prąd wygenerowany światłem. Składnikami prądu ciemnego I_D są: prąd dyfuzyjny I_d , prąd generacji-rekombinacji w obszarze ładunku przestrzennego I_{g-r} , prąd tunelowy I_t , powierzchniowy prąd upływowy I_s oraz prąd generowany promieniowaniem tła

I_{ϕ_b} . Zatem

$$I_D = I_d + I_{g-r} + I_t + I_s - I_{\phi_b} \quad (8)$$

Poniżej omówione zostaną poszczególne składniki prądu w złączu p-n.

3.2. Prąd fotogeneracji

Załóżmy, że prostopadle do złącza p-n, na jednostkę powierzchni złącza w jednostce czasu pada ϕ fotonów o energii od $h \frac{c}{\lambda_1}$ do $h \frac{c}{\lambda_2}$ i generuje nośniki z całkowitą wydajnością kwantową $OCE(\lambda)$, będącą iloczynem wydajności wychwytu fotonów, kwantowej (generacji) i kolekcji nośników. Wówczas gęstość prądu generowanego fotoprądu J_{sc} wyraża się następującym wzorem:

$$J'_{sc} = e \int_1^2 OCE(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda \quad (9)$$

i J_{sc} liniowo zależy od ilości wygenerowanych nośników, które dotarły do kontaktów.

Można pokazać, że

$$V_{OC} \sim \ln \left(\frac{J'_{sc}}{J_0} + 1 \right) \quad (10)$$

zatem napięciowa odpowiedź detektora jest logarytmiczną funkcją ilości nośników.

Parametrami użytkowymi detektora są (oprócz V_{OC} i J_{sc}): ekwiwalentna moc szumów NEP_λ , detekcyjność znormalizowana

D_{λ}^* i λ_{c_0} , czyli graniczna długość fali promieniowania elektromagnetycznego dla zjawiska fotowoltaicznego. Znając wartość λ_{c_0} , można określić wartość E_0 :

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_{c_0}} \approx \frac{1,24}{\lambda_{c_0}} \quad [\text{eV}] \quad (11)$$

Jeśli zdefiniuje się stosunek sygnału S prądowego wywołanego światłem do szumu N według następującej zależności:

$$S/N = \frac{I'_{sc}}{\sqrt{I_n^2}} \quad (12)$$

gdzie I'_{sc} jest natężeniem fotoprądu, którego gęstość jest określona wzorem (9) zaś $\overline{I_n^2}$ jest wartością średnią z kwadratu prądu szumów, wówczas ekwiwalentna moc szumów NEP_{λ} wyraża się następującym wzorem

$$NEP_{\lambda} = \frac{P_{\lambda}}{S/N \sqrt{\Delta f}} \quad [\text{W} / \sqrt{\text{Hz}}] \quad (13)$$

gdzie P_{λ} jest mocą padającego promieniowania i jest iloczynem energii fotonów $h \frac{c}{\lambda}$, liczby padających fotonów w jednostce czasu na jednostkę powierzchni ϕ i powierzchni światłoczułej złącza A ; natomiast Δf jest szerokością pasma przenoszenia przedwzmacniacza.

Detekcyjność znormalizowaną D_{λ}^* definiuje się następująco:

$$D_{\lambda}^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP_{\lambda}} = \frac{\sqrt{A} I'_{sc}}{P_{\lambda} \sqrt{I_n^2}} \sqrt{\Delta f} \quad \left[\frac{\text{cm} \sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}} \right]^{1/2} \quad (14)$$

W przypadku zerowej polaryzacji złącza p-n szumami ograniczającymi detekcyjność są szумы termiczne Johnsona-Nyquista. Wówczas D_{λ}^* wyraża się następującym wzorem [31]

$$D_{\lambda}^* = \frac{e \cdot OCE(\lambda)}{h \cdot c} \left(\frac{R_0 A}{kT} \right)^{1/2} \quad (15)$$

gdzie

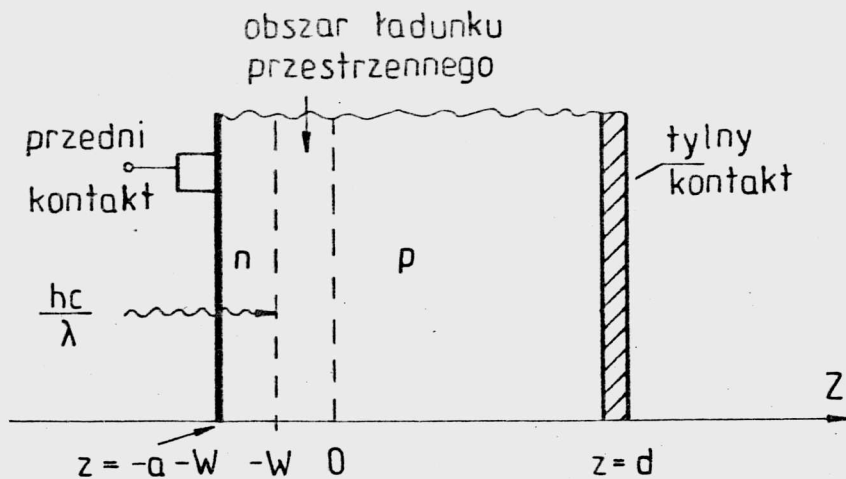
$$R_0 \equiv \left(\frac{dI}{dU} \right)^{-1} \bigg|_{U=0} \quad (16)$$

jest opornością różniczkową złącza przy zerowej polaryzacji. Jak wynika z (15) oporność R_0 pomnożona przez powierzchnię złącza A , jest bardzo ważnym parametrem gdyż determinuje wielkość D_{λ}^* . Wartość $R_0 A$ jest określona przez ten z prądów, który daje największy wkład do całkowitego prądu ciemnego I_D , określonego wzorem (8).

3.3. Prąd dyfuzyjny w złączu p-n

Prąd dyfuzyjny jest głównym mechanizmem warunkującym transport nośników przez złącze p-n w wysokich temperaturach (w pobliżu 300 K). Powstaje on w wyniku termicznej generacji (i rekombinacji) par elektron-dziura, w pobliżu obszaru ładunku przestrzennego (w odległości nie większej niż długość drogi dyfuzji nośników mniejszościowych).

Na rys.2 przedstawiono schematycznie przekrój przez złącze p-n



Rys.2. Przekrój przez złącze p-n . Zaznaczono: kwasineutralny obszar typu n ($-a - W < z < -W$), obszar ładunku przestrzennego ($-W < z < 0$) i kwasineutralny obszar typu p ($0 < z < d$).

Założmy że: 1) całe napięcie polaryzujące złącze p-n przypada na obszar ładunku przestrzennego o grubości W ; 2) koncentracje nośników mniejszościowych generowanych termicznie, są małe w porównaniu do ich koncentracji równowagowych; 3) żadna ze stron złącza p-n nie jest zdegenerowana; 4) krawędzie obu stron złącza znajdują się w odległości dużo większej od długości drogi dyfuzji nośników mniejszościowych. Korzystając wówczas z warunku neutralności dla obydwu obszarów złącza poza obszarem ładunku przestrzennego i z równania ciągłości, otrzymuje się [31] następujące zależności na gęstości prądów dyfuzyjnych nośników mniejszościowych z obszaru typu p i n , odpowiednio

$J_{p\infty}$ i $J_{n\infty}$:

$$J_{n\infty} = e p_{n0} \cdot \frac{D_p}{L_p} \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (17a)$$

$$J_{p\infty} = e n_{p0} \cdot \frac{D_n}{L_n} \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (17b)$$

gdzie n_{p0} i p_{n0} są koncentracjami równowagowymi, D_n i D_p współczynnikami dyfuzji, L_n i L_p długościami drogi dyfuzji nośników mniejszościowych w obszarach typu p i n odpowiednio. Całkowita gęstość prądu dyfuzyjnego J_d , jest sumą obydwu składowych $J_{p\infty}$ i $J_{n\infty}$:

$$J_d = J_0 \exp\left[\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right] \quad (18)$$

gdzie

$$J_0 \equiv \frac{e D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{e D_n n_{p0}}{L_n} \quad (19)$$

Jak wynika z równania (18), dla napięcia polaryzującego złącze w kierunku przewodzenia w stałej temperaturze T, charakterystyka $\ln J_d = f(U)$ jest linią prostą o współczynniku nachylenia równym e/kT . Dla polaryzacji zaporowej $J_d = J_0$ i z charakterystyki prądowo-napięciowej można określić J_0 . Znając J_0 , można określić jeden z parametrów wchodzących w skład J_0 we wzorze (19) znając pozostałe parametry.

Obliczone na podstawie wzorów (16) i (17a,b) parametry $R_0 A$ wynoszą odpowiednio:

$$(R_0 A)_{n_\infty} = \frac{kT}{e^2} \cdot \frac{N_D}{n_i^2} \cdot \frac{\tau_p}{L_p} \quad (20a)$$

i

$$(R_0 A)_{p_\infty} = \frac{kT}{e^2} \cdot \frac{N_A}{n_i^2} \cdot \frac{\tau_n}{L_n} \quad (20b)$$

przy czym skorzystano ze wzoru:

$$L_{n(p)} = \sqrt{D_{n(p)} \cdot \tau_{n(p)}} \quad (21)$$

We wzorach (20) i (21) $\tau_{n(p)}$ jest czasem życia nośników mniejszościowych. Założono także iż równowagowa koncentracja

dziur p_{p0} jest równa koncentracji akceptorów N_A zaś równowagowa koncentracja elektronów n_{n0} jest równa koncentracji donorów N_D .

Jeśli długości obszarów typu p i n są mniejsze od długości drogi dyfuzji nośników mniejszościowych, wówczas słuszne są następujące zależności [32] :

$$(R_0 A)_n = \frac{kT}{e^2} \cdot \frac{N_D}{n_i^2} \cdot \frac{\tau_p}{a} \quad (22a)$$

$$(R_0 A)_p = \frac{kT}{e^2} \cdot \frac{N_A}{n_i^2} \cdot \frac{\tau_n}{d} \quad (22b)$$

gdzie d i a to grubości kwasineutralnych obszarów typu p i n , odpowiednio. Powyższe wzory są słuszne przy założeniu, że szybkość rekombinacji powierzchniowej jest dużo mniejsza od szybkości dyfuzji $L_{n(p)} / \tau_{n(p)}$.

Z porównania wzorów (20b) i (22b) wynika, że zmniejszenie grubości obszaru typu p do wartości mniejszej niż L_n zwiększa wartość $R_0 A$ o czynnik L_n/d .

Całkowity parametr $R_0 A$ jest wypadkową parametrów dla obydwu obszarów

$$\frac{1}{R_0 A} = \frac{1}{(R_0 A)_n} + \frac{1}{(R_0 A)_p} \quad (23)$$

Aby porównać wkład $(R_0 A)_n$ i $(R_0 A)_p$ do $R_0 A$, obliczmy ich stosunek. Ze wzorów (22a) i (22b) mamy:

$$\frac{(R_0 A)_n}{(R_0 A)_p} = \frac{N_D}{N_A} \cdot \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot \frac{d}{a} \quad (24)$$

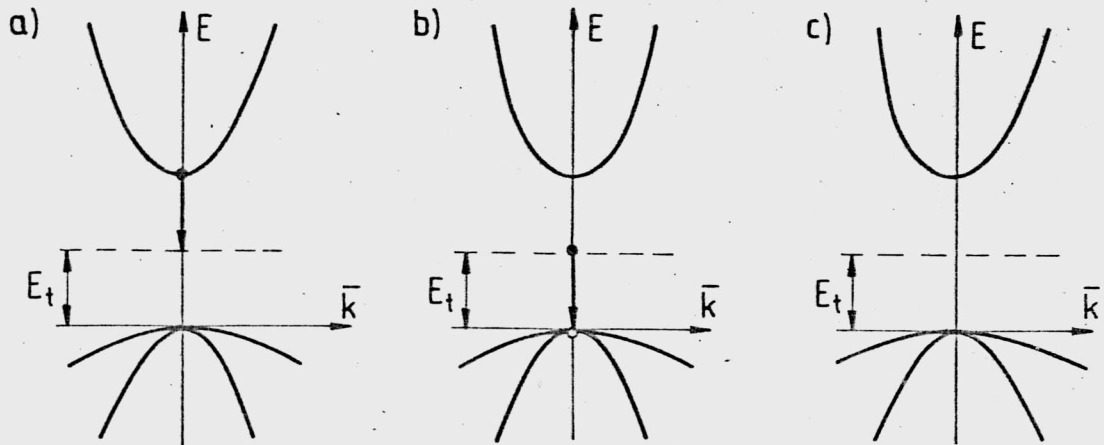
Jeśli ten stosunek jest dużo większy od jedności, wówczas $(R_0 A)_p$ determinuje całkowitą wartość parametru $R_0 A$.

Dla złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ badanych w niniejszej pracy d jest dużo większe od a i jeśli $\tau_p = \tau_n$ i N_D niewiele różni się od N_A , to ten stosunek jest rzeczywiście dużo większy od jedności.

Ze względu na dużą różnicę w masach efektywnych elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur ciężkich w pasmie walencyjnym, obszar typu p złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ jest zwykle niezdegenerowany (przy najwyższym $N_A = 1 \div 3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ możliwym do otrzymania w materiale typu p) natomiast obszar typu n staje się zdegenerowany dla stosunkowo niskiej koncentracji elektronów (np. rzędu 10^{21} m^{-3} dla $x = 0,2$). W badanych złączach obszar typu p jest dużo większy od obszaru typu n, dlatego też prąd nośników mniejszościowych z obszaru p determinować będzie całkowity parametr $R_0 A$. Ponieważ ten obszar w badanych złączach nie jest niezdegenerowany, parametr $(R_0 A)_p$ jest nadal określony wzorem (22b). Jeśli czas życia nośników mniejszościowych nie zależy od temperatury, wówczas zgodnie z (22b), parametr ten zmienia się w funkcji temperatury jak n_i^{-2} .

Wracając do wzoru (22b) widać, że obliczenie dokładnej wartości $(R_0 A)_p$ wymaga znajomości czasu życia nośników mniejszościowych τ_n . W pracy [33] badano czas życia nośników mniejszościowych w fotodiodach p-n⁺ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ dla

$0,2 < x < 0,4$ i stwierdzono, że czas życia był limitowany rekombinacją typu Shockley'a-Read'a z udziałem centrów pułapkowych [34]. Rekombinację typu Shockley'a-Read'a przedstawiono schematycznie na rys.3.



Rys.3. Schemat rekombinacji typu Shockley-Read z udziałem centrów pułapkowych E_t , położonych w pobliżu środka przerwy energetycznej E_0 . Rys.5a): elektron spada na poziom pułapkowy; 5b) rekombinuje z dziurą w wyniku czego uzyskuje się stan końcowy przedstawiony na rys.5c), Strzałki oznaczają przejścia elektronów (zaciemnione kółko).

Jeśli zmiana koncentracji nośników mniejszościowych wywołana rekombinacją jest dużo mniejsza od równowagowej koncentracji nośników większościowych (w tym wypadku p_{p0}) zaś poziom energetyczny pułapki E_t leży nieco poniżej $E_0/2$, wówczas czas życia związany z rekombinacją typu Shockley'a-Read'a wyraża się [34] następującym wzorem:

$$\tau_{S-R} = \tau_{n_0} \left[1 + \frac{E_{Fp} - E_t}{kT} \right] \quad (25)$$

gdzie E_{FP} jest odległością poziomu Fermiego po stronie p złącza od wierzchołka pasma walencyjnego i τ_{n0} wyraża się zależnością:

$$\tau_{n0} = (\sigma_n v_{thn} N_t)^{-1} \quad (26)$$

We wzorze (26) σ_n jest przekrojem czynnym na pułapkowanie elektronów a $v_{thn} = (8 kT / \pi m_e^*)^{1/2}$ jest prędkością termiczną elektronów, zaś N_t jest koncentracją centrów pułapkowych.

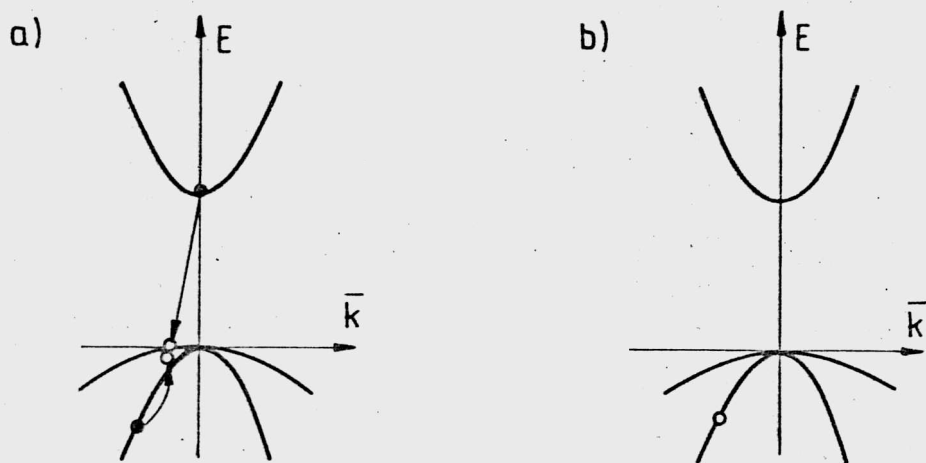
W temperaturach $T < 77$ K można przyjąć $\tau_{S-R} = \tau_{n0}$. W wyższych temperaturach należy obliczać τ_{S-R} ze wzoru (25).

Jeśli teraz wrócić do wzoru (22b), to widać że dla

$\tau_n = \tau_{S-R}$ z (25), $(R_0 A)_p$ rośnie ze zmniejszaniem się temperatury wolniej niż n_i^{-2} .

Z pracy Casselmana i Petersena [35] wynika, że w $Cd_x Hg_{1-x} Te$ typu p, dla $0,16 < x < 0,3$ w zakresie temperatur 50 K $< T < 300$ K dominującym mechanizmem limitującym czas życia nośników jest jeden z możliwych wariantów efektu Auger'a, w którym elektron rekombinując z ciężką dziurą oddaje energię elektronowi z pasma dziur lekkich, wzbudzając go do pustych stanów w pasmie dziur ciężkich. Schematycznie sytuację tą przedstawia rys.4.

W takim procesie rekombinacji, czas życia nośników mniejszościowych będzie równy czasowi życia nośników większościowych (w tym wypadku dziur). Ponieważ czas życia limitowany procesem Auger'a dla koncentracji niesamoistnej jest proporcjonalny do p_{p0}^{-2} , to ze wzoru (22b) wynika, że



Rys.4. Stan początkowy (4a) i końcowy (4b) dla procesu rekombinacji Auger'a w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ typu p.

$(R_0A)_p$ powinno zmieniać się jak n_i^{-2} ze zmianą temperatury.

Podsumowując, dla złączy p-n w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ w których nie ma centrów pułapkowych, parametr $(R_0A)_p$ związany z prądem dyfuzyjnym zmienia się z temperaturą jak n_i^{-2} , zaś dla złączy w których istnieją takie centra, $(R_0A)_p$ rośnie wolniej niż n_i^{-2} ze zmniejszaniem się temperatury.

3.4. Prąd generacji-rekombinacji w obszarze ładunku przestrzennego złącza p-n

Domieszki lub defekty zlokalizowane w obszarze ładunku przestrzennego, mogą działać jako centra generacji-rekombinacji typu Shockley'a - Read'a, a więc powodować przepływ prądu przez złącze p-n, szczególnie w niższych temperaturach, w których prąd dyfuzyjny jest bardzo mały. W stanie stacjonarym, szybkość rekombinacji przez te centra, zlokalizowane na poziomie E_t powyżej wierzchołka pasma walencyjnego, wyraża się [34] zależnością:

$$u(z) = \frac{n(z) \cdot p(z) - n_i^2}{\tau_{p0} [n(z) + n_1] + \tau_{n0} [p(z) + p_1]} \quad (27)$$

gdzie $n(z)$ i $p(z)$ są nierównowagowymi koncentracjami elektronów i dziur w obszarze ładunku przestrzennego.

n_1 i p_1 są opisane następującymi wzorami:

$$n_1 = N_c \exp \left(\frac{E_t - E_0}{kT} \right) \quad (28a)$$

$$p_1 = N_v \exp \left(\frac{-E_t}{kT} \right) \quad (28b)$$

gdzie N_c i N_v to efektywna gęstość stanów w pasmie przewodnictwa i walencyjnym, odpowiednio.

Występujące we wzorze (27) τ_{p0} wyraża się wzorem analogicznym do τ_{n0} :

$$\tau_{p0} = (6 p v_{thp} N_t)^{-1} \quad (29)$$

gdzie ϵ_p i v_{thp} oznaczają przekrój czynny na pułapkowanie dziur i prędkość termiczną dziur, odpowiednio.

Jeśli teraz przyjmie się takie same założenia jak na początku rozdziału 3.3., wówczas centra g-r powodują rekombinację dla napięcia polaryzującego złącze p-n w kierunku przewodzenia ($U > 0$) i generację dla napięcia polaryzującego złącze w kierunku zaporowym ($U < 0$).

Gęstość prądu generacji-rekombinacji otrzymuje się po scałkowaniu równania (27) po szerokości obszaru ładunku przestrzennego:

$$J_{g-r} = e \int_W^0 u(z) dz \quad (30)$$

Podstawiając wzór (27) do (30) i zakładając że potencjał zmienia się liniowo w obszarze ładunku przestrzennego, otrzymano w [36] następujące wyrażenie na gęstość prądu generacji-rekombinacji:

$$J_{g-r} = \frac{en_i W}{\sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}}} \cdot \frac{\sinh(-eU/2 kT)}{e(U_{bi} - U)/2 kT} \cdot f(b) \quad (31)$$

gdzie U_{bi} jest potencjałem dyfuzyjnym w złączu p-n, takim, że $e \cdot U_{bi}$ jest różnicą energii krawędzi pasm przewodnictwa (walencyjnego) po stronie n i p złącza p-n przy zerowej polaryzacji.

Równanie (31) jest słuszne dla napięć polaryzujących mniejszych od U_{bi} o kilka kT/e . Funkcja $f(b)$ jest w przybliżeniu równa:

$$f(b) = \int_0^{\infty} \frac{dy}{y^2 + 2by + 1} \quad (32)$$

gdzie

$$b = \exp\left(-\frac{eU}{2kT}\right) \cosh \left[\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \right) \right] \quad (33)$$

a E_i jest położeniem poziomu Fermiego w półprzewodniku samoistnym. Obliczając parametr $(R_0 A)_{g-r}$ związany z prądem generacji-rekombinacji opisanym wzorem (31) otrzymuje się:

$$(R_0 A)_{g-r} = \frac{\sqrt{\tau_{n0} \cdot \tau_{p0}}}{en_i \cdot W \cdot f(b)} \cdot U_{bi} \quad (34)$$

Dla najbardziej efektywnych centrów g-r, szybkość rekombinacji $u(z)$ ma maksymalną wartość.

Jest to spełnione, gdy $E_t = E_i$ oraz $\tau_{n0} = \tau_{p0}$. Wówczas dla $U = 0$ mamy $b = 1$ i $f(1) = 1$.

Ponieważ τ_{n0} nie zależy od temperatury, to $(R_0 A)_{g-r}$ zmienia się w funkcji temperatury jak n_i^{-1} . Jeśli natomiast $E_t \neq E_i$ i $|E_t - E_i| > kT$, wówczas:

$$(R_0 A)_{g-r} = \frac{\sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}} U_{bi}}{2 en_i \cdot W} \cdot \exp(|E_t - E_i| / kT) \cdot (|E_t - E_i| / kT)^{-1} \quad (35)$$

i $(R_0 A)_{g-r}$ rośnie wolniej niż n_i^{-1} ze zmniejszaniem się temperatury.

Obliczmy gęstość prądu rekombinacji ($U > 0$) dla

najbardziej efektywnych centrów rekombinacji.

Wówczas:

$$n(z) \cdot p(z) = n_i^2 \cdot \exp \left(\frac{E_{Fp} - E_{Fn}}{kT} \right) \quad (36)$$

(gdzie E_{Fn} i E_{Fp} oznaczają energie poziomów Fermiego po stronie n i p złącza p-n, odpowiednio) i szybkość rekombinacji obliczona ze wzoru (27) wynosi:

$$u \approx \frac{1}{2 \tau_{n0}} \cdot n_i \cdot \exp \left(\frac{eU}{2 kT} \right) \quad (37)$$

Gęstość prądu rekombinacji wynosi wówczas:

$$J_r \approx \frac{en_i W}{2 \tau_{n0}} \exp \left(\frac{eU}{2 kT} \right) \quad (38)$$

a więc w stałej temperaturze T , wykres zależności $\ln J_r = f(U)$ jest linią prostą o współczynniku nachylenia $e/2kT$.

Gęstość prądu generacji ($U < 0$) dla najbardziej efektywnych centrów wyraża się następującą zależnością:

$$J_g = \frac{en_i W}{2 \tau_{n0}} \quad (39)$$

Jeśli w złączu p-n dominuje prąd generacji-rekombinacji wówczas z pomiarów charakterystyki prądowo-napięciowej przy polaryzacji zaporowej, można określić prąd generacji I_g i następnie korzystając ze wzoru (39) wyznaczyć wartość τ_{n0} , jeśli znane są pozostałe parametry występujące w

tym wzorze, oraz powierzchnia A złącza, gdyż

$$J_g = \frac{I_g}{A} \quad (40)$$

Dodajmy, że w złączach p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ wykonanych metodą implantacji jonów, stwierdzono istotny wpływ prądu g-r na wartość parametru R_0A dla temperatur T w pobliżu 77 K [32].

3.5. Powierzchniowy prąd upływowy

Na styku półprzewodnik-tlenek mogą się tworzyć tzw. stany powierzchniowe czyli poziomy energetyczne za pośrednictwem których może następować przepływ prądu, równoległe do prądu płynącego w poprzek złącza (np. prądu dyfuzyjnego czy też generacji-rekombinacji). Analogicznie jak dla złącza p-n transport nośników przez te stany może powodować powstanie prądu generacji-rekombinacji, czy też, w odpowiednich warunkach, prądu tunelowego. Jeśli stany powierzchniowe działają jak centra pułapkowe typu Shockley'a - Read'a, wówczas gęstość powierzchniowego prądu generacji wyraża się następującym wzorem:

$$J_s = en_i \cdot S_0 \cdot W \quad (41)$$

gdzie S_0 jest szybkością rekombinacji powierzchniowej.

Łatwo zauważyć, że odpowiednia wartość parametru $(R_0A)_s$ związanego z przepływem tego prądu zmienia się w funkcji temperatury jak n_i^{-1} a więc analogicznie jak dla procesu generacji-rekombinacji w obszarze ładunku przestrzennego złącza p-n.

3.6. Prąd tunelowy w złączu p-n

W fotodiodach $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ istotnym składnikiem prądu ciemnego może być prąd tunelowy, szczególnie w niskich temperaturach i dla składów molowych $x \leq 0,2$. Jak wspomniano wcześniej, w złączach p-n, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ dla tych składów, obszar typu n jest zwykle zdegenerowany. Na rys.5 przedstawiono diagramy energetyczne, które można oczekiwać dla złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Na diagramach zaznaczono możliwe przejścia tunelowe.

Przejścia "c" i "b" na rys.5 są możliwe z jednoczesną ekscytacją termiczną i dlatego są mniej prawdopodobne.

Tunelowanie elektronu przez klasycznie zabronioną barierę rozwiązuje się zwykle dwiema metodami, opisanymi dokładnie w [37]. Pierwsza z nich zwana metodą stanu stacjonarnego jest uogólnieniem klasycznego zagadnienia tunelowania cząstki przez prostokątną barierę potencjału na przypadek trójwymiarowy i bariery dowolnego kształtu. W metodzie tej, stosuje się tzw. przybliżenie WKB, w którym współczynnik przezroczystości D bariery dowolnego kształtu jest równy [37]

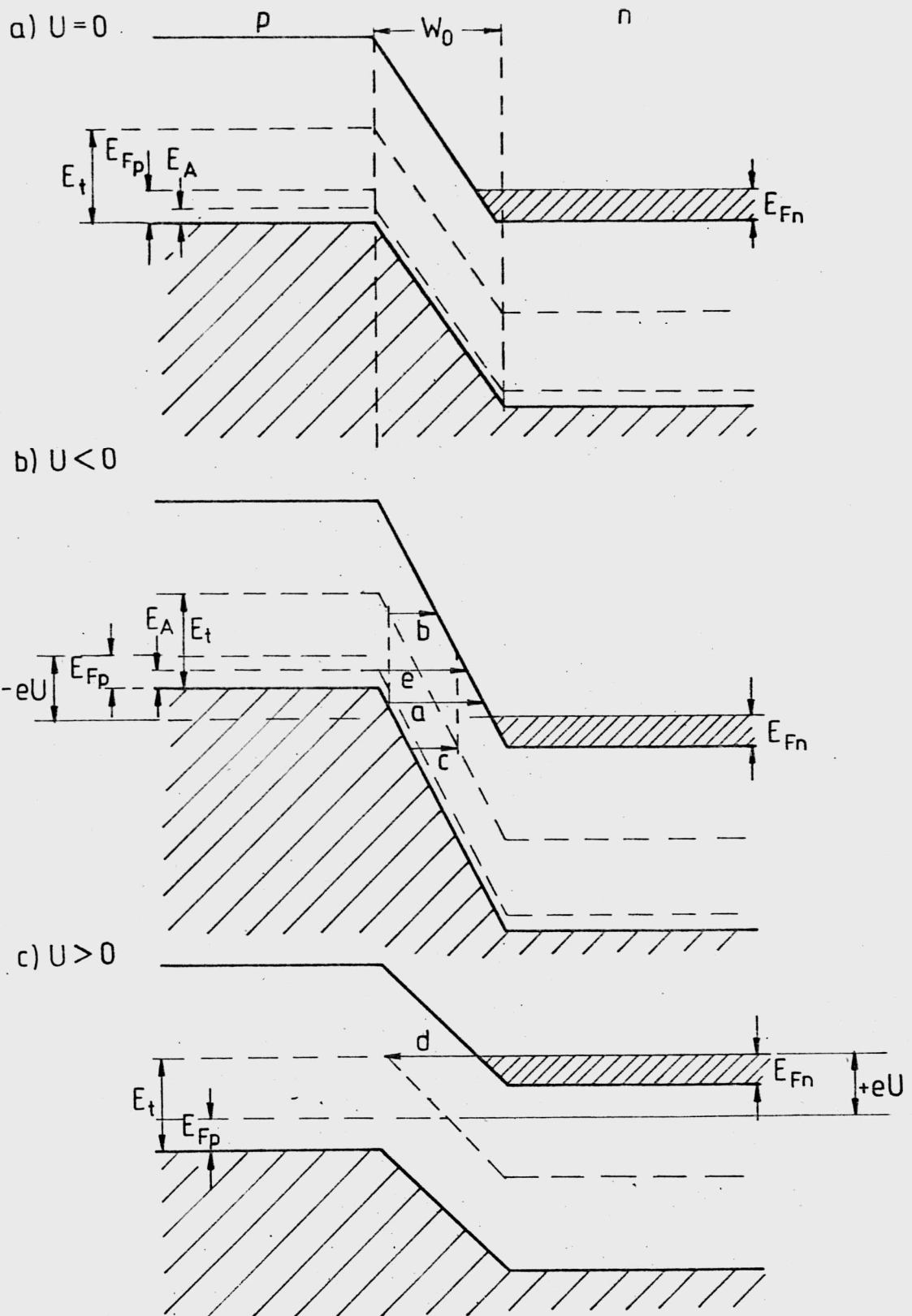
$$D = \exp(-2K) \quad (42)$$

gdzie

$$K = \int_{z_1(E_1)}^{z_2(E_2)} k(z, E_z) dz \quad (43)$$

i

$$k(z, E_z) = \left\{ 2m^* [V(z) - E_z] / \hbar^2 \right\}^{1/2} \quad (44)$$



Rys.5. Diagramy energetyczne złącza p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.
 a) przy napięciu $U = 0$; b) przy $U < 0$; c)
 przy $U > 0$. "a", "b", "c", "d" i "e" oznaczają

możliwe przejście tunelowe: "a" - tunelowanie pasmo-pasmo , "b", "c" i "d" - tunelowanie z udziałem centrów pułapkowych, "e" - tunelowanie z poziomu akceptorowego do pasma przewodnictwa, E_{Fn} i E_{Fp} oznaczają energie poziomów Fermiego po stronie n i p złącza, odpowiednio, zaś E_t - położenie poziomu centrów pułapkowych i E_A - położenie poziomu akceptorowego.

natomiast E_z jest tą częścią energii elektronu, która jest związana z ruchem cząstki w kierunku osi z (patrz rys.2) a $V(z)$ jest potencjałem pochodzącym od ładunku przestrzennego zgromadzonego w obszarze złącza i zewnętrznej polaryzacji złącza.

Kane [38] stosując opisaną wyżej metodę obliczył gęstość prądu tunelowego pasmo-pasmo zakładając paraboliczną zależność $E(k)$ dla struktury typu InSb, dla modelu dwupasmowego, otrzymując następującą zależność:

$$J_t = B \cdot e^{-A} \cdot D(U) \quad (45)$$

gdzie

$$B = \frac{4 \pi e m^*}{h^3} E_{\perp} \quad (46)$$

$$A = \frac{\pi}{4} \left(\frac{E_0}{\phi} \right)^{3/2} \quad (47)$$

$$\phi^{3/2} = e F h / 2 \pi \cdot \sqrt{2 m^*} \quad (48)$$

We wzorach (45)-(48) $m^* = 2 \frac{m_e^* m_{lh}^*}{m_e^* + m_{lh}^*}$, gdzie m_e^* jest

jest masą efektywną elektronów na dnie pasma przewodnictwa,

a m_{lh}^* masą efektywną dziur lekkich przy wierzchołku pasma walencyjnego. Dla $Cd_xHg_{1-x}Te$ $m_e^* \approx m_{lh}^*$ i wówczas $m^* = m_e^*$. F jest uśrednionym natężeniem pola elektrycznego w złączu p-n.

Kane założył, że pole elektryczne odkłada się w całości w obszarze ładunku przestrzennego i zmienia się liniowo z grubością W tego obszaru. $E_{\perp}$ jest energią związaną z ruchem elektronu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku tunelowania i wyraża się wzorem:

$$E_{\perp} = \theta (\theta / E_0)^{1/2} \quad (49)$$

Czynnik $D(U)$ występujący we wzorze (45) określa udział zapełnionych stanów (początkowych) i stanów pustych (końcowych) o tej samej energii E , leżących po przeciwnych stronach obszaru ładunku przestrzennego, w przejściu tunelowym. Jeśli obydwie strony złącza są zdegenerowane i temperatura jest bliska zeru, wówczas [38]

$$D(U) = e \cdot U [eV] \quad (50)$$

i parametr $(R_0 A)_t$ związany z tunelowaniem pasmo-pasmo, obliczony na podstawie (45) i (16) wyraża się zależnością:

$$(R_0 A)_t = (eB_0)^{-1} \cdot \exp(+A_0) [\Omega m^2] \quad (51)$$

gdzie A_0 i B_0 są wartościami wielkości A i B zdefiniowanymi przez (46) i (47), obliczonymi dla napięcia $U = 0$. Jak wynika z (51), $(R_0 A)_t$ zależy eksponencjalnie od E_0 , poprzez A_0 . Ponieważ w $Cd_xHg_{1-x}Te$, dla $0,17 < x < 0,5$, E_0 maleje ze zmniejszaniem się temperatury, to gdyby tune-

lowanie pasmo-pasmo było możliwe, $(R_0 A)_t$ powinno też maleć eksponencjalnie ze zmniejszaniem temperatury.

Dla złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ tunelowanie pasmo-pasmo jest możliwe tylko dla polaryzacji zaporowej (przejście "a" na rys.5), ponieważ tylko obszar n złącza jest zdegenerowany.

Ze względu na istnienie w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ typu p poziomów akceptorowych położonych w niewielkiej odległości od wierzchołka pasma walencyjnego, możliwe są przejścia tunelowe z udziałem tych poziomów (przejście "e" na rys.5) dla niewielkiej polaryzacji napięciem w obydwu kierunkach. Wówczas przybliżenie (50) nie jest słuszne i $D(U)$ wyraża się następującą zależnością [32]

$$D(U) \approx eU \left(\frac{kT}{kT + E_{\perp}} \right) \cdot \frac{p_0}{N_V} \quad [\text{eV}] \quad (52)$$

gdzie p_0 jest koncentracją dziur po stronie p złącza p-n zaś N_V efektywną gęstością stanów dla pasma dziur ciężkich:

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_{hh}^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad [\text{m}^{-3}] \quad (53)$$

We wzorze (53) m_{hh}^* jest masą efektywną ciężkich dziur i dla $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $m_{hh}^* = 0,5 m_0$, niezależnie od x i T (patrz np [39]). Licząc parametr $(R_0 A)_t$ dla $D(U)$ wyrażonego wzorem (52) otrzymuje się następującą zależność:

$$(R_0 A)_t = (eB_0)^{-1} \exp(A_0) \left(\frac{kT + E_{\perp}}{kT} \right) \cdot \frac{N_V}{p_0} \quad [\Omega \text{ m}^2] \quad (54)$$

Ze wzoru (54) wynika, że dla wyższych temperatur gdy $N_V/p_0 \approx \text{const}$, $(R_0 A)_t$ maleje ze zmniejszaniem się temperatury ale do momentu gdy efekt wymrażania nie stanie się decydujący. Wówczas stosunek N_V/p_0 zaczyna rosnąć i $(R_0 A)_t$ również rośnie. Tak więc na charakterystyce $(R_0 A)_t$ w funkcji temperatury (a dokładniej T^{-1}) pojawia się minimum, którego położenie zależy od E_A , N_A i N_D . Podobne minimum uzyskano w pracy [40] w której obliczono parametr $R_0 A$ dla przejść tunelowych z udziałem poziomów pułapkowych. W pracy [40] obliczono również zależność prądu tunelowego z udziałem poziomów pułapkowych dla napięć polaryzujących złącze p-n $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ w kierunku zaporowym dla kilku temperatur od 20 K do 80 K. Jak wynika z tych obliczeń, prąd najpierw maleje, potem rośnie i znów maleje w miarę zmniejszania się temperatury.

Jak wynika z rys.5c, przy polaryzacji złącza p-n dużym napięciem w kierunku przewodzenia, możliwe są przejścia tunelowe elektronów z pasma przewodnictwa na nieobsadzone poziomy energetyczne znajdujące się w obszarze przerwy wzbudzonej po stronie p złącza p-n. Dla złączy p-n o skokowym profilu domieszek, prąd tunelowy związany z takim przejściem został obliczony w pracy [41]. Stosując metodę stanu stacjonarnego, dla przypadku gdy obydwie strony złącza p-n są zdegenerowane, otrzymano następujące wyrażenie na prąd I_e :

$$I_e \approx A' \cdot D' \cdot \exp \left[-\alpha' (E_0 - eU + E_{Fn} + E_{Fp}) \right] \quad (55)$$

W powyższym wzorze A' jest stałą proporcjonalną do powierzchni złącza, D' gęstością objętościową poziomów ener-

tycznych z udziałem których zachodzi tunelowanie, zaś α' jest funkcją m_e^* i N_B i w stałej temperaturze

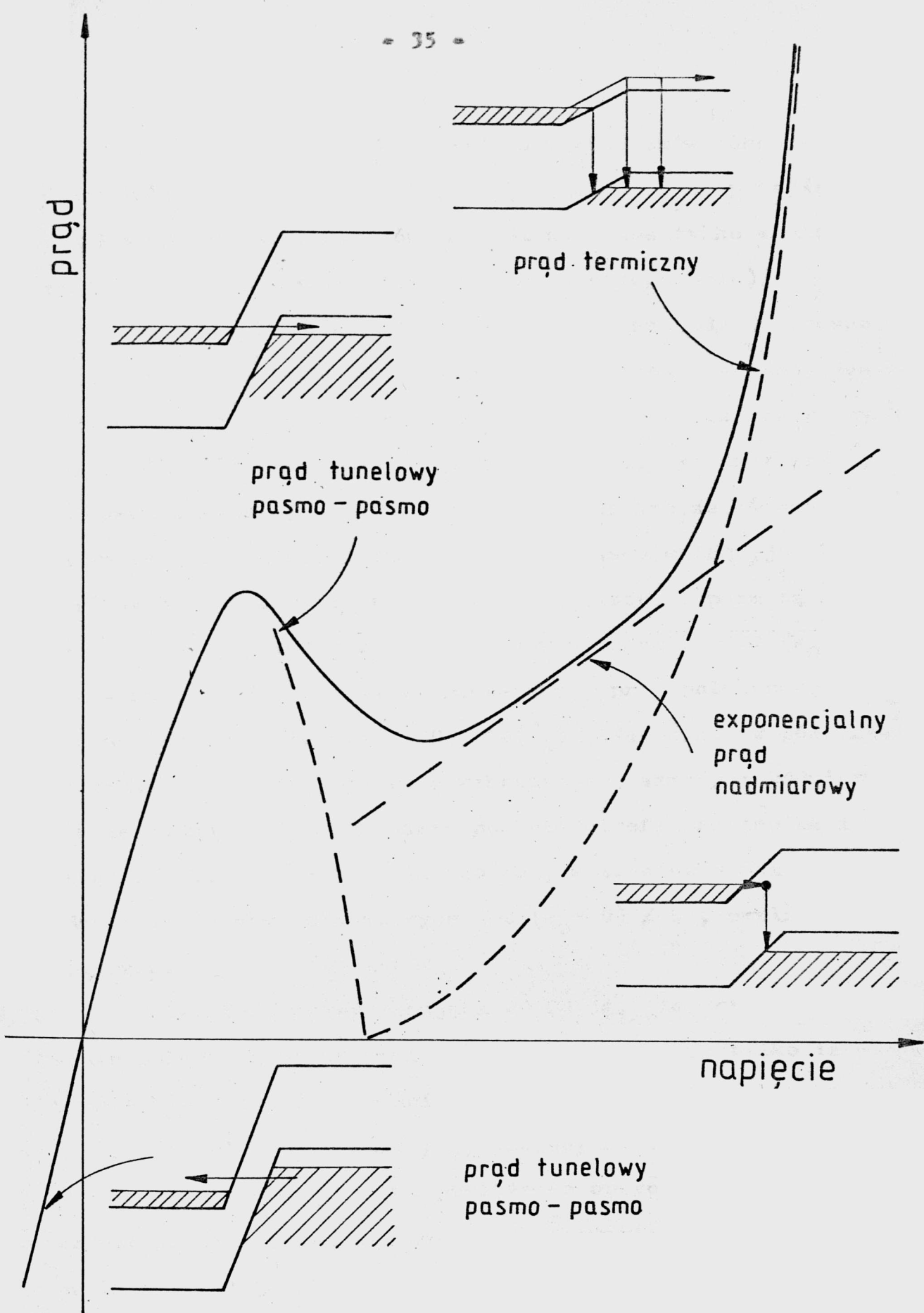
$$\alpha' = \text{const} = f(m_e^*, N_B); \quad N_B = \frac{N_D \cdot N_A}{N_D + N_A} \quad (56)$$

i prawie wcale nie zmienia się w funkcji temperatury, ponieważ m_e^* słabo zmienia się z temperaturą.

Jak wynika ze wzoru (55), wykres zależności $\ln I_e = f(U)$ w stałej temperaturze jest linią prostą o współczynniku nachylenia $\alpha' \cdot e$. Uwzględnienie we wzorze (55) faktu, że w złączach p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ strona p złącza nie jest zdegenerowana zmienia tylko wysokość bariery dla tunelującego elektronu ale nadal wykres $\ln I_e = f(U)$ jest linią prostą o takim samym współczynniku nachylenia.

Prąd nadmiarowy rośnie ze wzrostem temperatury, ale współczynnik nachylenia charakterystyki $\ln I_e = f(U)$ pozostaje nadal równy $\alpha' \cdot e$.

Ze względu na występującą w (55) eskponencjalną zależność $I_e = f(U)$, prąd I_e nazwano eskponencjalnym prądem nadmiarowym. Na rys.6 przedstawiono charakterystykę prądowo-napięciową dla obustronnie zdegenerowanego złącza p-n, dla obydwu polaryzacji oraz diagramy energetyczne takiego złącza, na których to pokazano przejścia: tunelowe pasmo-pasmo, eskponencjalny prąd nadmiarowy i prąd termiczny (dyfuzyjny bądź generacji-rekombinacji). Jak widać z rys.6, istnienie eskponencjalnego prądu nadmiarowego, powoduje, że obszar o ujemnej oporności jest słabiej widoczny.



Rys.6. Charakterystyka prądowo-napięciowa obustronnie zdegenerowanego złącza p-n. Na rysunku pokazano: prąd tunelowy pasmo-pasmo, eksponencjalny prąd nadmiarowy i prąd termiczny.

Oprócz wymienionych uprzednio mechanizmów tunelowania przez barierę w złączu p-n, możliwe są również przejścia tunelowe z udziałem fononów, naogół widoczne tylko w niskich temperaturach (bliskich temperaturze ciekłego helu).

Tunelowanie z udziałem fononów może zachodzić zarówno w złączach p-n wykonanych z półprzewodników o skośnej jak i o prostej przerwie energetycznej. Różnica w udziale różnych gałęzi fononów w jednym i drugim przypadku, wynika z zasady zachowania kwasipędu $\bar{k}$. W półprzewodnikach ze skośną przerwą energetyczną pasmo przewodnictwa i pasmo walencyjne leżą w różnych punktach strefy Brillouina (ekstrema pasm są oddalone o $\bar{k}_0 \neq 0$) i tylko udział fononów o energii $\hbar\omega(\bar{k}_0)$ pozwala na przejście tunelowe pamo-pasmo, przy polaryzacji złącza napięciem takim, że $|eU| \geq \hbar\omega(\bar{k}_0)$. Natomiast w półprzewodnikach o prostej przerwie wzbronionej pasmo przewodnictwa i walencyjne leżą w tym samym punkcie strefy Brillouina i w związku z tym, $\bar{k}_0 = 0$. Dlatego też, w tunelowaniu mogą brać udział te fonony, dla których $\hbar\omega(\bar{k}_0 = 0) \neq 0$, czyli fonony optyczne.

Ze względu na występujące w $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ silne oddziaływanie polarne z podłużnymi fononami optycznymi, tylko te uwzględnia się w tunelowaniu z udziałem fononów. Analogicznie jak poprzednio dla napięć polaryzujących $|eU| \geq \hbar\omega_{LO}$, gdzie $\hbar\omega_{LO}$ jest energią fononu podłużnego optycznego, następuje wzrost przewodnictwa związany z tunelowaniem elektronów z udziałem (emisja lub absorpcja) fononów LO.

Druga metoda opisu tunelowania przez barierę to tzw. metoda hamiltonianu transferu [37], którą stosuje się do

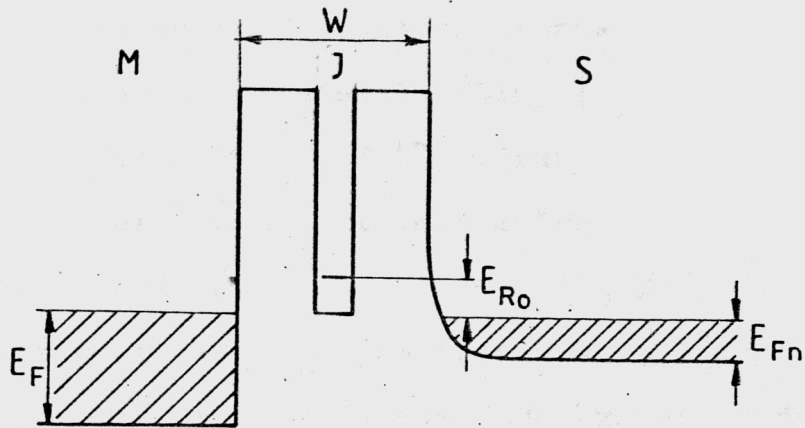
opisu przejść tunelowych z uwzględnieniem istniejących w obszarze bariery dodatkowych fluktuacji potencjału, fononów lub cząstek metalicznych. W tej metodzie złącze tunelowe traktuje się początkowo jako system dwóch nieoddziaływujących ze sobą obszarów opisywanych hamiltonianami H_R i H_L , które oblicza się zakładając, że szerokość bariery jest nieskończona. Następnie wprowadza się oddziaływanie pomiędzy obydwooma obszarami opisane hamiltonianem transferu H_T , odpowiedzialnym za przenoszenie cząstek z jednego układu do drugiego. Jeśli dodatkowo uwzględni się rozpraszanie elektronów w obszarze bariery i opisać się je hamiltonianem H_X , wówczas całkowity hamiltonian zaburzenia H_C jest równy

$$H_C = H_T + H_X \quad (57)$$

Jeśli całkowite zaburzenie opisywane hamiltonianem H_C jest słabe, wówczas do obliczenia prawdopodobieństwa przejścia zastosować można rachunek zaburzeń.

Szczególne interesujący jest przypadek, gdy w obszarze bariery znajduje się potencjał zlokalizowany typu studni potencjału, pochodzący od jakiegoś defektu. W wyniku istnienia tego potencjału może utworzyć się poziom energetyczny E_{R_0} położony wewnątrz studni. Na rys.7 przedstawiono złącze typu MIS w którym istnieje w obszarze bariery taki potencjał. Zaznaczono również odpowiadający mu poziom E_{R_0} .

Jeśli spolaryzuje się złącze napięciem takim, że poziom Fermiego po jednej lub po drugiej stronie złącza znajdzie się naprzeciw E_{R_0} wówczas możliwe będzie tunelowanie rezonansowe



Rys.7. Bariera typu MIS zawierająca poziom rezonansowy E_{R0} który byłby stanem związanym, gdyby bariera była nieskończenie szeroka. Półprzewodnik w złączu MIS odpowiada stronie n złącza p-n.

poprzez poziom E_{R0} . Poziom rezonansowy powoduje nagły wzrost współczynnika transmisji T przez barierę dla $E = E_{R0}$ [42].

$$|T|^2 / |T_0|^2 = 1 + \frac{\Gamma'^2}{(E - E_{R0})^2 + \Gamma'^2} \frac{|T_a|^2}{|T_0|^2} \quad (58)$$

gdzie

$$|T_a|^2 = c_3 \Gamma_L \Gamma_R / (\Gamma_L + \Gamma_R) \quad (59)$$

We wzorach (58) i (59) c_3 jest proporcjonalne do liczby defektów zaś

$$|T_0|^2 \approx e^{-2kW} \quad (60)$$

Γ' jest szerokością poziomu rezonansowego i

$$\Gamma' = \Gamma_L + \Gamma_R \quad (61)$$

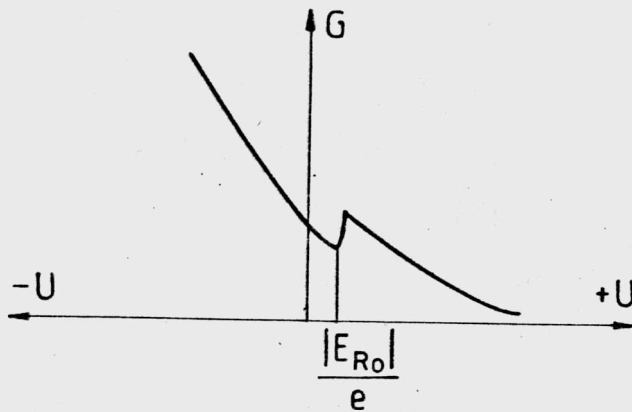
Γ_L i Γ_R jest takie, że $\Gamma_L/\hbar$ i $\Gamma_R/\hbar$ jest prawdopodobieństwem przejścia tunelowego na jednostkę czasu do lewego i prawego obszaru, odpowiednio. Dla $\Gamma_L = \Gamma_R$, prawdopodobieństwo przejścia $|T|^2/|T_0|^2$, wyrażone wzorem (58), z jednego obszaru do drugiego jest maksymalne i wówczas występuje rezonansowe tunelowanie. Jeśli zaś $\Gamma_R \neq \Gamma_L$, efekt tunelowania jest odpowiednio słabszy. Tak więc istnienie defektów w obszarze bariery złącza powoduje wzrost prądu płynącego przez złącze, szczególnie w przypadku tunelowania rezonansowego.

Założmy za autorami pracy [43], że energia poziomu rezonansowego, liczona względem poziomu Fermiego w prawej elektrodzie, zmienia się liniowo w funkcji napięcia polaryzującego złącze

$$E_R = E_{R_0} + eLU \quad (62)$$

Jeśli założymy, że całe napięcie odkłada się na barierze, wówczas L zmienia się od wartości -1 (jeśli defekt jest po lewej stronie) do 0 (jeśli defekt jest po prawej stronie) w zależności od miejsca położenia defektu w obszarze bariery.

Na rys.8 przedstawiono przykładowo jakościową zmianę przewodnictwa dI/dU w funkcji napięcia polaryzującego złącze, dla $E_{R_0} > 0$ i $L = -1$ wywołaną tunelowaniem rezonansowym. Dla przypadku pokazanego na tym rysunku, kanał tunelowania rezonansowego otwiera się dla napięć polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia większych od E_{R_0}/e . W konsekwencji, tunelowanie nieelastyczne z udziałem fononów będzie możliwe tylko gdy otwarty jest kanał tunelowania rezonansowego,



Rys.8. Zmiana przewodnictwa związana z tunelowaniem rezonansowym dla złącza typu MIS, dla $E_{R0} > 0$ i $L = -1$ wg [43].

a więc w przypadku przedstawionym na rys.8, dla napięć polaryzujących złącze tylko w kierunku przewodzenia i takich, że

$$eU \geq \hbar \omega_{L0} + |E_{R0}| \quad (63)$$

Jak pokazano w [42] zmiana przewodnictwa występująca w pobliżu zerowej polaryzacji (tzw. anomalia zerowa) wywołana tunelowaniem rezonansowym w niskich temperaturach jest liniową funkcją temperatury. Całkowita zmiana przewodnictwa (T) jest proporcjonalna do:

$$G(T) \sim (U^2 + \gamma T^2)^{1/2} \quad (64)$$

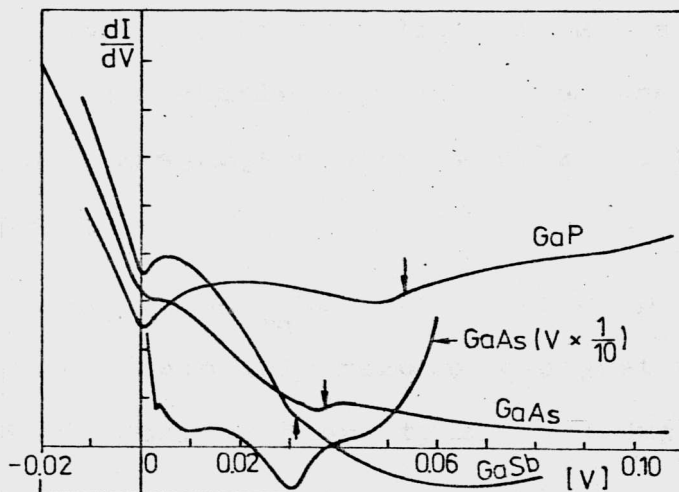
gdzie γ jest stałą. Parametr $(R_0 A)_r$, związany z tunelowaniem rezonansowym wyraża się wówczas następująco:

$$(R A)_r \sim \frac{1}{(U^2 + \gamma T^2)^{1/2}} \quad (65)$$

Współczynnik γ występujący we wzorze (64) można określić z eksperymentu.

W wielu tunelowych złączach p-n wykonanych z materiałów AIII-BV o niskim poziomie domieszkowania, zaobserwowano występowanie osobliwości na charakterystykach prądowo-napięciowych w temperaturach bliskich i równych $T = 4,2 \text{ K}$, których istnienie wiąże się z udziałem fononów LO w tunelowaniu [43-48].

Na rys.9 przedstawiono wg [44] zależność przewodnictwa w funkcji napięcia polaryzującego złącze p-n dla kilku złączy z grupy AIII-BV.



Rys.9. Przewodnictwo tunelowe w $T = 4,2 \text{ K}$ dla złączy p-n grupy III-V. Jedynie w GaSb występuje obszar o ujemnej oporności. Strzałki wskazują osobliwości występujące przy napięciach $eU = \hbar\omega_{LO}$ [44].

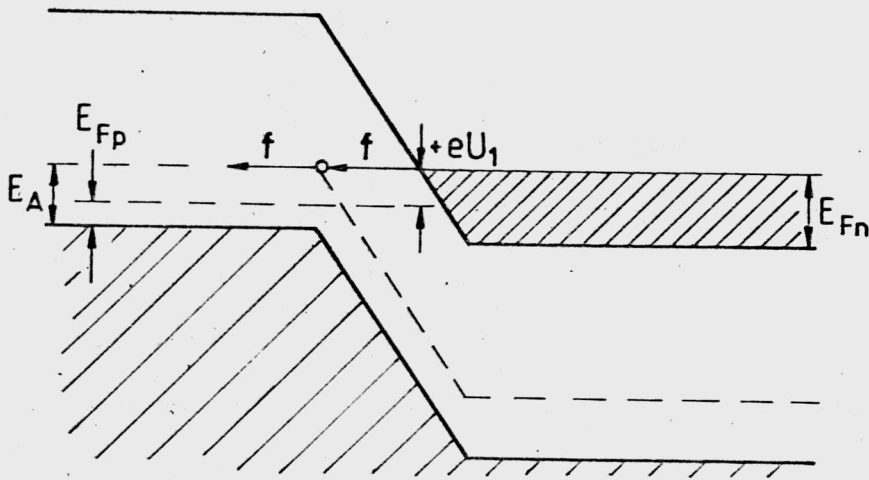
Określone w [44] w sposób taki jak na rys.9 energie fononów LO dobrze zgadzają się z wartościami $\hbar\omega_{LO}$ otrzymanymi drogą innych eksperymentów. Badając zależności przewodnictwa w funkcji napięcia i temperatury dla tych złączy w [43-48] stwierdzono że: 1) w pobliżu zerowego napięcia lub

dla $U = 0$ pojawia się osobliwość (anomalia zerowa) ;
2) dla napięć polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia pojawiają się osobliwości i 3) zarówno zerowa anomalia jak i w/w osobliwości znikają przy podwyższeniu temperatury do ok. 20 - 30 K. Próby wyjaśnienia tych efektów tunelowaniem jednocząstkowym przez uśrednioną barierę z udziałem fononów nie powiodły się, gdyż nie tłumaczyły asymetrii występujących osobliwości względem polaryzacji złącza. Analogiczne rezultaty otrzymano gdy uwzględniono oprócz fononów udział poziomów pułapkowych. Występowanie tych efektów tłumaczy się tunelowaniem rezonansowym [43,49] . Za anomalię zerową jest odpowiedzialne rezonansowe tunelowanie poprzez poziom energetyczny pochodzący od defektu znajdującego się w obszarze bariery w pobliżu strony p-złącza.

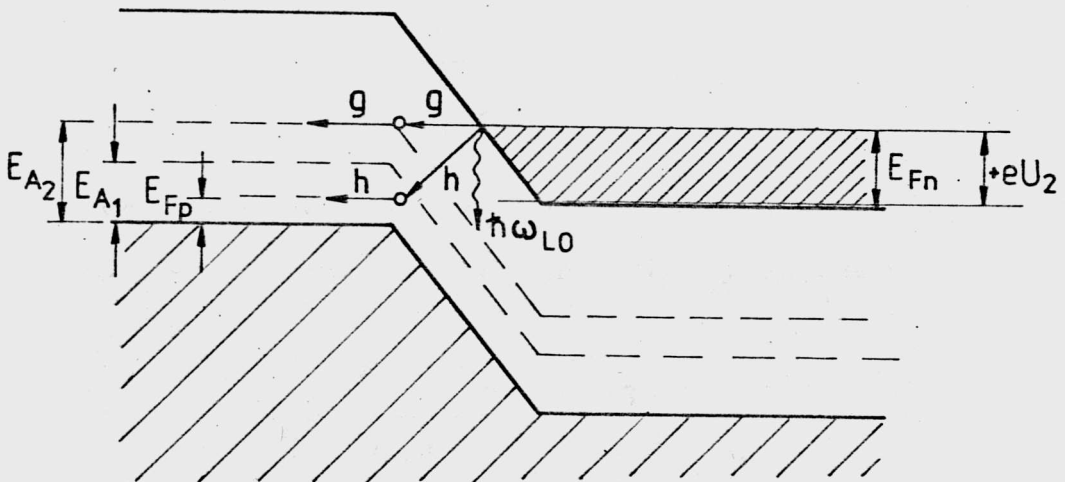
Dla złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ obszar typu p zwykle nie jest zdegenerowany i tunelowanie rezonansowe jest możliwe ale tylko na nieobsadzone poziomy energetyczne znajdujące się w przerwie energetycznej po stronie p złącza.

Osobliwości pojawiające się przy wyższych napięciach polaryzujących mogą być związane z tunelowaniem rezonansowym poprzez defekt ale z udziałem fononów bądź innych poziomów energetycznych znajdujących się w obszarze przerwy energetycznej po stronie p złącza. Sytuację tą ilustruje rys.10 na którym przedstawiono diagram energetyczny dla złącza p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ spolaryzowanego napięciem w kierunku przewodzenia i możliwe przejścia tunelowe rezonansowe.

a) $U_1 > 0$



b) $U_2 > 0$



Rys. 10. Diagramy energetyczne złącza p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ spolaryzowanego napięciem U_1 i U_2 (rys. 10a i b) w kierunku przewodzenia. Na rysunkach oznaczono możliwe przejścia tunelowe rezonansowe z udziałem defektu (kółka) znajdującego się w pobliżu obszaru p-złącza. Przejście "f" i "g" są przejściami na nieobsadzone poziomy akceptorowe E_{A1} i E_{A2} , odpowiednio, zaś przejście "h" jest przejściem z emisją fononu o energii $\hbar\omega_{LO}$.

3.7. Pojemność złącza p-n

W praktyce mamy zwykle do czynienia z dwojakiego rodzaju złączem p-n. Złącza o skokowym profilu domieszek ($t = 2$), to zwykle złącze stopowe i płytkie złącze dyfuzyjne, podczas gdy drugi rodzaj złączy to złącza o liniowym rozkładzie domieszek ($t = 3$) i są to tzw. głębokie złącza dyfuzyjne [31].

Dla pierwszego rodzaju złączy, zależność pojemności na jednostkę powierzchni w funkcji napięcia polaryzującego złącze jest następująca [31]

$$C = \left[\frac{e \epsilon_0 \epsilon_s N_B}{2(U_{bi} \pm U)} \right]^{1/2} \left[\frac{F}{m^2} \right] \quad (66)$$

przy czym znaki $\pm$ dotyczą polaryzacji w kierunku zaporowym i przewodzenia, odpowiednio, zaś N_B jest określone następująco:

$$N_B = \frac{N_D \cdot N_A}{N_D + N_A} \quad [m^{-3}] \quad (67)$$

Szerokość W dla tych złączy w funkcji napięcia zmienia się następująco:

$$W = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s (U_{bi} \pm U)}{e N_B} \right]^{1/2} [m] \quad (68)$$

Przekształcając wzór (66) otrzymujemy:

$$C = \frac{-2}{e \epsilon_0 \epsilon_s N_B} \cdot (U_{bi} \pm U) \quad (69)$$

Wykres zależności $C^{-2} = f(U)$ jest linią prostą o współczynniku nachylenia $2/e \epsilon_0 \epsilon_s N_B$ przecinającą oś napięcia przy $U = U_{bi}$.

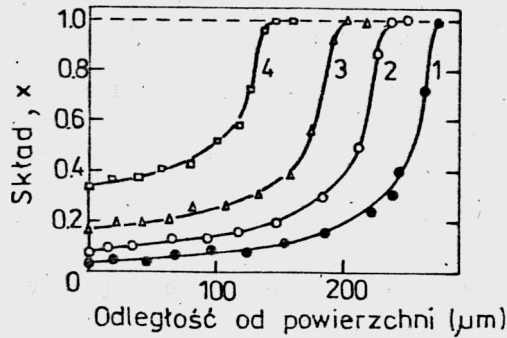
Zwykle N_B i U_{bi} określa się z charakterystyk $C = f(U)$ dla kierunku zaporowego. Przy analizie charakterystyk $C=f(U)$ dla napięć polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia nie powinno się stosować powyższych wzorów, gdyż do pojemności obszaru ładunku przestrzennego dodaje się pojemność dyfuzyjna złącza [31].

Dla złączy o liniowym rozkładzie domieszek, wykładnikiem potęgi we wzorach (66) i (68) jest $\frac{1}{3}$ (czyli $t=3$) i zamiast N_B , występuje parametr a , określający gradient koncentracji nośników w obszarze złącza, pomnożony przez szerokość złącza. Dla takich złączy, wykres $C^{-3} = f(U)$ jest linią prostą przecinającą oś napięcia przy $U = U_{bi}$ [31].

4. CZĘŚĆ EKSPERYMENTALNA

4.1. Wykonanie złączy p-n w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Badane złącza wykonane zostały w warstwach epitaksjalnych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ otrzymanych metodą IVPE czyli izotermicznego osadzania warstwy epitaksjalnej z fazy gazowej [1,50], przez dr P. Becłę. Izotermiczna epitaksja $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ z fazy gazowej, chętnie stosowana ze względu na prostotę warunków technologicznych [51] przebiega w zamkniętym układzie w którym jest umieszczone podłoże CdTe oraz $(\text{Hg}_z\text{Cd}_{1-z})_y\text{Te}_{1-y}$ stanowiący materiał źródła epitaksji. Wzrost warstwy zachodzi w zakresie temperatur 820 K do 920 K, w wyniku występowania procesów parowania, kondensacji oraz dyfuzji. Różnica ciśnień dysocjacji podłoża i materiału źródła prowadzi do transportu gazowego składników źródła do podłoża i procesu kondensacji. W procesie adsorpcji na podłożu, z atomowych składników tworzą się cząsteczki stabilnego związku. Proces kondensacji trwa tak długo, jak długo istnieje różnica potencjałów chemicznych narastającej warstwy i materiału źródła. Różnica ta, jest podtrzymywana dzięki występowaniu zjawiska wzajemnej dyfuzji rtęci i kadmu w kondensującej warstwie oraz podłożu. W efekcie, otrzymuje się warstwę epitaksjalną z gradientem składu. Na powierzchni warstwy otrzymuje się skład i typ przewodnictwa zależny od składu y materiału źródła i temperatury źródła. Rys.11 przedstawia zależność profilu składu warstwy epitaksjalnej HgCdTe z fazy gazowej od różnych składów materiału źródła. Jednocześnie rysunek ten obrazuje wpływ składu materiału źródła na grubość warstwy i jej skład na powierzchni.



Rys.11. Profile składow warstw epitaksjalnych HgCdTe z fazy gazowej dla różnych składów materiału źródła: 1 - HgTe ; 2 - $\text{Hg}_{0,45}\text{Te}_{0,55}$; 3 - $(\text{Hg}_{0,9}\text{Cd}_{0,1})_{0,45}\text{Te}_{0,55}$; 4 - $(\text{Hg}_{0,9}\text{Cd}_{0,1})_{0,41}\text{Te}_{0,59}$ (z pracy [50]).

Aby otrzymać złącze p-n , tak otrzymane warstwy epitaksjalne (na ogół po odcięciu od podłoża) domieszkuje się w celu uzyskania przypowierzchniowej warstwy o przeciwnym typie przewodnictwa. Jedną z metod domieszkowania, zastosowaną w celu otrzymania badanych w niniejszej pracy złączy, jest wygrzewanie warstwy epitaksjalnej $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ typu p w nasyconych parach rtęci [1,50,51] . Oprócz stosowanej tu technologii istnieje wiele różnych metod otrzymywania złączy p-n na bazie kryształów mieszanych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Przegląd stosowanych metod i porównanie własności otrzymanych z ich pomocą złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ przedstawiono w [32,51] .

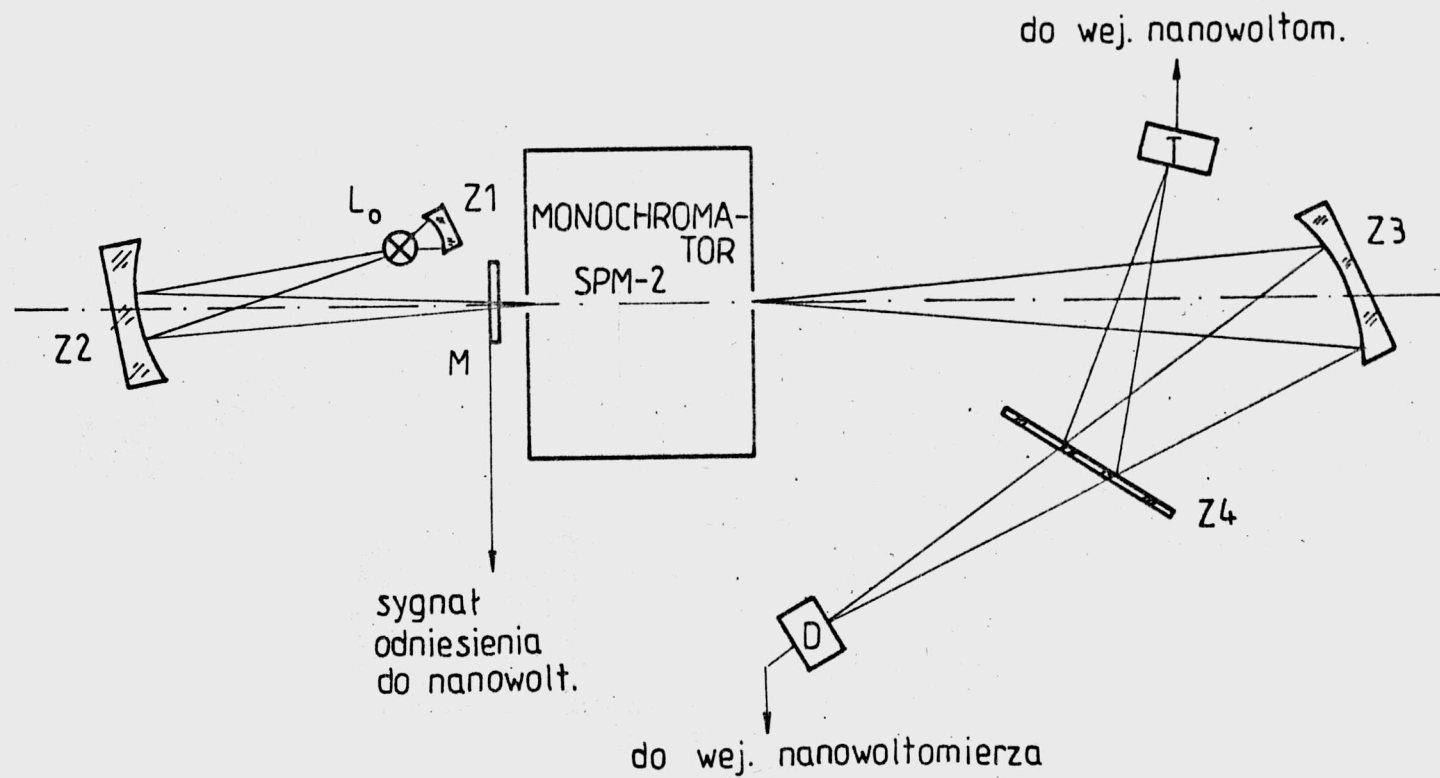
Dla złączy badanych w tej pracy materiałem źródła był $\text{Hg}_{0,45}\text{Te}_{0,55}$. Wzrost warstwy przeprowadzano w temperaturze

$T = 890\text{ K}$ w czasie jednego tygodnia. Otrzymane warstwy miały grubość rzędu $400 \div 500 \text{ }\mu\text{m}$. Następnie warstwy odcinano od podłoża wzdłuż płaszczyzny równoległej do gradientu składu i szlifowano (od strony większych składów x) dla uzyskania żądanej wartości składu. Tak przygotowane warstwy miały grubość rzędu $100 \div 150 \text{ }\mu\text{m}$. Warstwy te były typu p z koncentracją akceptorów $N_A = 0,7 \div 3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ określoną z pomiarów efektu Halla. Następnie warstwy domieszkowano przypowierzchniowo na typ n poprzez wygrzewanie w nasyconych parach rtęci. Temperatura wygrzewania była równa ok. 570 K zaś temperatura źródła rtęci ok. 550 K . Czas wygrzewania wynosił $0,5 \text{ h}$, 1 h i $1,5 \text{ h}$ dla złączy z serii A, B i C, odpowiednio oraz 5 h dla serii Z i 2 h dla pozostałych serii złączy. Grubość przypowierzchniowej warstwy typu n wahała się od kilku do około $10 \text{ }\mu\text{m}$, zaś szacowana różnica koncentracji $N_D - N_A$ w warstwie typu n , była rzędu 10^{22} m^{-3} [52]. Tak otrzymane złącza wytrawiono techniką MESA. Jako kontakty elektryczne stosowano złoto do obszaru typu p oraz ind do obszaru typu n .

4.2. Układy pomiarowe.

Na rys.12 przedstawiono układ zastosowany do pomiarów efektu fotowoltaicznego. Modulowaną wiązkę monochromatycznej fali elektromagnetycznej wychodzącą ze szczeliny wyjściowej monochromatora SPM-2, po odbiciu od sferycznego zwierciadła Z-3, dzielono na zwierciadle półprzepuszczalnym na dwie wiązki zbieżne: pomiarową i odniesienia. Wiązkę pomiarową ogniskowano na powierzchni detektora D umieszczonego w kriostacie

Rys. 12.



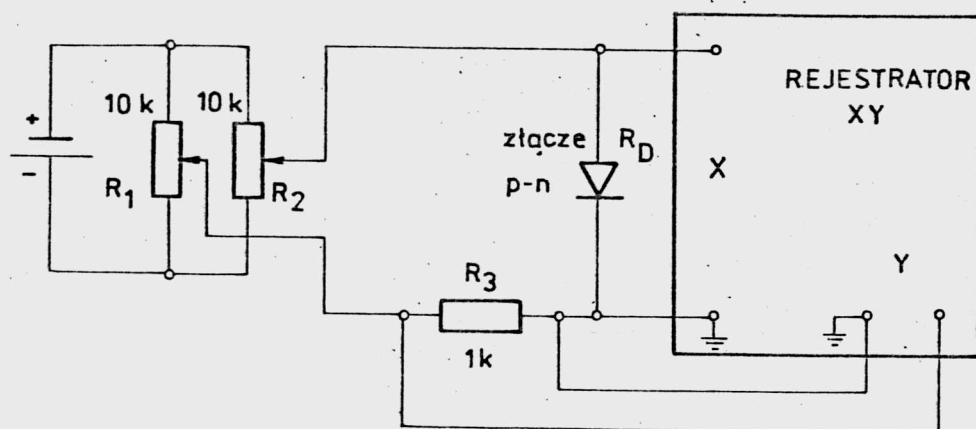
azotowym w którym stosowano okienka z CaF_2 (dla $\lambda < 9 \mu\text{m}$) lub z KRS-5 (dla $\lambda > 9 \mu\text{m}$). Wiązkę odniesienia ogniskowano na powierzchni termoogniwa T (Zeiss Vth-1) z okienkiem z CaF_2 lub z okienkiem z KRS-5. Sygnał napięciowy z detektora i z termoogniwa mierzono po wzmacnieniu nanowoltomierzem homodynowym typu 232-B, zsynchronizowanym z częstotliwością obrotów modulatora M. Częstotliwość modulacji wiązki światła wynosiła 12 Hz. Jako źródło światła L_0 używano lampy halogenową (dla $\lambda < 2,5 \mu\text{m}$) oraz pręt globara (dla $\lambda > 2,5 \mu\text{m}$).

Na rys. 13 przedstawiono schemat układu do pomiaru charakterystyk prądowo-napięciowych.

Złącze polaryzowano za pomocą baterii anodowej BAS-80-L-09. Użyto rejestratora firmy Ricken-Denshi. Dla złączy o dużej oporności stosowano pomiar charakterystyk prądowo-napięciowych metodą punkt po punkcie. Napięcie na złączu p-n mierzono woltomierzem V-623 natomiast pomiaru prądu dokonywano poprzez pomiar spadku napięcia na oporniku R_3 o znanej oporności, za pomocą woltomierza cyfrowego V 544.

Metoda pomiaru oporności różniczkowej dU/dI i jej pochodnej d^2U/dI^2 w funkcji napięcia polaryzującego polega na tym, że do złącza p-n oprócz stałego napięcia polaryzującego, przykładano się mały sygnał napięcia zmiennego sinusoidalnie, a następnie za pomocą detektora fazoczułego mierzy się pierwszą i drugą harmoniczną częstotliwości sygnału sinusoidalnie zmiennego. Jeśli amplituda δ sygnału zmiennego sinusoidalnie o częstotliwości ω jest stała, wówczas napięcie U na złączu p-n można rozłożyć na szereg Taylora. Jeśli całko-

wita oporność układu w którym mierzone jest złącze p-n ,
jest dużo większa od oporności różniczkowej złącza $R_D = \frac{dU}{dI}$
wówczas [53]



Rys.13. Schemat układu do pomiarów charakterystyk
prądowo-napięciowych badanych złączy p-n .

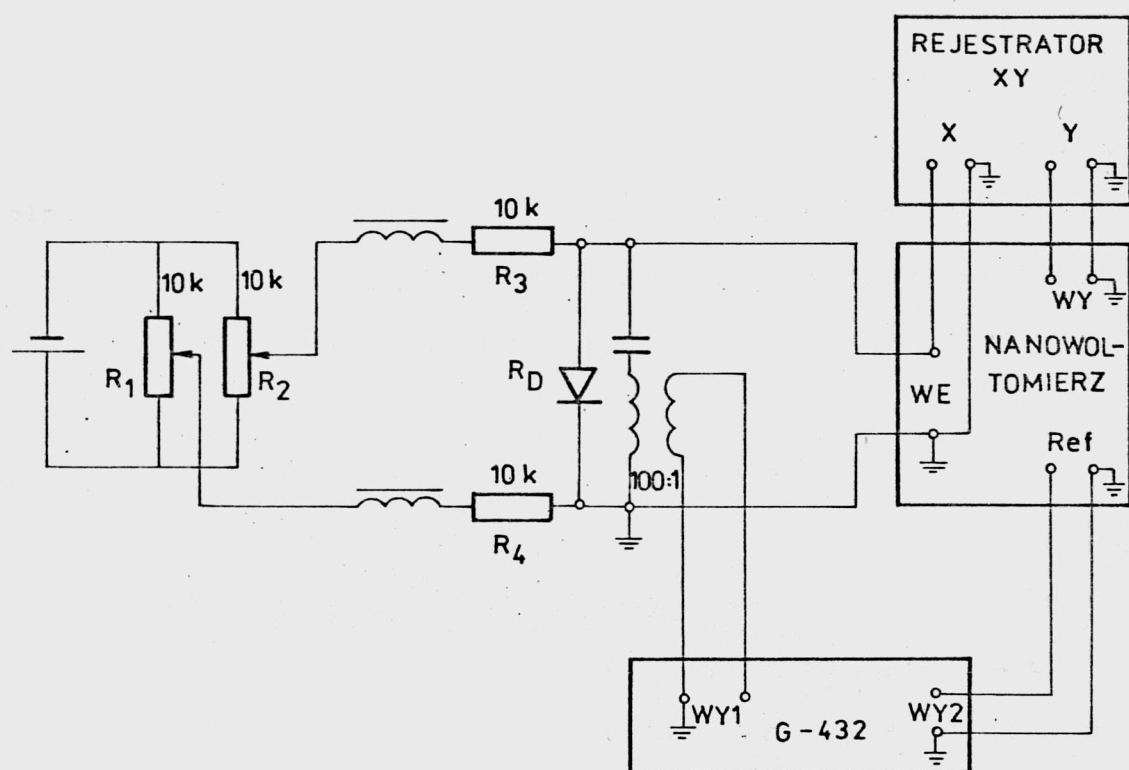
$$\begin{aligned}
 U(I) &= U(I_0) + \left(\frac{dU}{dI} \right)_{I_0} \delta \cos \omega t + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2U}{dI^2} \right)_{I_0} \delta^2 \cos^2 \omega t + \dots \\
 &= U(I_0) + \left(\frac{dU}{dI} \right)_{I_0} \delta \cos \omega t + \frac{1}{4} \left(\frac{d^2U}{dI^2} \right)_{I_0} \delta^2 (1 + \cos 2\omega t) + \dots
 \end{aligned}
 \tag{70}$$

gdzie $U(I_0)$ jest napięciem stałym na złączu p-n .

Jak widać, pierwsza harmoniczna napięcia zmiennego na złączu
o częstości ω , jest proporcjonalna do oporności różniczkowej

dU/dI zaś druga harmoniczna o częstości 2ω jest proporcjonalna do pierwszej pochodnej oporności różniczkowej, tj. do d^2U/dI^2 .

Na rys.14. przedstawiono schemat układu zastosowanego do pomiaru oporności różniczkowej i jej pochodnej badanych złączy. W układzie tym, sygnał sinusoidalnie zmiennego napięcia z generatora funkcyjnego G-432 przykładano do złącza p-n



Rys.14. Schemat układu do pomiaru oporności różniczkowej i jej pochodnej w funkcji napięcia polaryzującego złącza p-n.

za pomocą transformatora podwyższającego napięcie. Stosowano częstotliwość $f \approx 800$ Hz. Zastosowano rejestrator XY firmy

Ricken-Denshi oraz nanowoltomierz homodynowy typ 232-b jako detektor fazoczuły. Sygnał odniesienia do nanowoltomierza pobierano z osobnego wyjścia generatora G-432 .

Pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych, oporności różniczkowej i jej pochodnej wykonywano w funkcji temperatury od 4.2 K do 300 K . Do pomiarów temperatury stosowano termoparę Au + 5% Fe - Chromel.

Pomiary pojemności złączy p-n w funkcji napięcia polaryzującego złącza wykonano w temperaturze ciekłego azotu. Zastosowano precyzyjny miernik pojemności Mf-309 . Miernik ten posiada wbudowany zasilacz napięcia stałego umożliwiający polaryzację złącza napięciem stałym w zakresie od -25 V do + 25 V . Pomiary napięcia przykładanego do złącza wykonano za pomocą woltomierza cyfrowego V 544 .

4.3. Wyniki pomiarów.

W pracy przebadano 40 złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ podzielonych na cztery grupy. Złącza na zakres długości fal $1\text{ }\mu\text{m} < \lambda_{c_0}(77) < 2\text{ }\mu\text{m}$ zaliczono do grupy I, złącza na zakres $\lambda_{c_0}(77) > 6\text{ }\mu\text{m}$ do grupy IV. Złącza na zakres od $2\text{ }\mu\text{m}$ do $6\text{ }\mu\text{m}$ podzielono na dwie grupy. Jedną stanowiły złącza dla których w zakresie temperatur od 4.2 K do ok. 100 K na charakterystykach prądowo-napięciowych spolaryzowanych w kierunku przewodzenia pojawia się przegięcie (grupa III) oraz pozostałe (grupa II) .

Parametry części badanych złączy przedstawiono w tabeli I . W tabeli I graniczną długość fali $\lambda_{c_0}(77)$ okreś-

Tabela I

Grupa	Złącze	λ_{c_0} w 77 K μm	E_0 w 77 K eV	x	Współczyn. nachylenia $\ln I = f(U)$ w 77 K V^{-1}	Parametr t	U_{bi} V
I	F-1	1.15	1.08	0.8	2	2	1.46
	Z-10	1.5	0.83	0.627	7	2	0.8
	Z-6	1.65	0.8	0.59	21	2.6	0.7
II	F-3	2.88	0.43	0.41	21	1.7	0.43
	Z-14	3.22	0.39	0.38	8	2	0.4
	E-4	3.96	0.31	0.34	30	2	0.33
	E-3	4.15	0.3	0.33	17	2	0.2
	E-2	4.5	0.28	0.31	31		
	A-2	5.0	0.25	0.3	28	2	0.25
III	A-5	3.56	0.35	0.36	18	2	0.4
	H-1	3.66	0.34	0.357	31	2	0.4
	C-1	3.9	0.32	0.342	33	2	0.4
	F-5	4.0	0.31	0.33	22	1	0.3
	Z-1	4.3	0.29	0.32	58	2	0.31
IV	P-138	6.4	0.19	0.262	18		
	Z-11	6.5	0.19	0.26	51	2	0.25
	Z-13	7.3	0.17	0.248	50	2	0.23
	P-189	7.5	0.16	0.24			
	D-6	8.4	0.15	0.23			
	P-180	8.5	0.15	0.23	20		
	B-5	9.1	0.14	0.227			
	B-4	9.2	0.13	0.226	27		
	B-3	9.5	0.13	0.223	26		
	B-1	9.8	0.13	0.221	17		
	A-3	9.9	0.13	0.22	21		
	P-181	10.3	0.12	0.215	46		
	B-2	11.5	0.11	0.209	25		
	C-2	12.4	0.1	0.205	40		
	P-182	14.6	0.08	0.2			
	D-1	17.2	0.07	0.186			

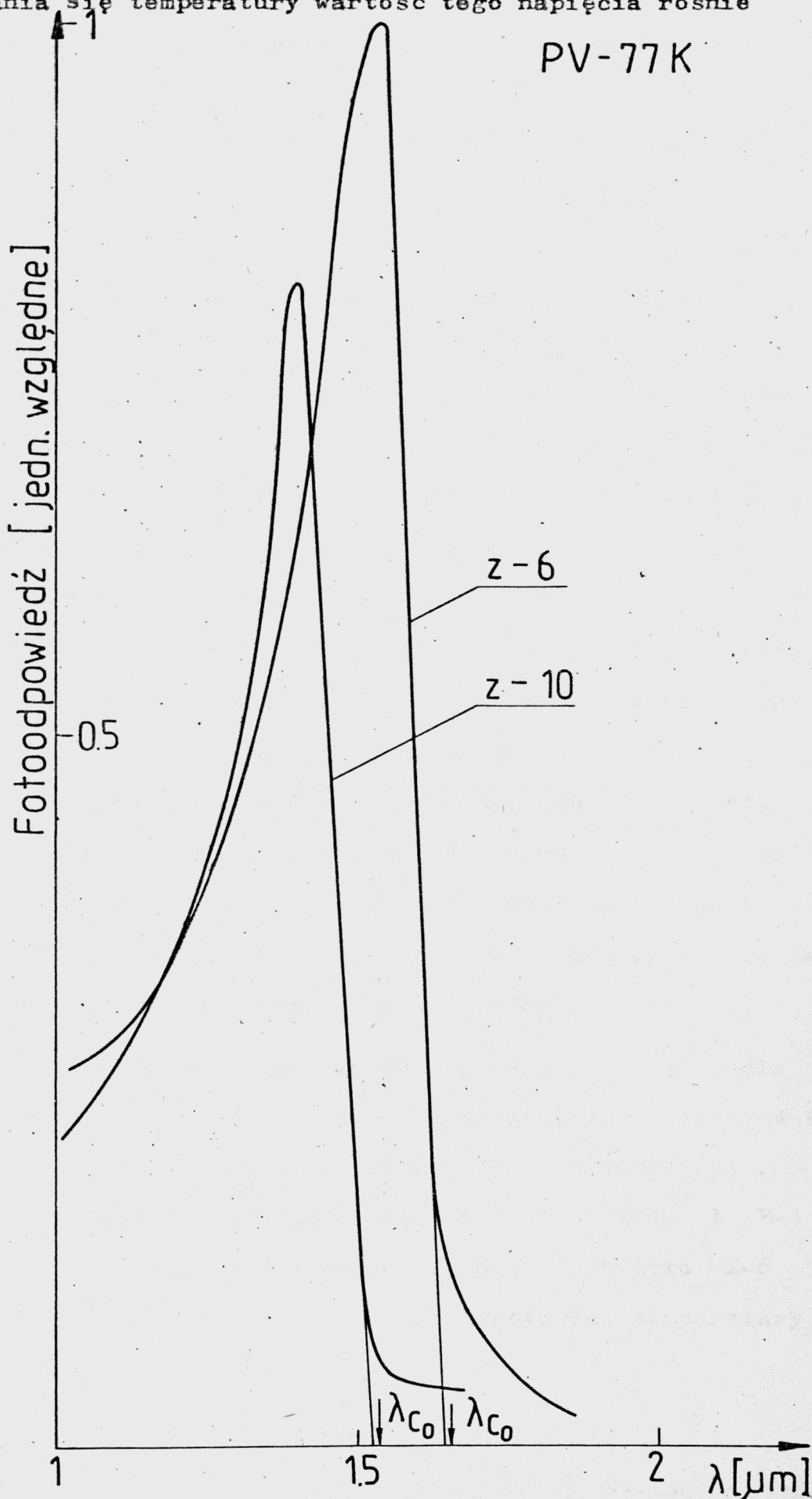
lono aproksymując liniowo do przecięcia z osią λ spadek fotoodpowiedzi od strony długofalowej (patrz rys.15,21,35). Tak określona wartość $\lambda_{C_0}(77)$ posłużyła do obliczenia $E_0(77)$ i składu molowego X . Jeśli wartość $\lambda_{C_0}(77)$ określić jako wartość λ , przy której fotoodpowiedź spada do ok. 50% swojej wartości szczytowej, to wówczas wartości E_0 i x są większe o ok. 8 % od poprzednio wyznaczonych. Błąd $\Delta\lambda_{C_0}(77)$ wynika z dokładności pomiaru λ za pomocą monochromatora SPM-2. I tak, dla złączy grupy I-III, $\Delta\lambda_{C_0}(77) = \pm 0,02 \mu\text{m}$, natomiast dla złączy grupy IV, $\Delta\lambda_{C_0}(77) = \pm 0,2 \mu\text{m}$. Związany z tym błędem względny błąd $\Delta E_0/E_0$ i $\Delta x/x$ jest mniejszy od 1% dla złączy grupy I-III i równy ok. 3% dla złączy grupy IV.

W tabeli I zebrano współczynniki nachylenia charakterystyk $\ln I = f(U)$ zmierzonych w $T = 77 \text{ K}$ dla napięć polaryzujących złącza w kierunku przewodzenia, a także parametr t i wysokość bariery U_{bi} , wyznaczone z pomiarów pojemności w funkcji napięcia w 77 K.

Dla złączy grupy I, krawędź efektu fotowoltaicznego jest ostro rosnąca. Zwraca także uwagę dość silny spadek fotoodpowiedzi po wysoko energetycznej stronie charakterystyki. Na rys.15 przedstawiono przykładowo charakterystyki efektu PV dla złączy Z-10 i Z-6.

Dla polaryzacji w kierunku zaporowym wartość prądu płynącego przez te złącza maleje wraz ze zmniejszaniem się temperatury i ich własności prostujące polepszają się. W wyższych temperaturach, wartość napięcia polaryzującego złącze p-n w kierunku przewodzenia, przy którym prąd wyraźnie wzras-

ta, jest równa w przybliżeniu wartości E_0/e . W miarę zmniejszania się temperatury wartość tego napięcia rośnie



Rys. 15.

dużo powyżej wartości E_0/e . Na rys.16 przedstawiono przykładowo charakterystyki prądowo-napięciowe dla złącza Z-10 dla różnych temperatur.

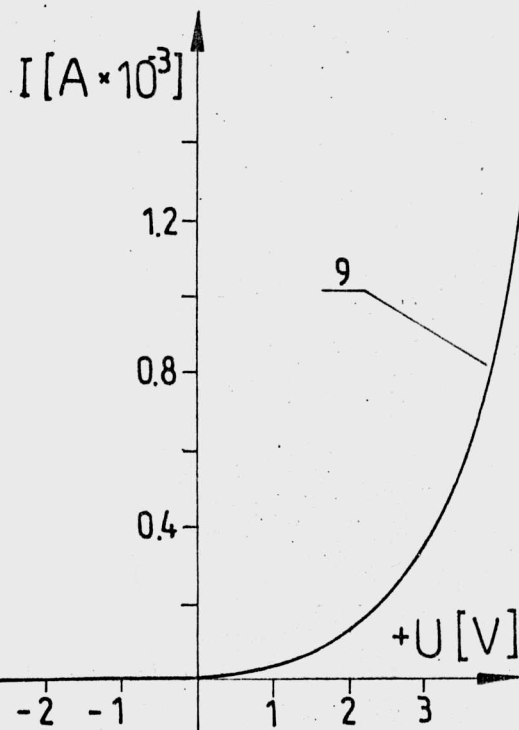
Na rys.17 przedstawiono zależność $\log I = f(U)$ dla polaryzacji w kierunku przewodzenia dla złącza Z-6 w $T = 4,2 \text{ K}$, 77 K i 300 K . W $T = 4,2 \text{ K}$ i $T = 300 \text{ K}$ zależność ta jest nieliniowa w zakresie napięć $U \leq E_0/e$. W $T = 77 \text{ K}$ charakterystyka $\log I = f(U)$ jest liniowa w zakresie napięć $0,58 \text{ V} < U < 0,72 \text{ V}$. Współczynnik nachylenia charakterystyki $\ln I = f(U)$ wynosi ok. 21 V^{-1} . Podobne charakterystyki $\log I = f(U)$ zaobserwowano dla pozostałych złączy grupy I.

Dla tej grupy złączy, na charakterystykach oporności różniczkowej dU/dI , w funkcji napięcia polaryzacji U pojawia się tzw. zerowa anomalia, malejąca w miarę wzrostu temperatury. Na rys.18 przedstawiono przykładowo zależność $dU/dI = f(U)$ w kilku temperaturach (od 6 K do 35 K) dla złącza Z-6. Na charakterystykach tych łatwo zauważyć, że wzrasta wartość napięcia przy którym oporność maleje gwałtownie, dla napięć polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia, w miarę zmniejszania się temperatury (strzałki na rys.18).

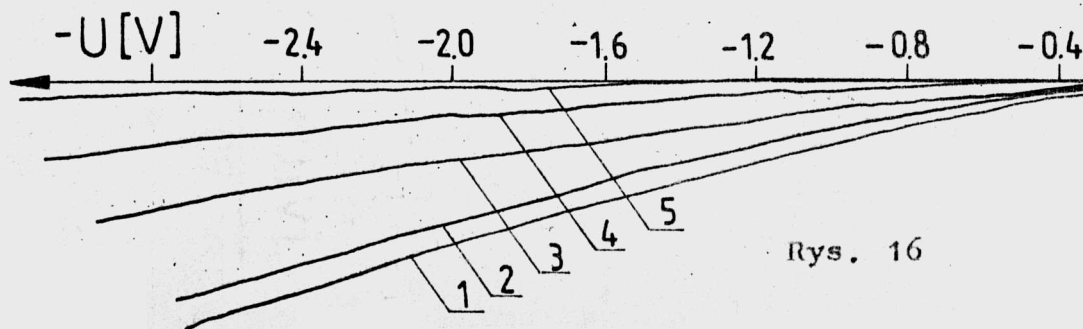
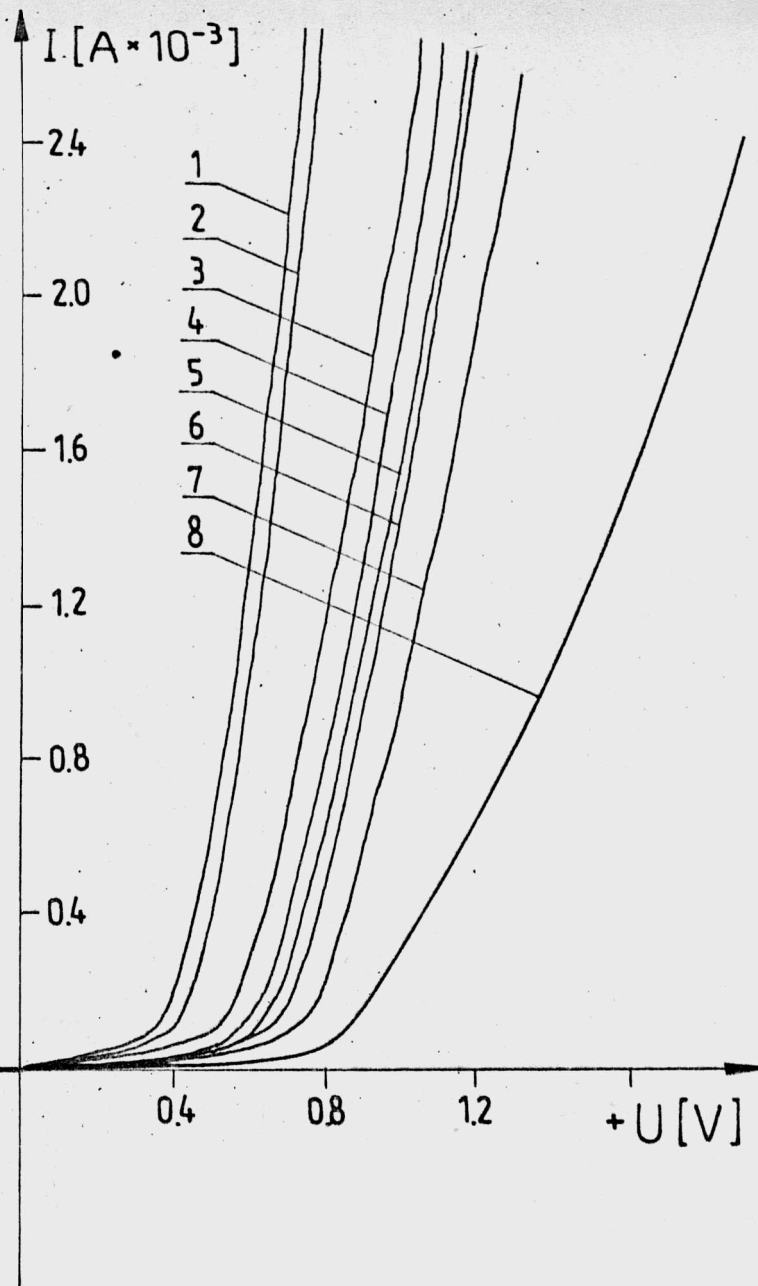
Na rys.19 przedstawiono zależność $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złączy grupy I. Linia prosta zaznaczono nachylenie zależności $n_i^{-1} = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$, otrzymane dla złącza Z-6 ze wzoru (5). Takiej zależności nie obserwuje się dla złączy Z-10 i F-1 do temperatury pokojowej włącznie. Jedynie dla złącza Z-6 parametr $R_0 A$ zmienia się w funkcji odwrotności temperatury jak n_i^{-1} (dla $T > 280 \text{ K}$).

$$Z = 10$$

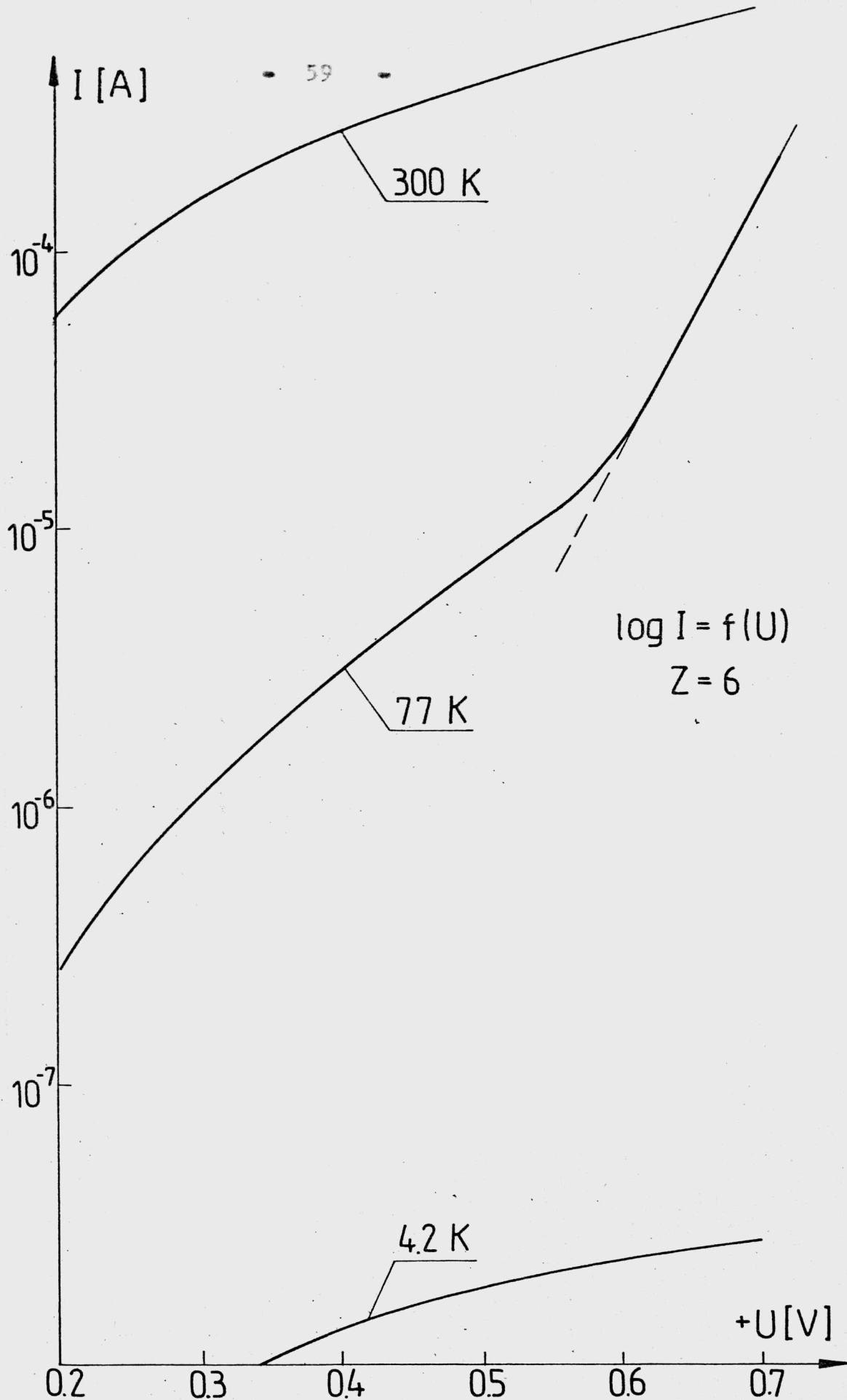
$$I = f(U, T)$$



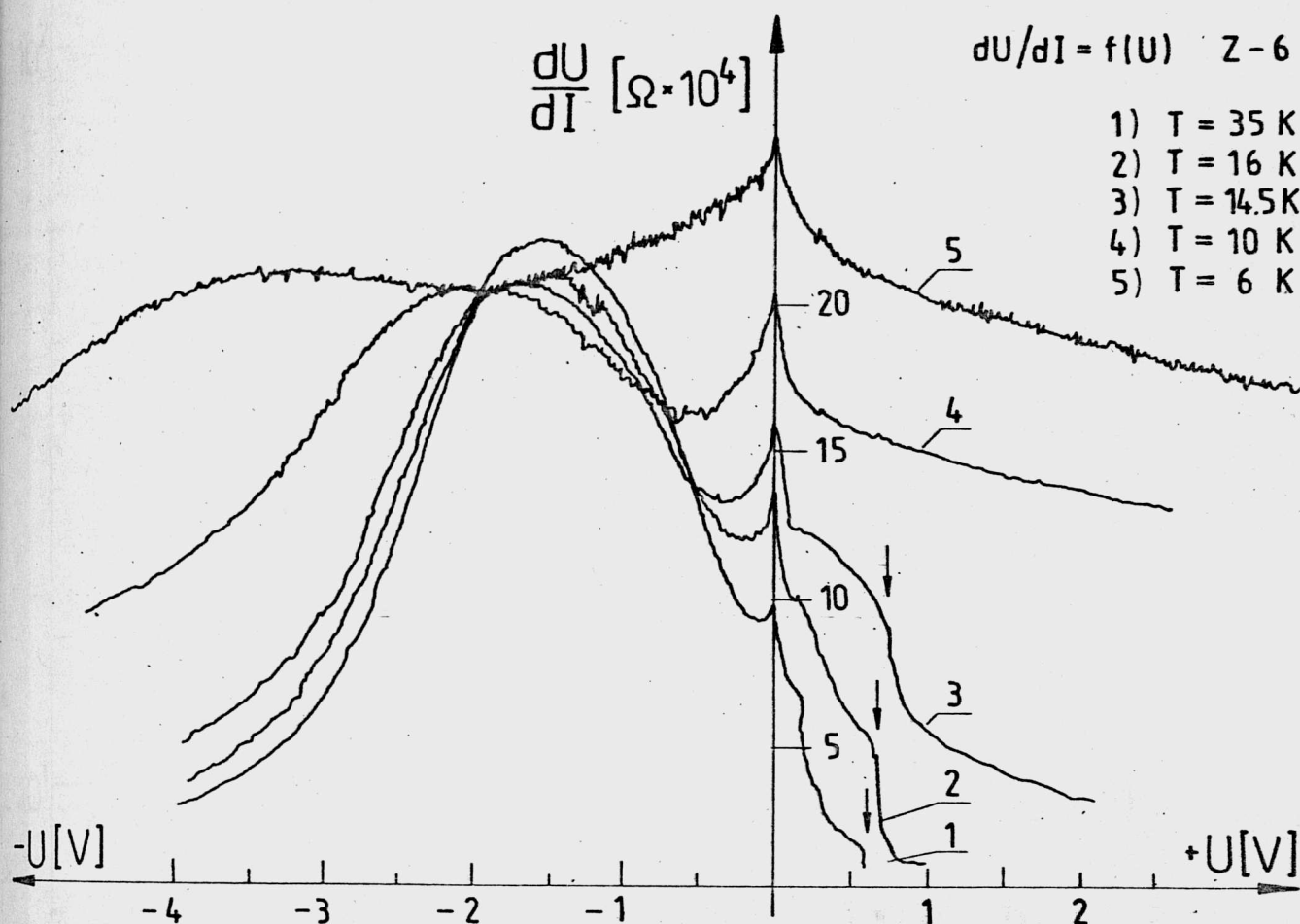
- 1) $T = 250$ K
- 2) $T = 220$ K
- 3) $T = 166$ K
- 4) $T = 138$ K
- 5) $T = 115$ K
- 6) $T = 96$ K
- 7) $T = 62$ K
- 8) $T = 35$ K
- 9) $T = 20$ K



Rys. 16

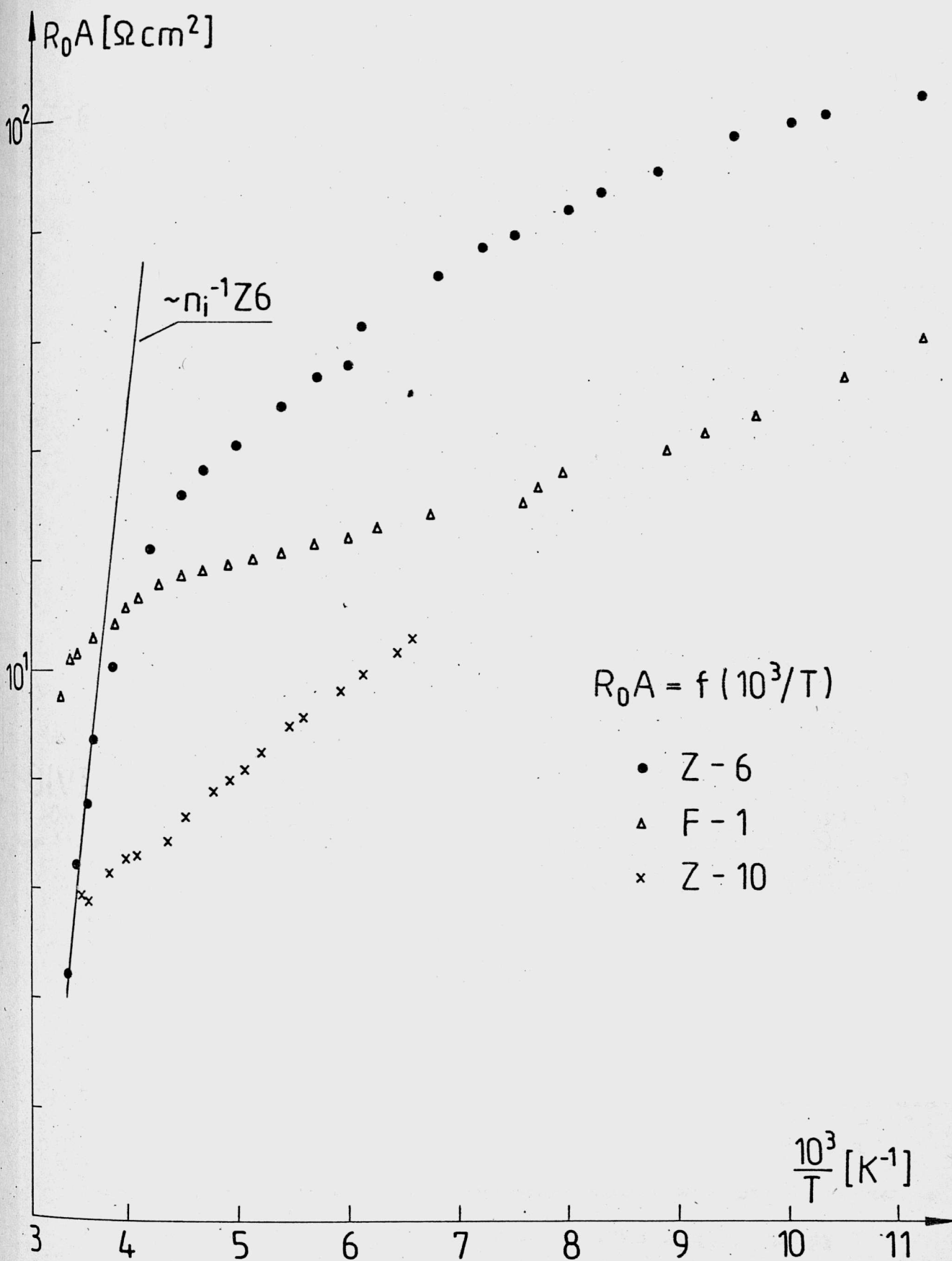


Rys. 17. Charakterystyka $\log I = f(U)$ dla złącza Z-6
w $T = 4,2 \text{ K}$; 77 K i 300 K .

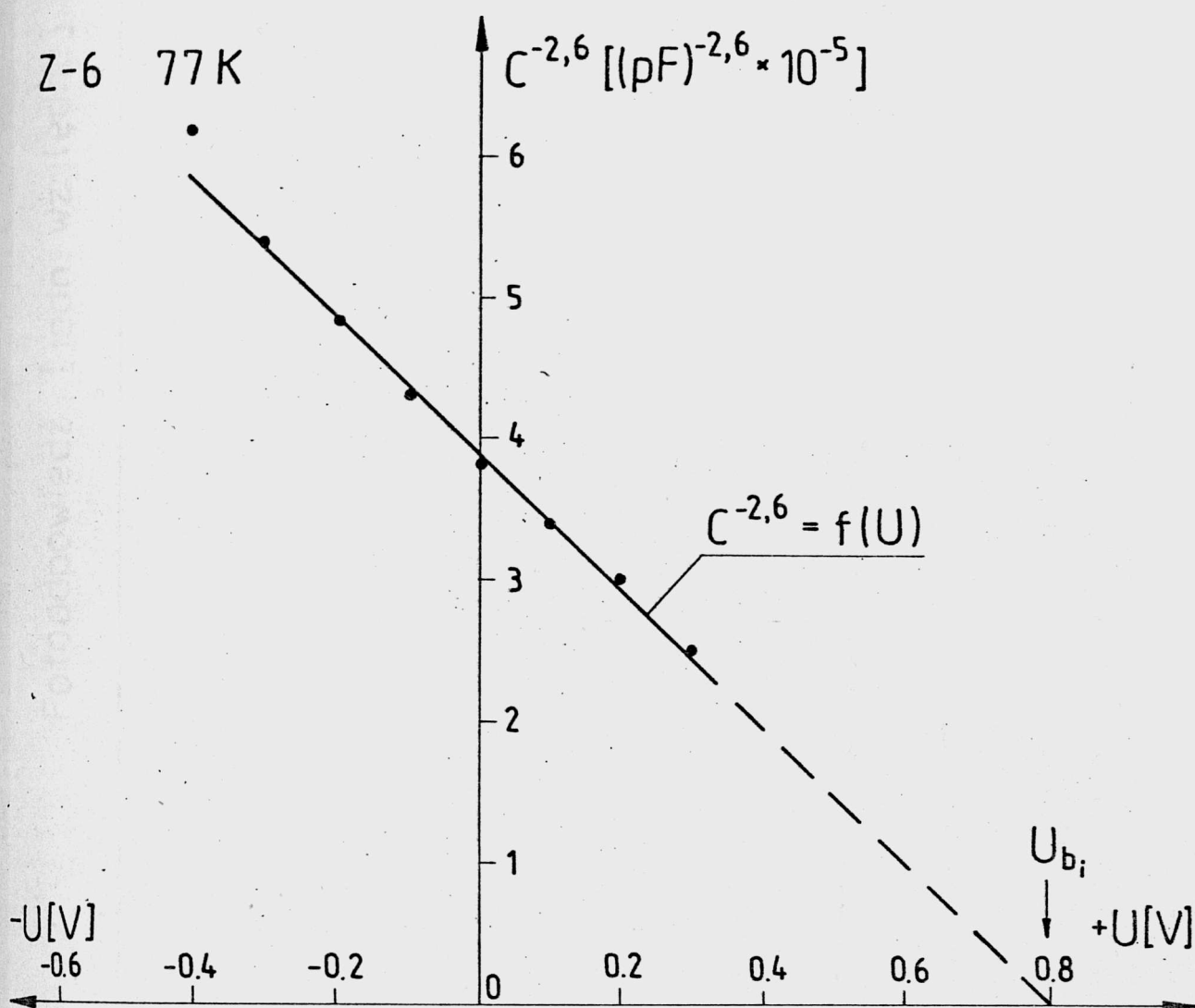


Rys.18. Charakterystyka $dU/dI = f(U)$ dla złącza Z-6 dla kilku temperatur od 6 K do 35 K.

Z pomiarów pojemności C w funkcji napięcia U określono parametr t (związany z profilem domieszkowania). Wynosi on: $t = 2$ dla złączy F-1 i Z-10 oraz $t = 2,6$ dla złącza Z-6. Z przecięcia charakterystyki $C^{-t} = f(U)$ z osią napięcia wyznaczono wysokości barier U_{bi} (patrz tabela I). Na rys.20 przedstawiono przykładowo zależność $C^{-t} = f(U)$ dla złącza Z-6 w $T = 77 \text{ K}$.

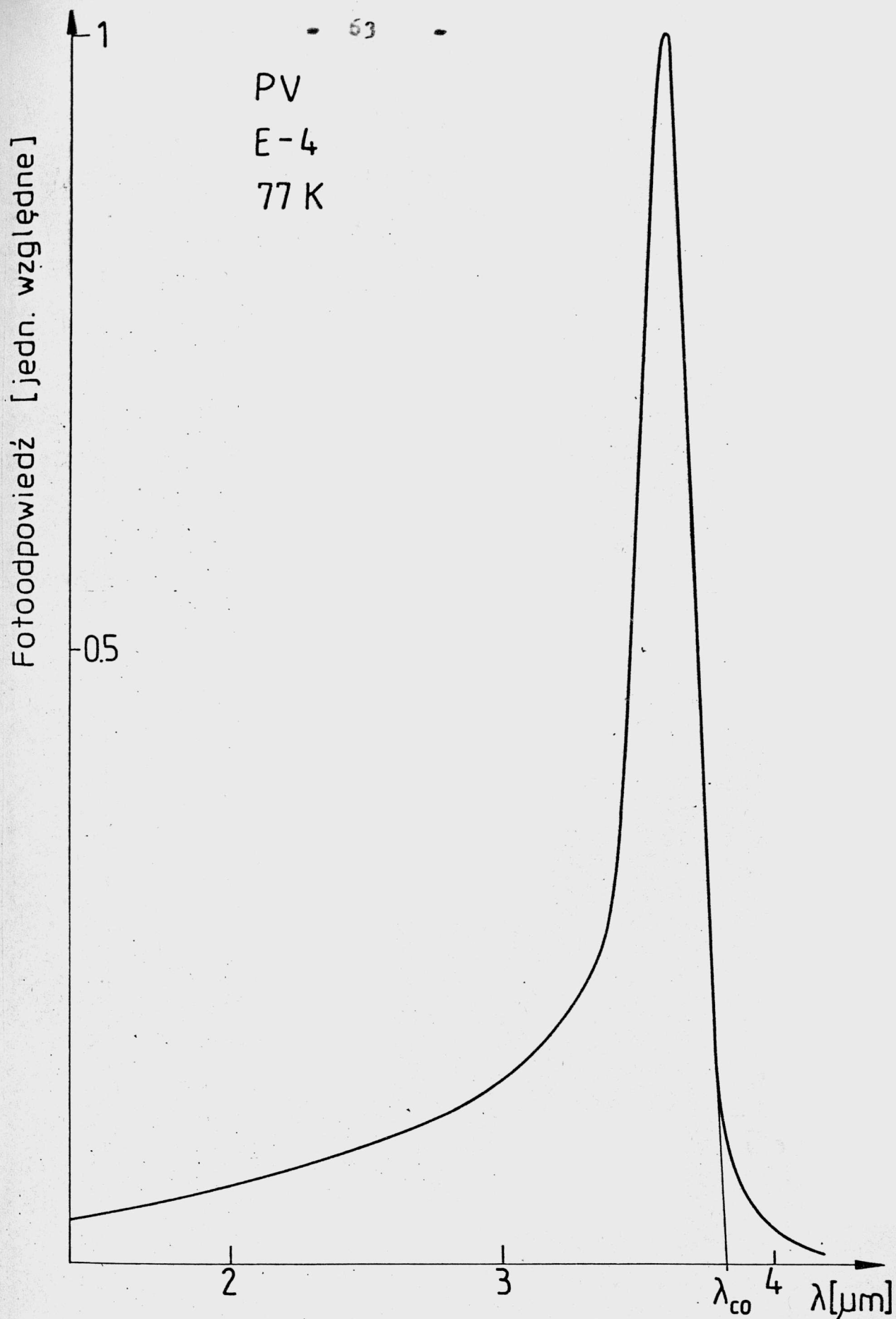


Rys. 19. Zależności $R_0A = f(\frac{10^3}{T})$ dla złączy grupy I. Linia ciągłą zaznaczono nachylenie zależności $n_i^{-1} \sim \frac{10^3}{T}$ dla złącza Z-6.

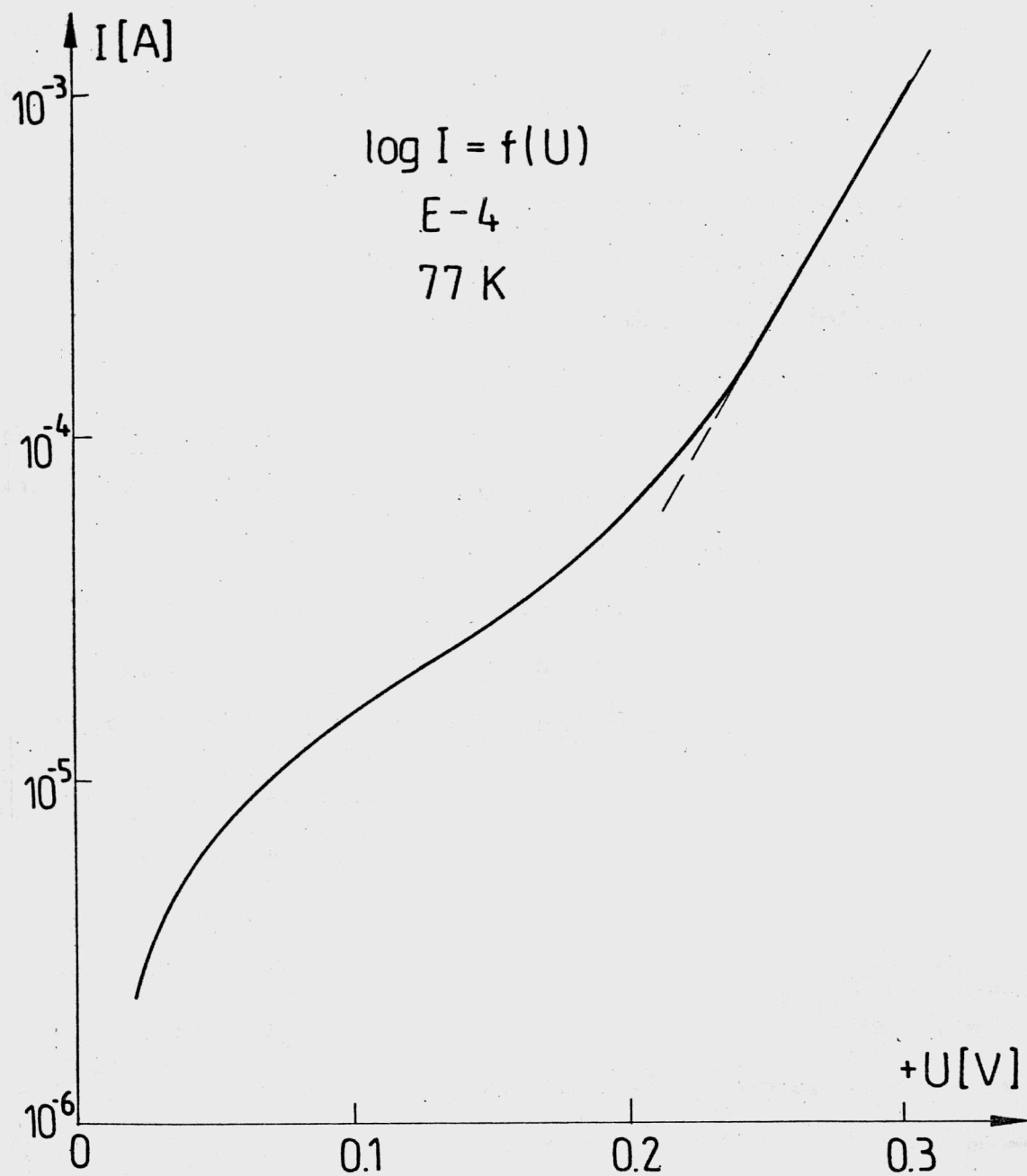


Rys.20. Charakterystyka $C^{-t} = f(U)$ w $T = 77$ K dla złącza Z-6 .

Złącza grupy II mają podobne charakterystyki efektu PV (patrz rys.21) i prądowo-napięciowe do charakterystyk dla złączy grupy I. Współczynniki nachylenia charakterystyk $\ln I = f(U)$ w $T = 77$ K dla polaryzacji w kierunku przewodzenia mają wyższą wartość niż w wypadku złączy grupy I (patrz tabela I). Na rys.22 przedstawiono przykładową zależność $\log I = f(U)$ dla złącza E-4.



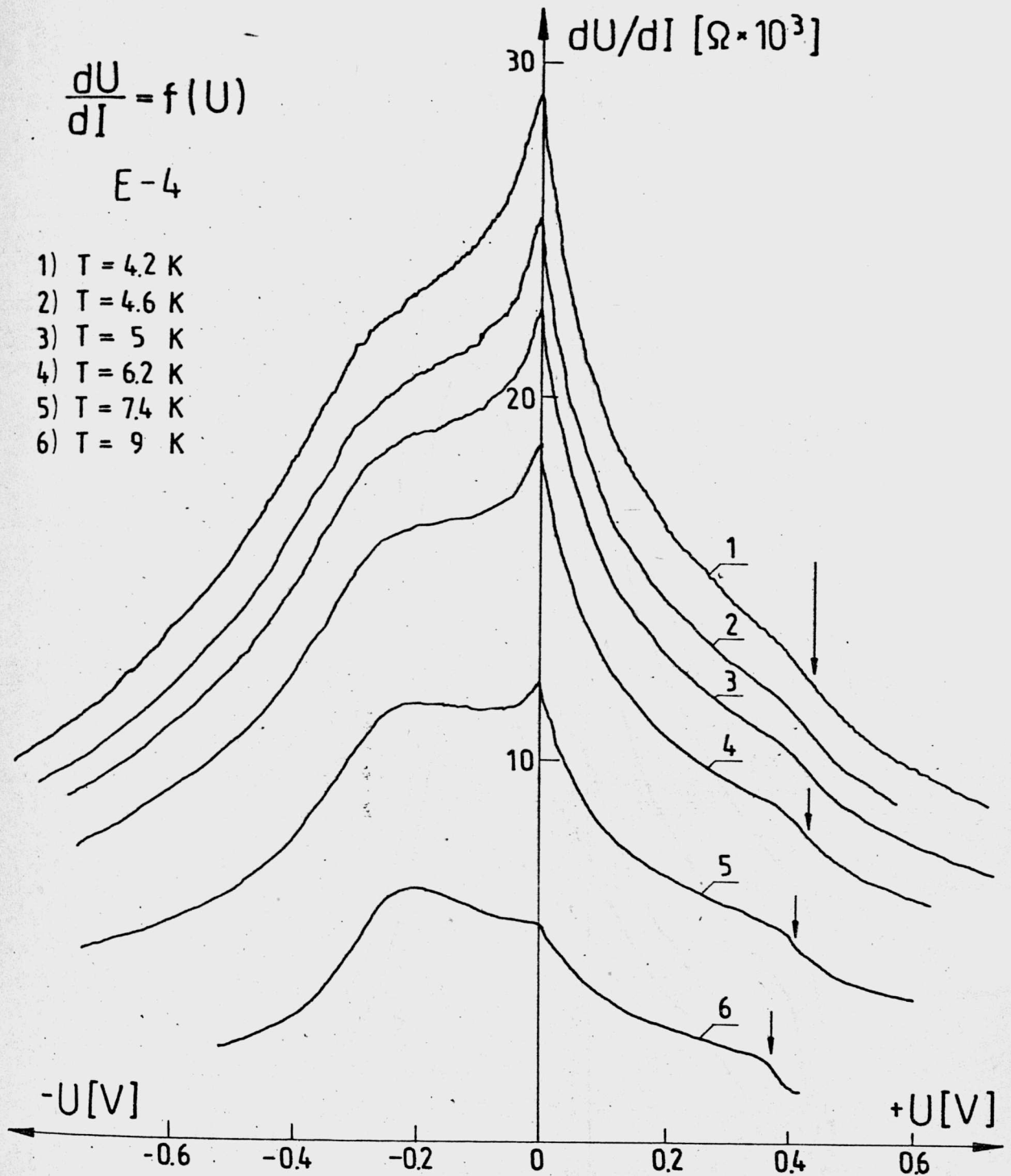
Rys.21. Charakterystyka efektu PV dla złącza
E - 4 (w 77 K) ,



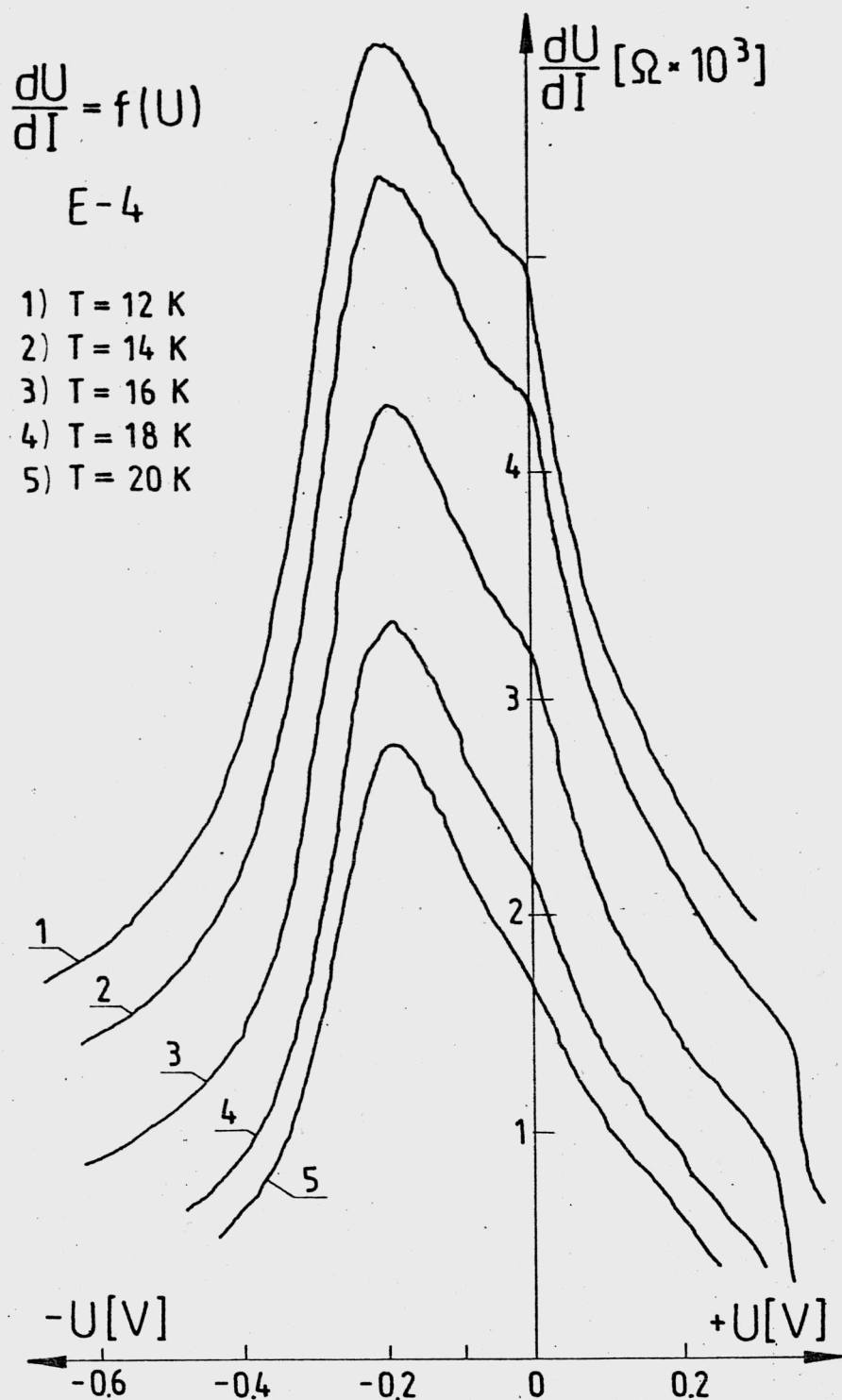
Rys.22. Charakterystyka $\log I = f(U)$ dla złącza E-4 w 77 K.

W wypadku tych złączy, na charakterystykach oporności różniczkowej dU/dI w funkcji napięcia U pojawia się także zerowa anomalia w $T = 4.2$ K, znikająca przy podwyższeniu temperatury do ok. 20 K. Ilustrują to rysunki 23 i 24 na których przedstawiono zależność $dU/dI = f(U)$ dla złącza E-4 dla kilkunastu temperatur od 4.2 K do 20 K. Napięcie (polaryzujące złącze w kierunku przewodzenia), przy którym oporność złącza gwałtownie maleje, jest dla tych złączy w wyższych temperaturach równe w przybliżeniu E_0/e i rośnie wraz ze zmniejszaniem się temperatury do 4.2 K ale nie rośnie aż tak jak w złączach grupy I. Na rys.25 przedstawiono przykładowo zależność $d^2U/dI^2 = f(U)$ dla złącza E-4 dla kilku temperatur w pobliżu $T = 4,2$ K. Występująca na tej charakterystyce osobliwość związana ze zmniejszaniem się oporności złącza dla polaryzacji w kierunku przewodzenia przesuwana się tylko o kilkadziesiąt meV w zakresie temperatur od 4.2 K do 12 K.

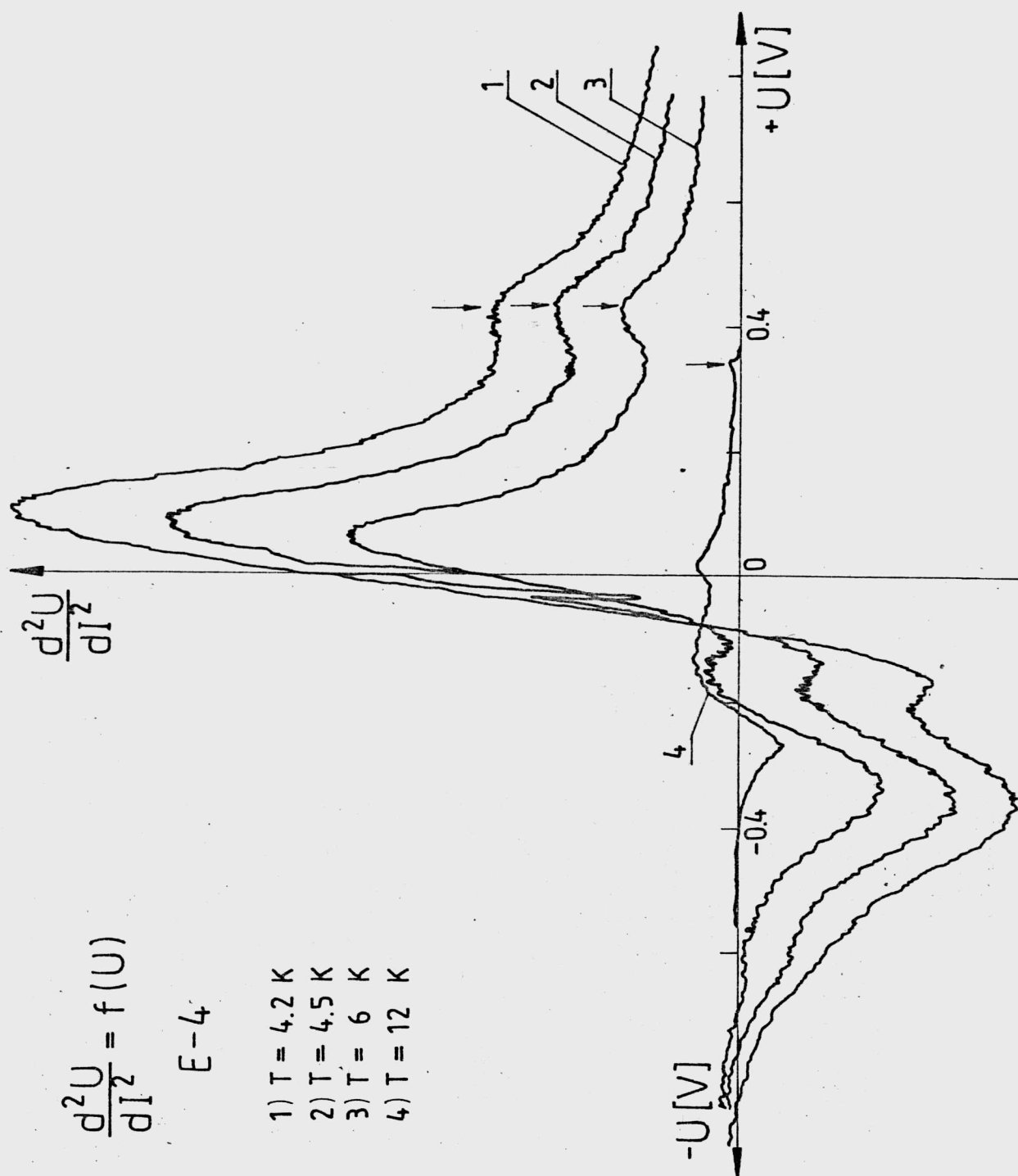
W tej grupie złączy, na charakterystykach $R_0A = f(\frac{10^3}{T})$ daje się wyraźnie zauważyć zakres temperatur w którym R_0A jest proporcjonalne do n_i^{-1} . Na rys.26 przedstawiono przykładowo zależność $R_0A = f(\frac{10^3}{T})$ dla złączy F-3, Z-14 i E-4. Parametr R_0A dla złączy F-3 i Z-14 zmienia się jak n_i^{-1} w $T > \text{ok.} 220$ K, zaś dla E-4 zmienia się tak w $T > \text{ok.} 200$ K. Natomiast w $T < 220$ K słabo rośnie w miarę zmniejszania się temperatury do ok. 77 K, zaś przy dalszym zmniejszaniu się temperatury do 4.2 K rośnie prawie liniowo. Na rys.27 przedstawiono przykładowo zależność $R_0A = f(\frac{10^3}{T})$ w całym zakresie mierzonych temperatur od 4.2 K do 300 K dla złączy F-3 i E-4.



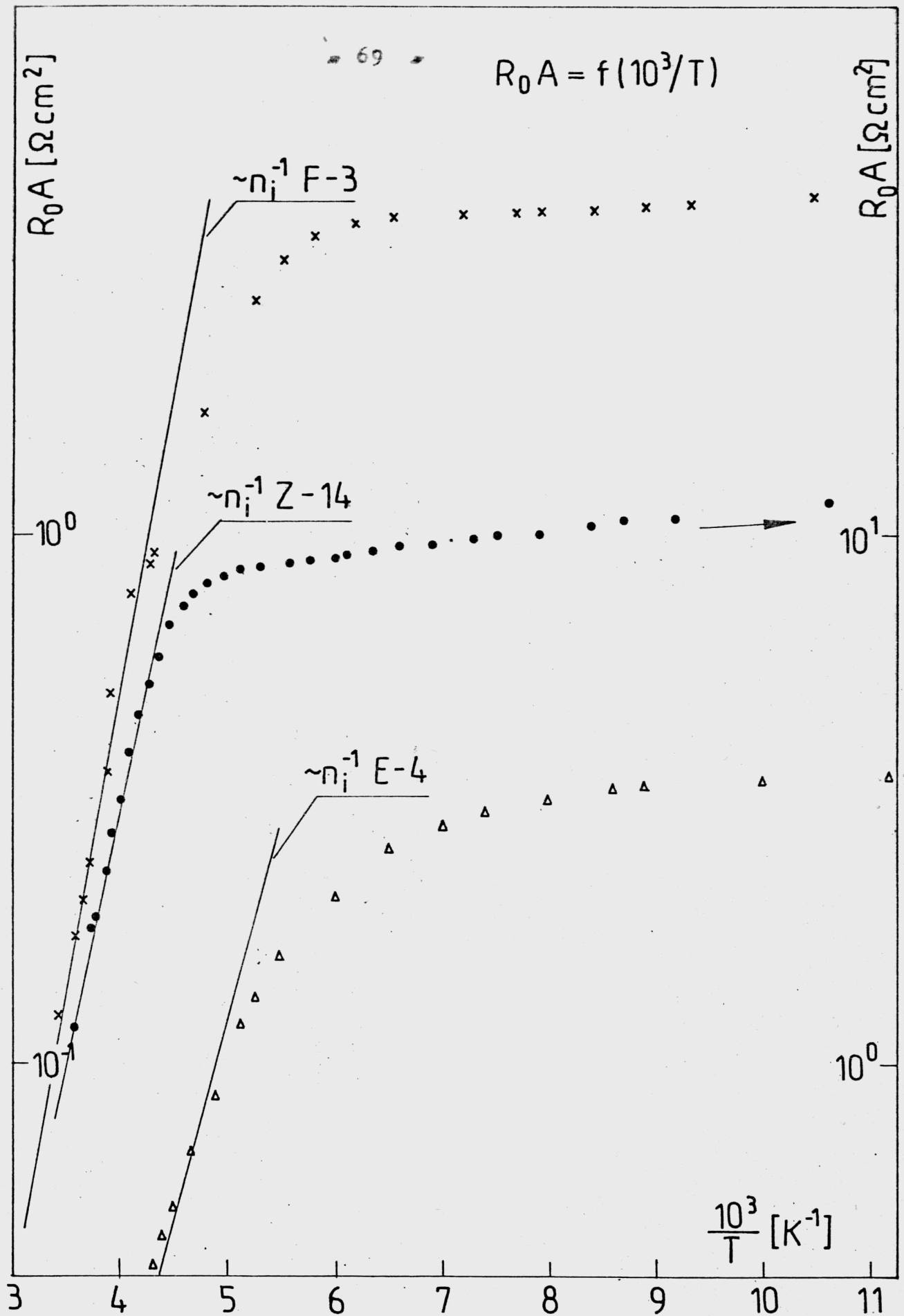
Rys.23. Charakterystyka $dU/dI = f(U)$ dla złącza E-4 dla kilku temperatur od 4.2 K do 9 K.



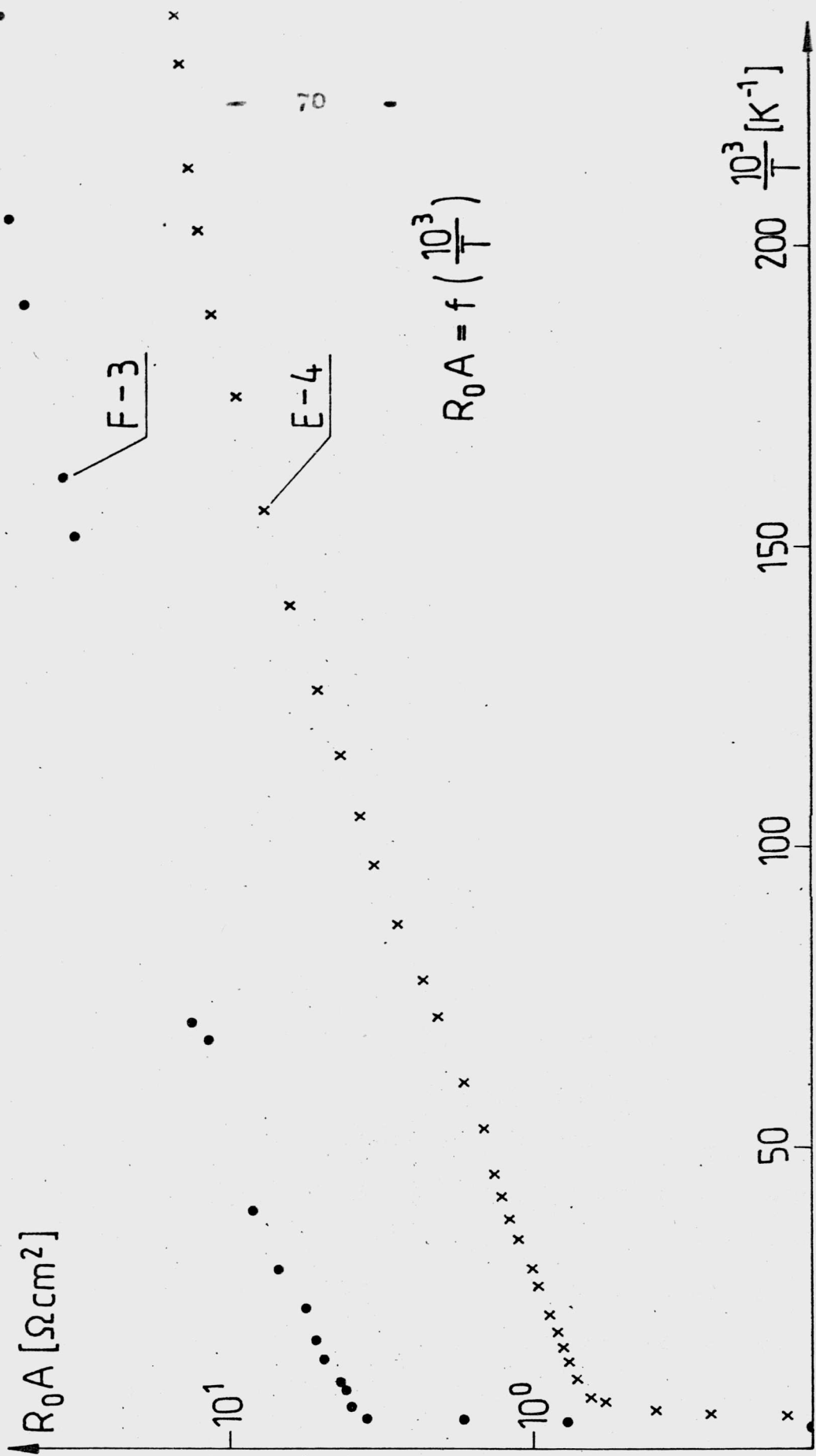
Rys. 24. Charakterystyka $dU/dI = f(U)$ dla złącza E-4 dla kilku temperatur od 12 K do 20 K.



Rys.25. Charakterystyka $d^2U/dI^2 = f(U)$ dla złącza E-4 dla kilku temperatur od 4.2 K do 12 K.



Rys.26. $R_0 A = f(\frac{10^3}{T})$ dla złączy F-3, Z-14 i E-4.
Prawa skala $R_0 A$ dotyczy złącza Z-14.

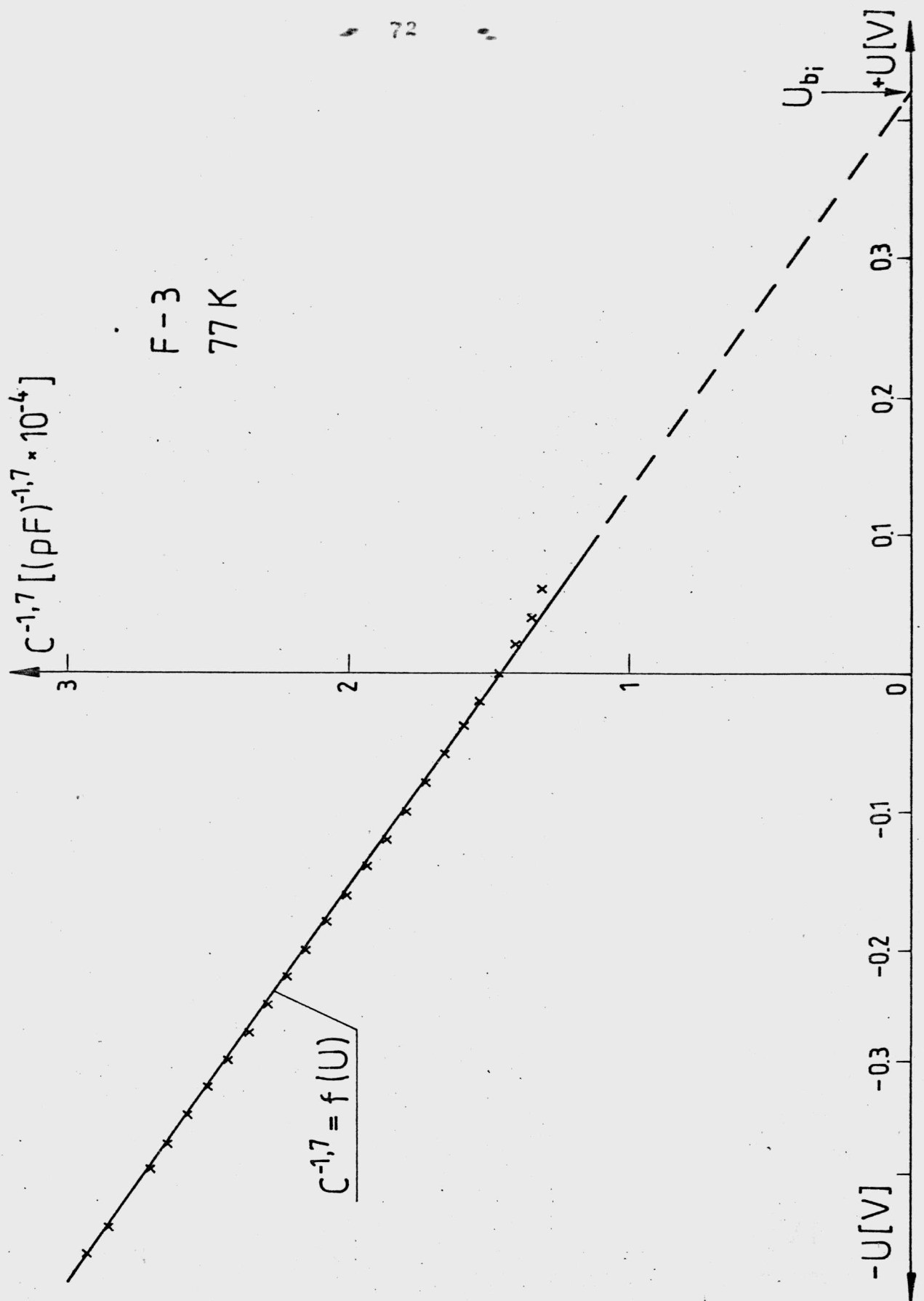


Rys.27. $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złączy F-3 i E-4 w całym zakresie mierzonych temperatur od 4.2 K do 300 K.

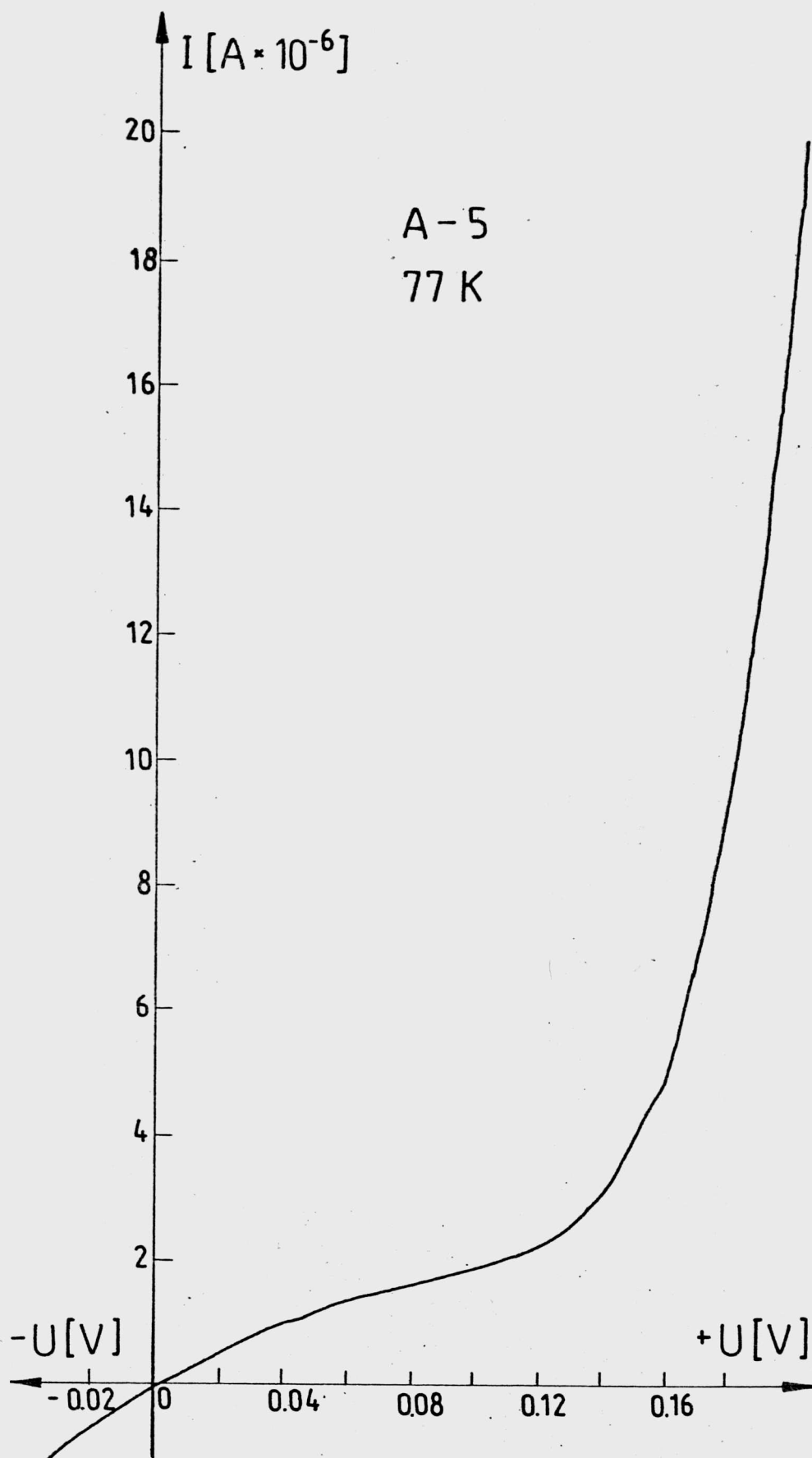
Z pomiarów charakterystyk $C = f(U)$ określono wartość parametru t , który dla złączy serii E i złączy Z-14 i A-2 wynosi $t = 2$, natomiast dla złącza F-3 wynosi $t \approx 1.7$. Na rys.28 przedstawiono przykładowo zależność $C^{-t} = f(U)$ dla złącza F-3 w 77 K.

Dla złączy grupy III wartość $\lambda_{C_0}(77)$ wynosi ok. 4 μm . Są to złącza A-5, C-1, F-5, H-1 i Z-1. Na rys.29 przedstawiono przykładowo charakterystykę $I = f(U)$ dla złącza A-5 w 77 K, dla polaryzacji w kierunku przewodzenia. Natomiast charakterystyki prądowo-napięciowe dla polaryzacji zaporowej zachowują się następująco: dla dużych napięć polaryzujących, prąd najpierw maleje, potem rośnie i znów maleje, w miarę zmniejszania się temperatury. Na rys.30 przedstawiono przykładowo charakterystyki $I = f(U)$ dla złącza H-1, dla kilku temperatur od 15 K do 167 K. Na charakterystykach $dU/dI = f(U)$ obserwuje się w tych złączach anomalię zerową, tak jak i w poprzednich grupach, w $T = 4.2$ K, aż do ok. 20 K. Obserwuje się także spadek oporności złącza przy polaryzacji napięciem U w kierunku przewodzenia o wartości $eU \approx E_0$, nawet w temperaturach bliskich temperaturze ciekłego helu. Ilustruje to rys.31, na którym przedstawiono przykładowo charakterystykę $dU/dI = f(U)$ dla złącza F-5 dla kilku temperatur od 6 K do 22 K. Strzałkami zaznaczono napięcie przy którym następuje gwałtowny spadek oporności.

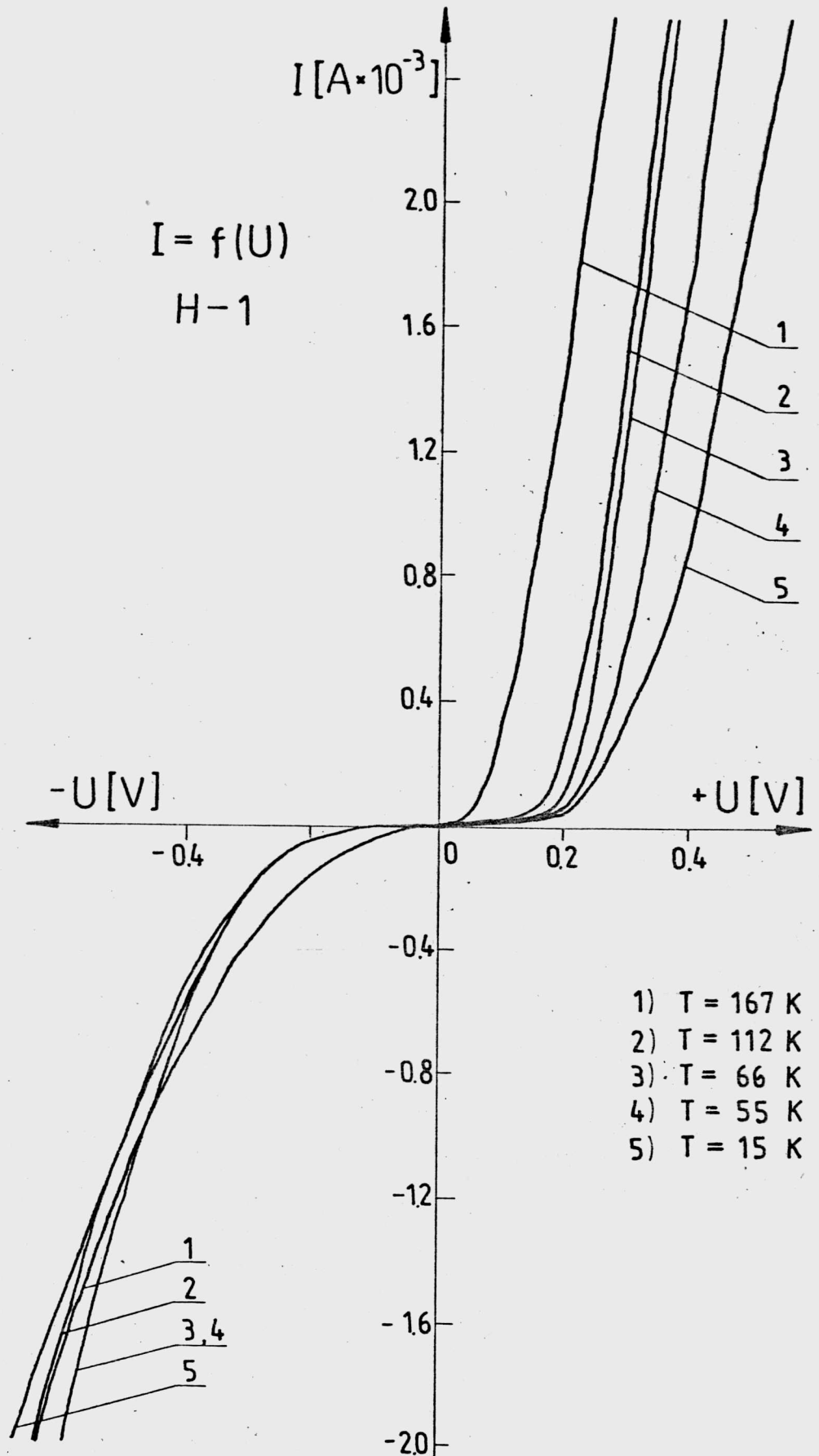
Dla złączy tej grupy zaobserwowano na charakterystykach $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ minimum, w zakresie temperatur od ok. 40 K do 80 K. Na rys.32 przedstawiono przykładowo zależność $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złączy F-5 i H-1. W wyższych temperaturach,



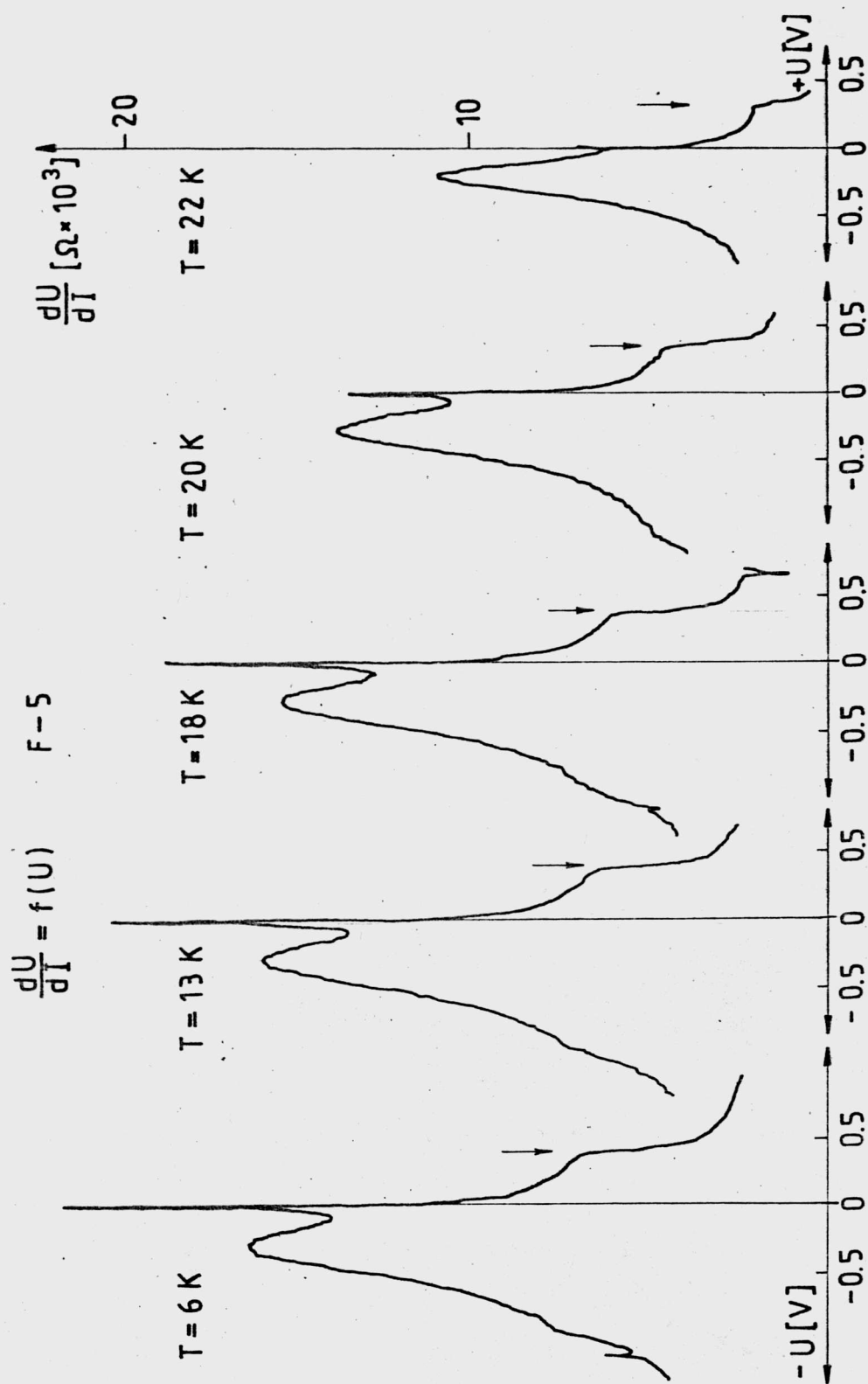
Rys. 28. Charakterystyka $C^{-t} = f(U)$ dla złącza F-3 w 77 K.



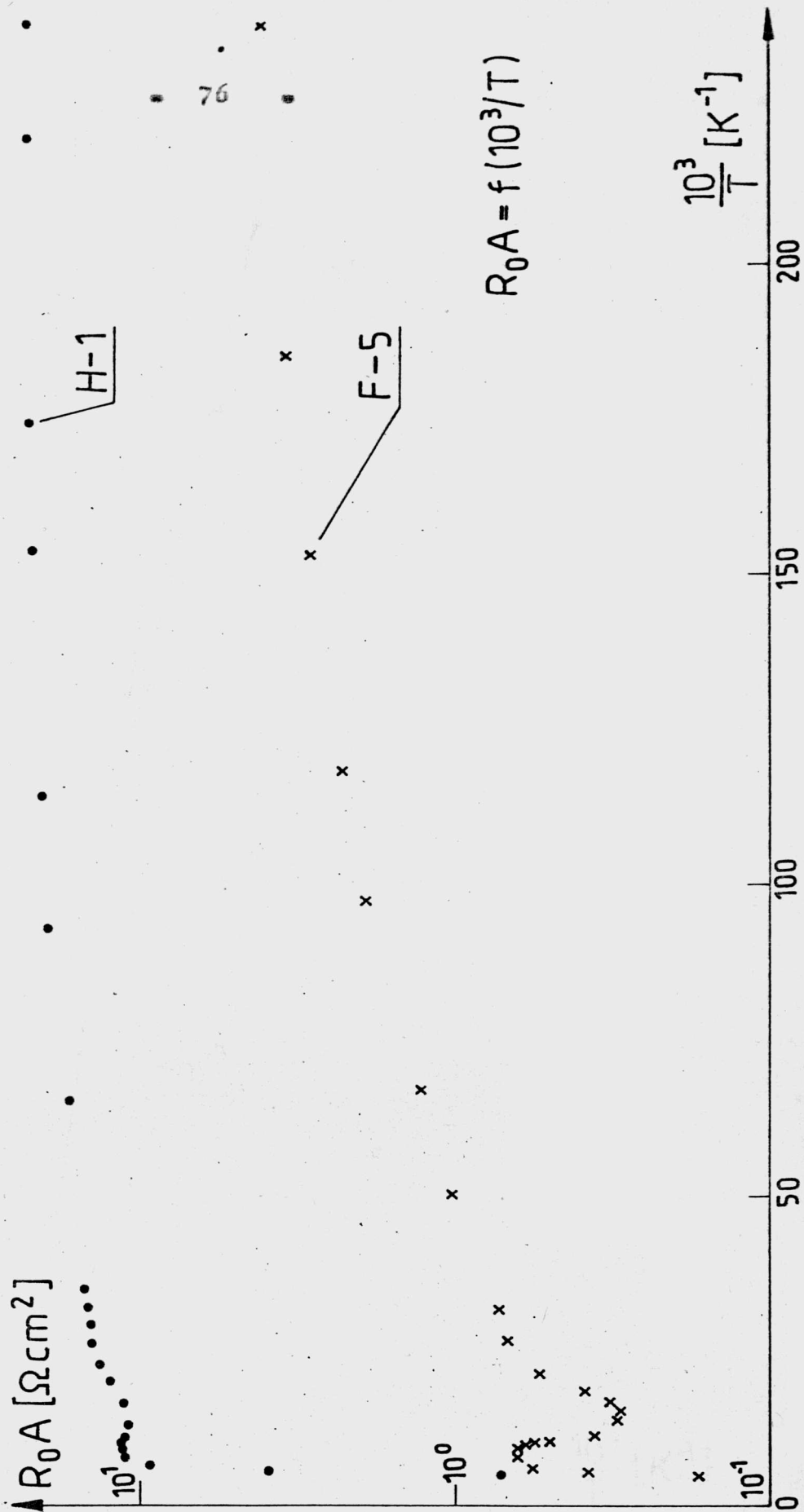
Rys.29. Charakterystyka $I = f(U)$ (dla polaryzacji w kierunku przewodzenia) dla złącza A-5 w 77 K.



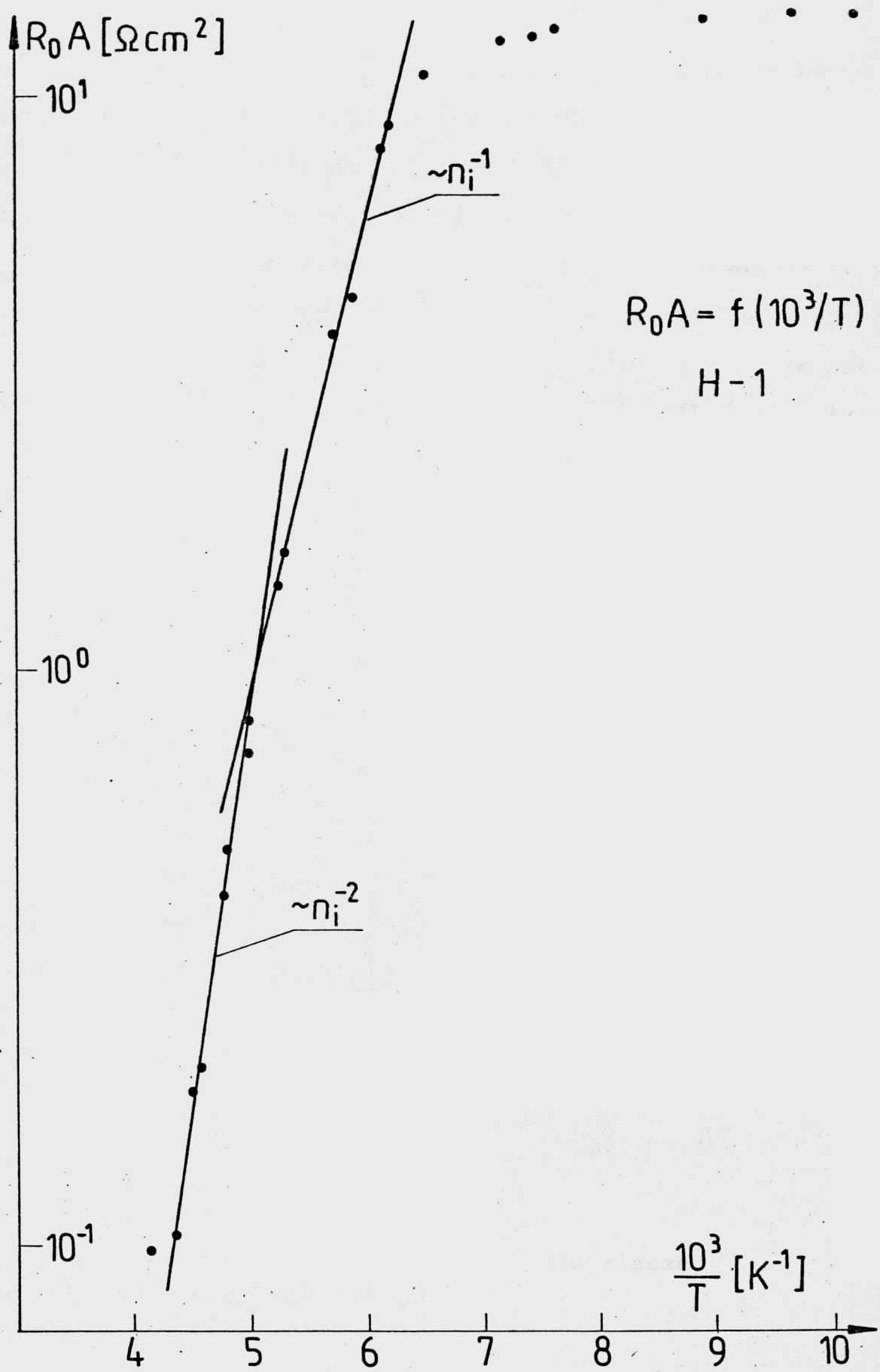
Rys. 30. Charakterystyki $I = f(U)$ dla złącza H-1 dla kilku temperatur od 15 K do 167 K.



Rys.31. Charakterystyki $dU/dI = f(U)$ dla złącza F-5, dla kilku temperatur od 6 K do 22 K.



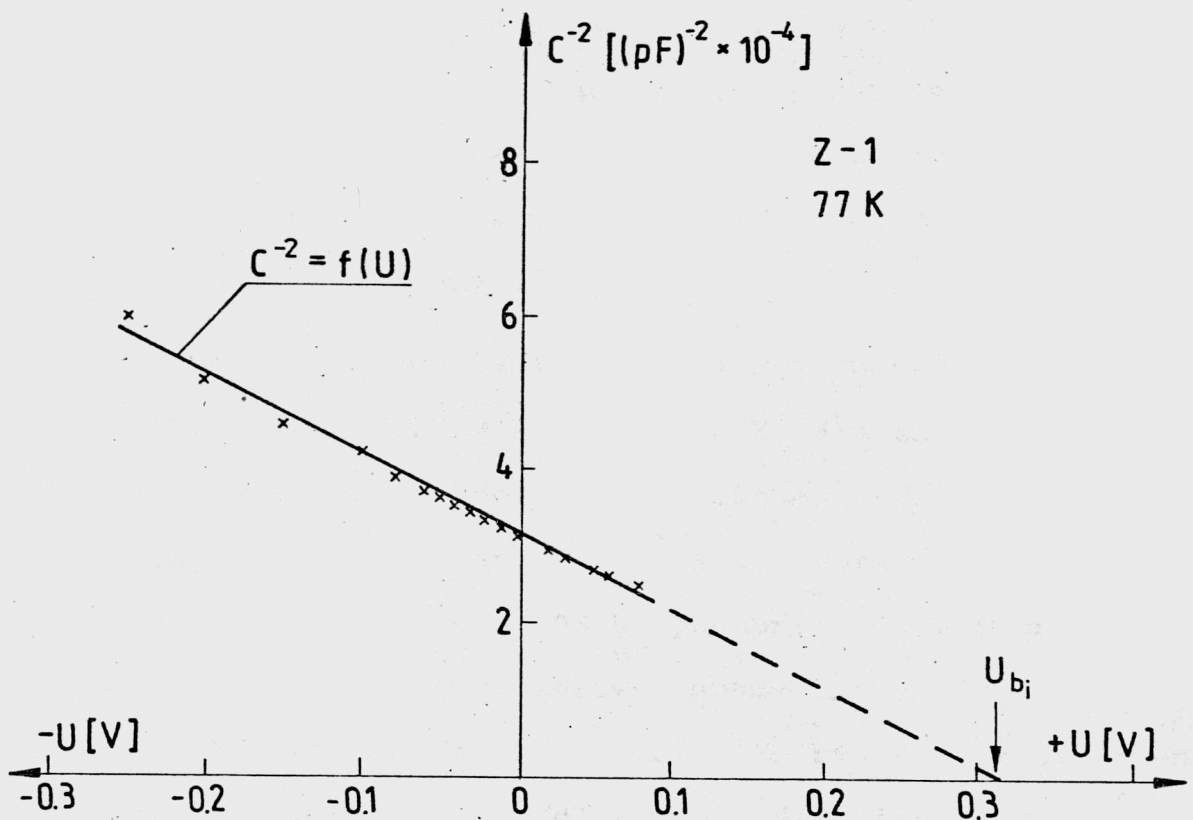
Rys. 32. $R_0A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złączy F-5 i H-1 w całym zakresie mierzonych temperatur od 4.2 K do 300 K.



Rys.33. $R_0 A = f(\frac{10^3}{T})$ dla złącza H-1 w zakresie temperatur od 100 K do 300 K.

$R_0 A$ zachowuje się jak n_i^{-1} , a w pobliżu temperatury pokojowej jak n_i^{-2} . Na rys.33 przedstawiono przykładową zależność $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złącza H-1 w węższym zakresie temperatur (od 100 K do 300 K).

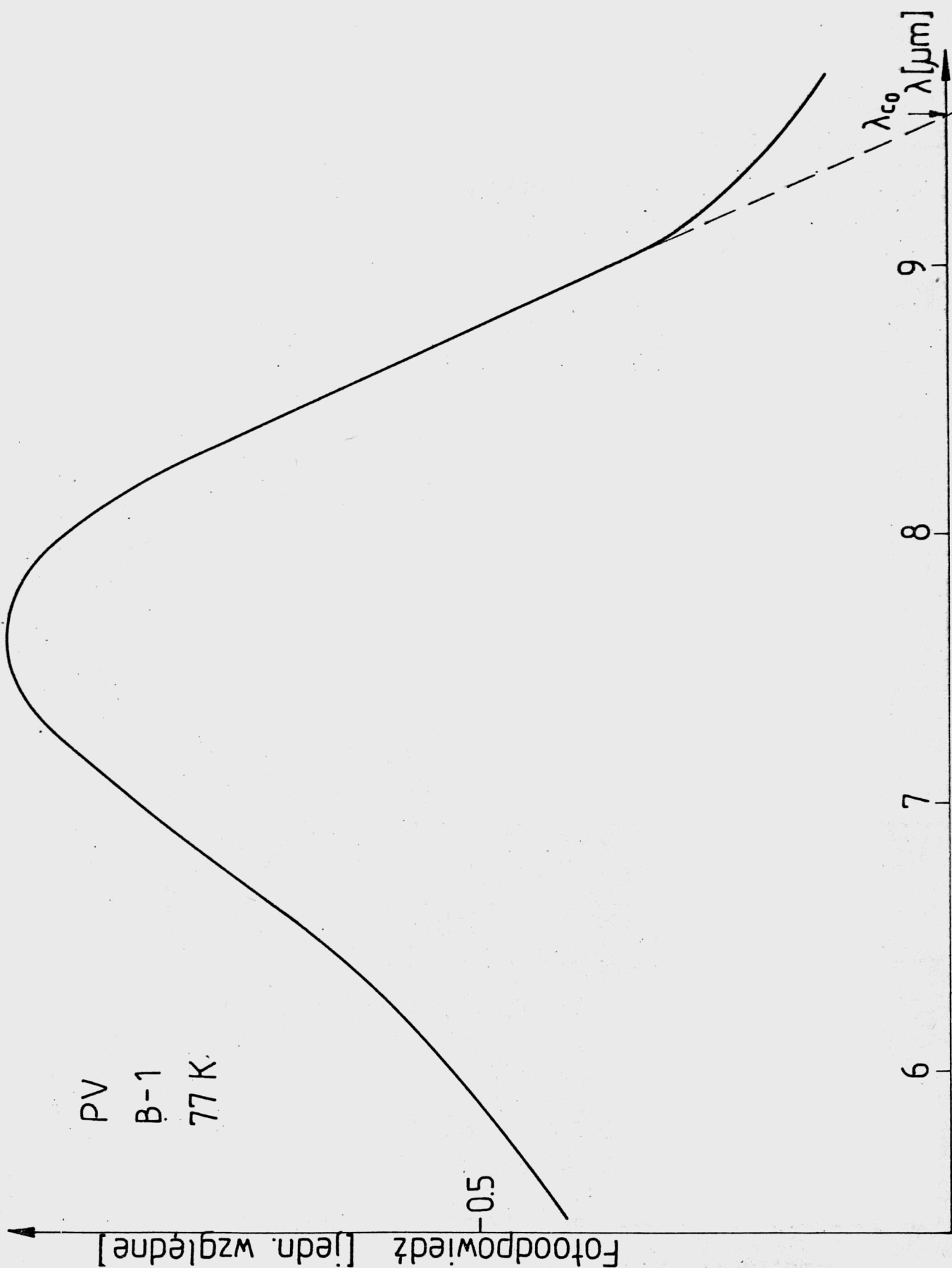
Z pomiarów charakterystyk $C = f(U)$ określono wartość parametru t , która wynosi $t = 2$ dla wszystkich złączy tej grupy, za wyjątkiem złącza F-5, dla którego $t = 1$. Na rys. 34 przedstawiono przykładowo zależność $C^{-t} = f(U)$ dla złącza Z-1 w 77 K.



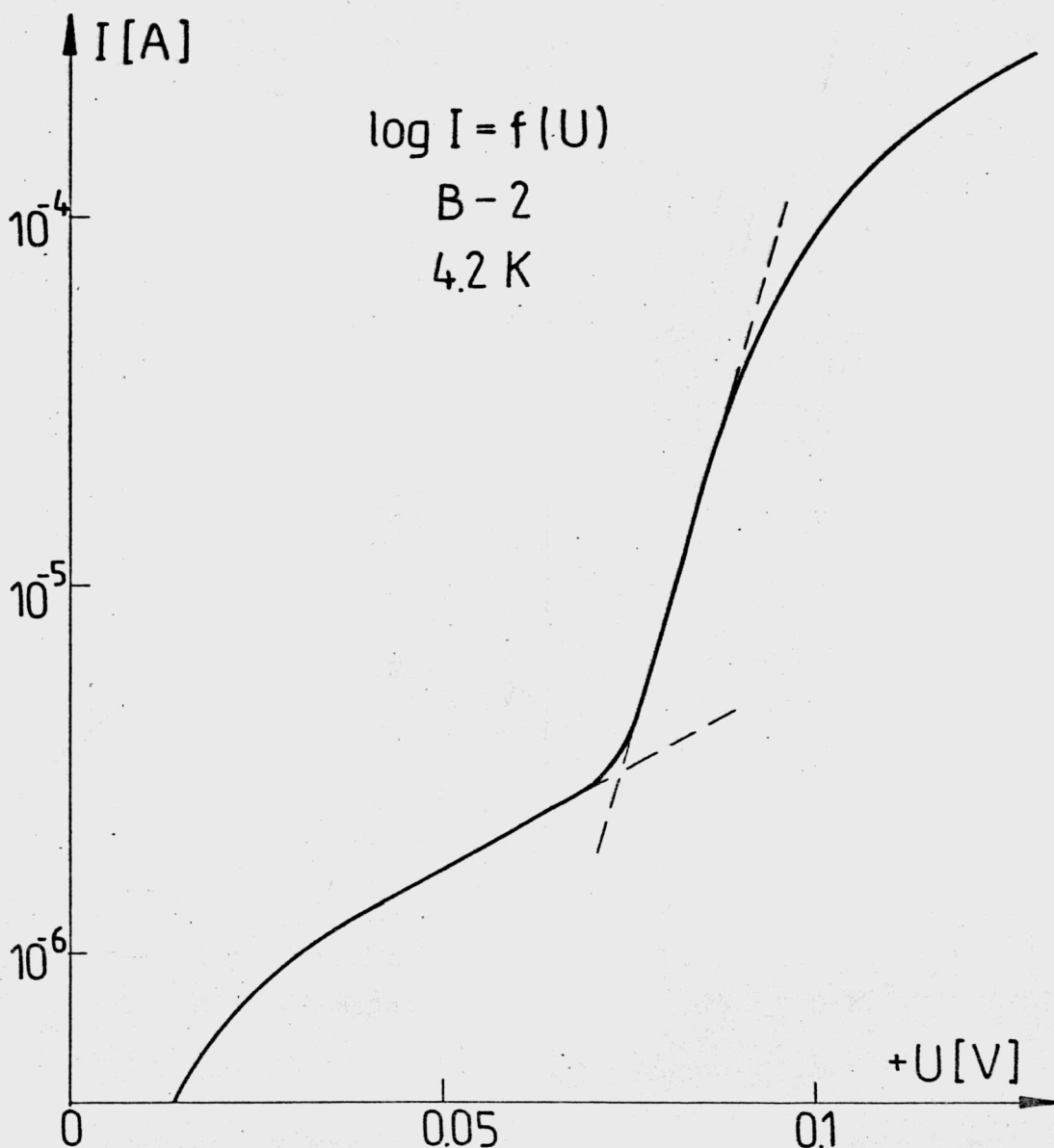
Rys.34. Charakterystyka $C^{-t} = f(U)$ dla złącza Z-1 w 77 K.

Dla czwartej grupy złączy , krawędzie charakterystyki efektu PV rosną mniej ostro niż dla poprzednich trzech grup. Przykładowo, na rys.35 przedstawiono charakterystykę efektu PV dla złącza B-1 w $T = 77$ K. Dla złączy tej grupy, dla polaryzacji napięciem w kierunku przewodzenia (szczególnie w niższych temperaturach) dają się zaobserwować dwa zakresy napięć, dla których zależność $\log I = f(U)$ jest prostopadlinowa. Ilustruje to rys.36 na którym przedstawiono przykładowo zależność $\log I = f(U)$ dla złącza B-2 w $T = 4.2$ K. Pierwszy zakres, o mniejszym współczynniku nachylenia, występuje dla napięć $U < E_0/e$, zaś drugi, dla napięć $U \approx E_0/e$, o większym współczynniku. Prąd płynący przez te złącza, dla polaryzacji zaporowej, najpierw maleje ze zmniejszaniem się temperatury, potem rośnie i znów maleje, tak jak to miało miejsce dla złączy grupy III.

Rysunek 37 przedstawia przykładową zależność $I = f(U)$ dla kilku temperatur od 6 K do 110 K dla złącza D-6. Na charakterystykach oporności różniczkowej dU/dI w funkcji napięcia pojawia się zerowa anomalia, która znika ze wzrostem temperatury powyżej ≈ 25 K podobnie jak w poprzednich grupach złączy. Maksimum zerowej anomalii występuje dla wartości napięć $0 \leq eU \leq$ kilka meV . Na rys.38 przedstawiono przykładowo zależność $dU/dI = f(U)$ dla złącza P-138 w kilku temperaturach od 4.2 K do 40 K. Pojawiają się też osobliwości, ale tylko dla napięć polaryzujących złącza w kierunku przewodzenia, lepiej widoczne na charakterystykach $d^2U/dI^2 = f(U)$ i znikające powyżej $T \approx 30$ K. Na rysunku 39 przedstawiono przykładowo zależność $d^2U/dI^2 = f(U)$ dla złącza P-138 w $T = 4.2$ K.



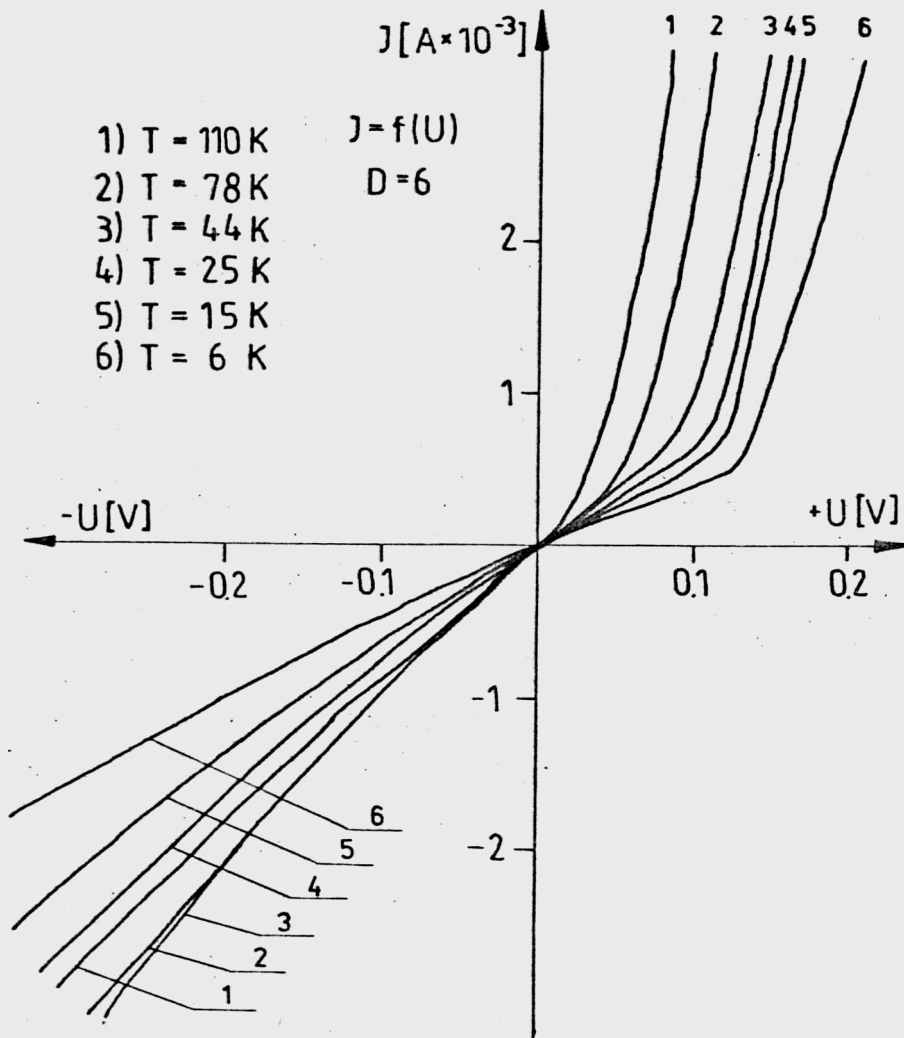
Rys.35. Charakterystyka efektu PV dla złącza B-1 w 77 K.



Rys.36. Charakterystyka $\log I = f(U)$ w $T = 4.2$ K dla złącza B-2 .

Na zależnościach $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ pojawia się minimum tak jak to miało miejsce w wypadku złączy grupy III.

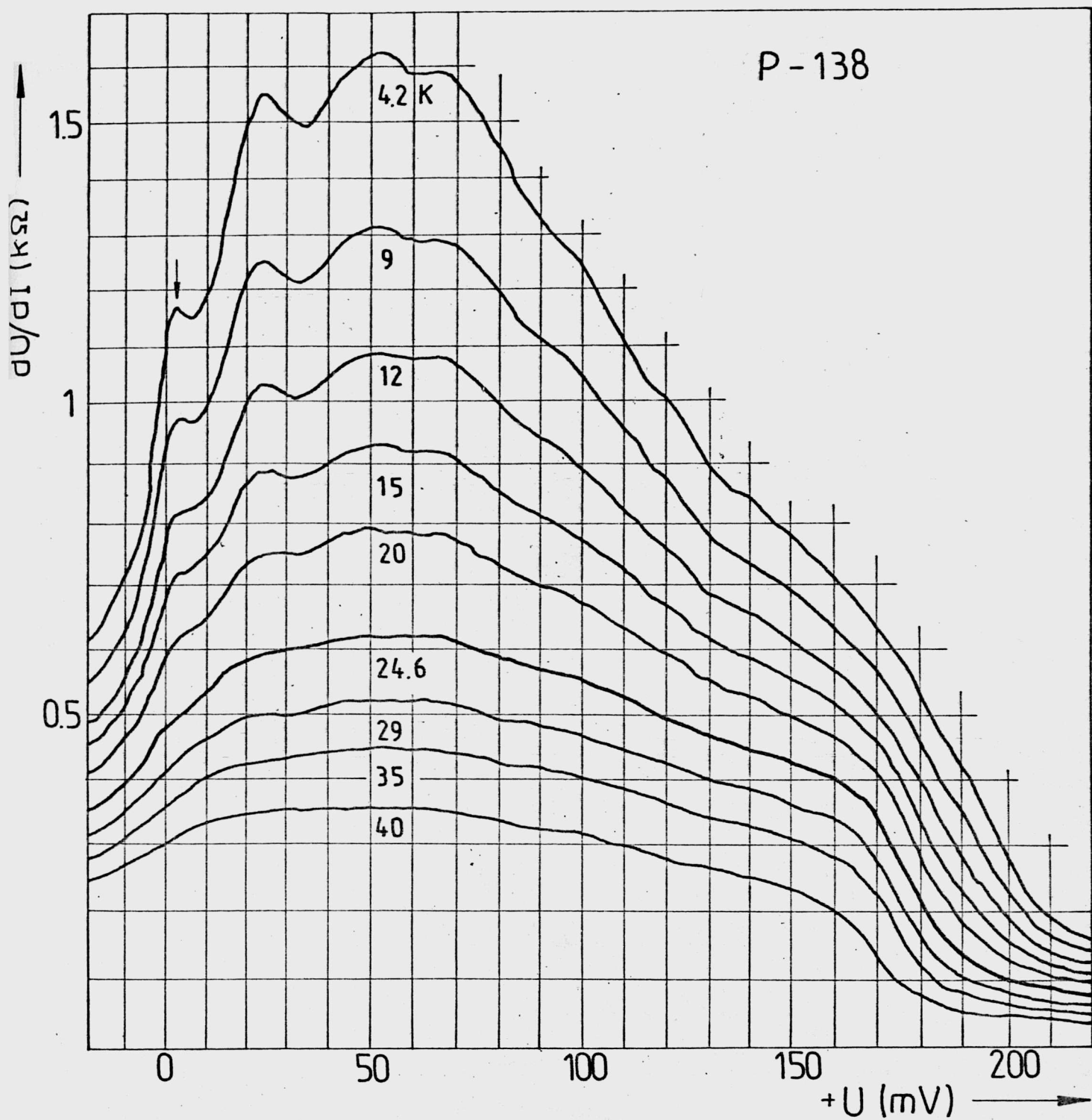
Na rys.40 przedstawiono przykładowe zależności $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla kilku złączy p-n z tej grupy. Ze wzrostem temperatury (powyżej obszaru minimum), parametr $R_0 A$ zachowuje się jak



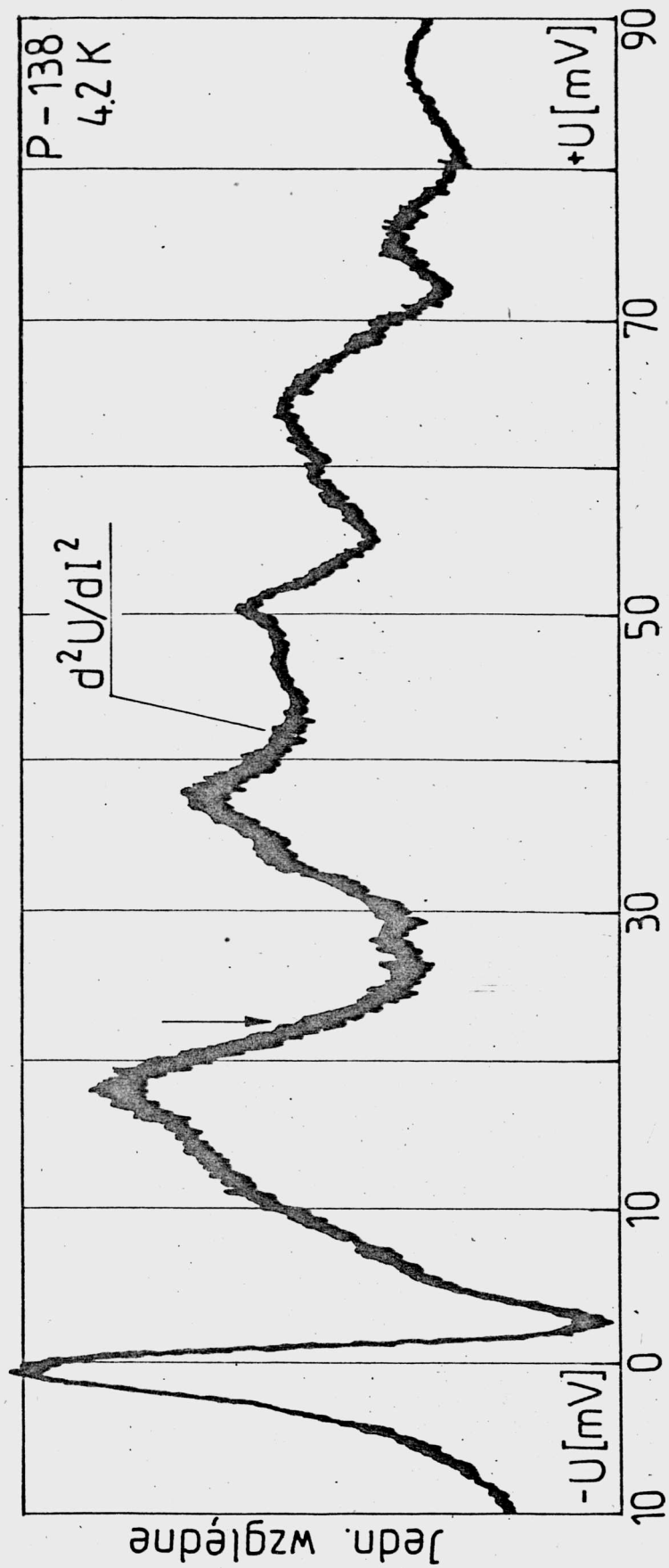
Rys.37. Charakterystyki $I = f(U)$ dla złącza D-6 dla kilku temperatur od 6 K do 110 K.

n_i^{-1} i nie osiąga zakresu zmian typu n_i^{-2} do temperatury 300 K włącznie, dla żadnego złącza z tej grupy złączy. Ilustruje to rys.41, na którym przedstawiono przykładowo zależność $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złączy B-2, C-2 i B-4.

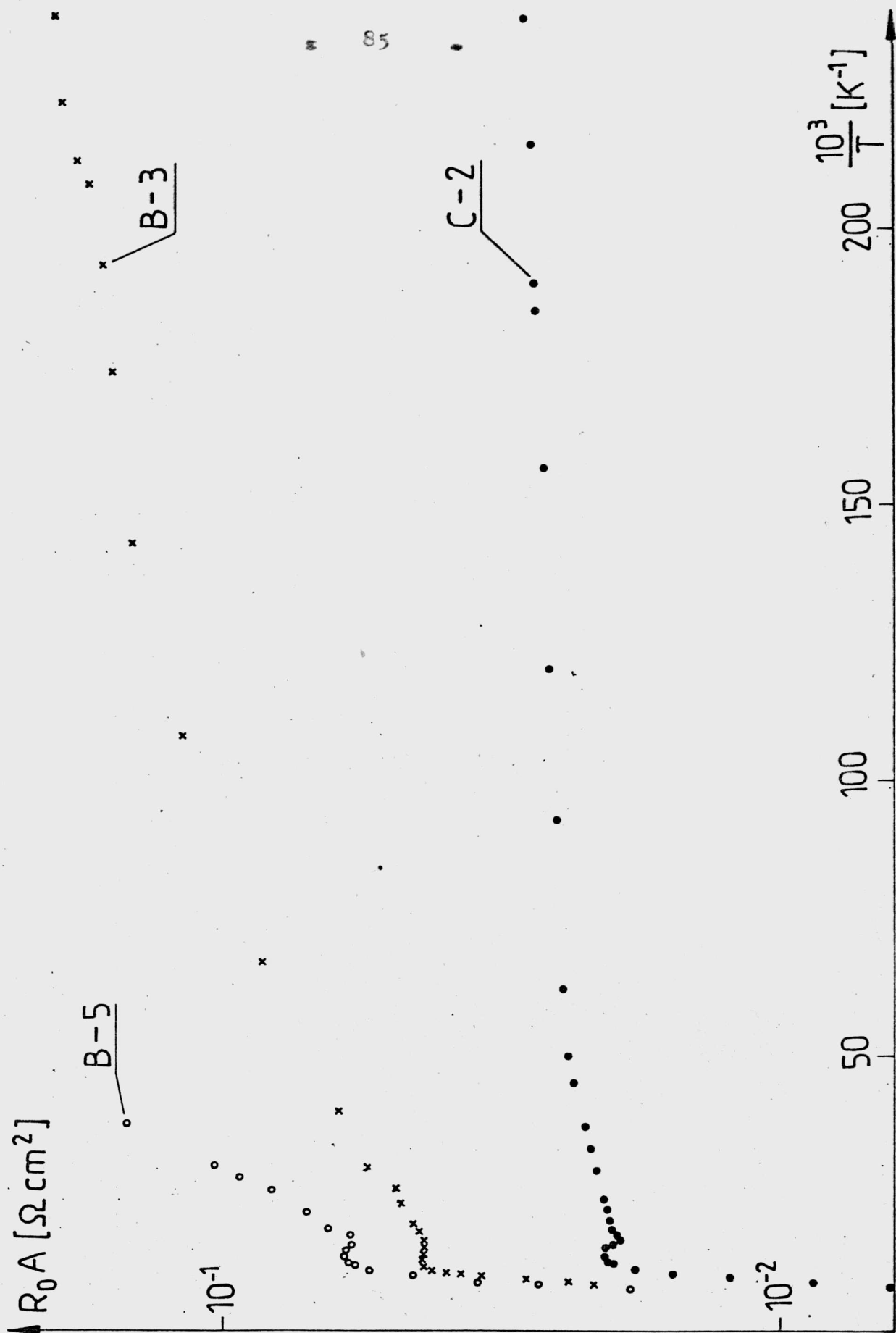
Dla złączy grupy IV nie zmierzono charakterystyk $C = f(U)$ ze względu na bardzo małą oporność różniczkową w 77 K za wyjątkiem złączy Z-11 i Z-13, które mają wyższą oporność różniczkową niż pozostałe złącza tej grupy. Dla tych złączy określono parametr $t = 2$.



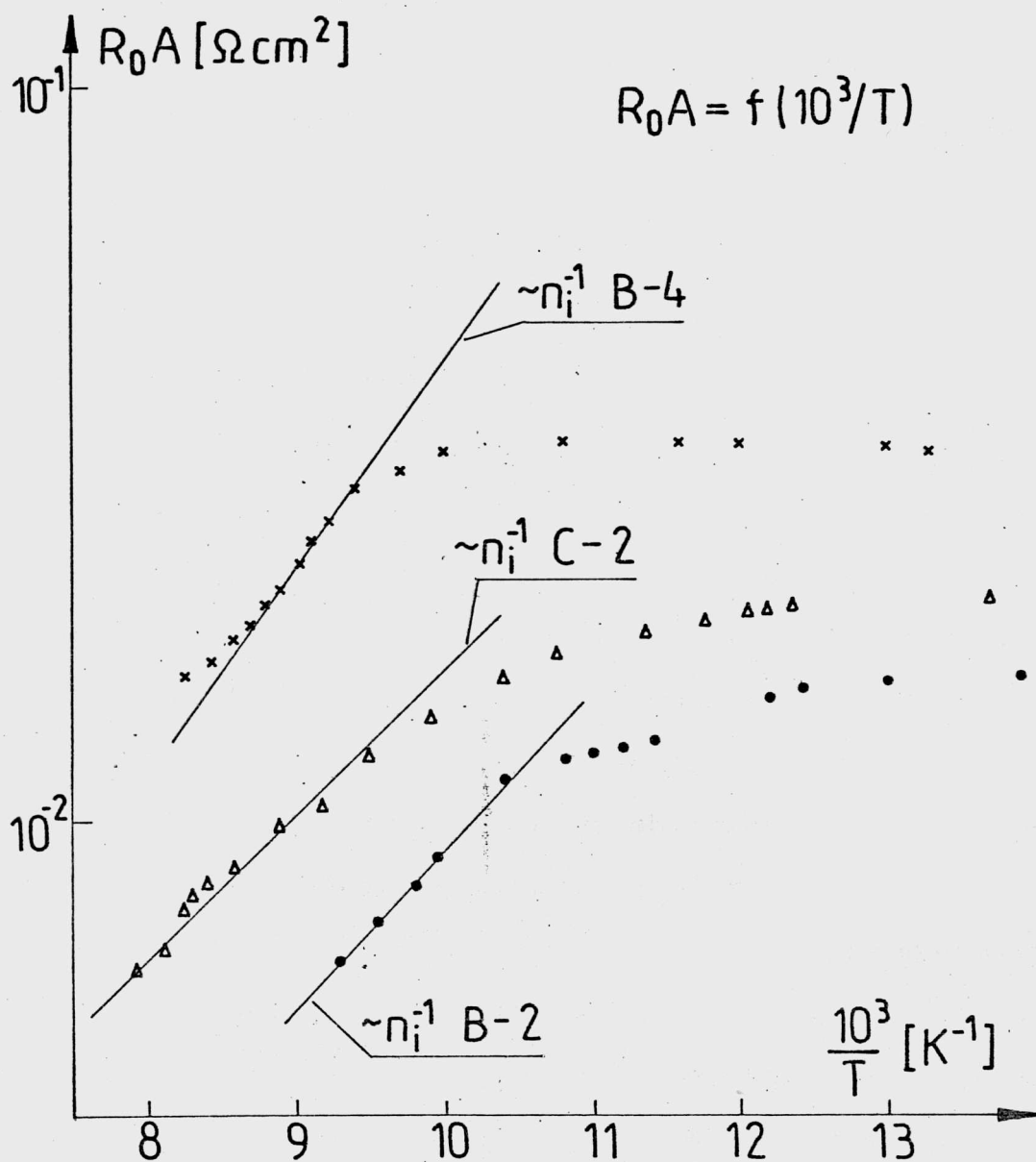
Rys. 38. Charakterystyki $dU/dI = f(U)$ dla złącza P-138 dla kilku temperatur od 4.2 K do 40 K.



Rys. 39. Zależność $d^2U/dI^2 = f(U)$ dla złącza P-138 w $T = 4.2$ K.



Rys. 40. $R_0A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla kilku związków grupy IV



Rys. 41. $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złącza B-2, C-2 i B-4
w zakresie temperatur od ok. 70 K do 125 K

4.4. Analiza wyników eksperymentalnych.

W pracy badano złącza p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ wykonane na bazie epitaksjalnych warstw $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. W badanych złączach wartość $\lambda_{C_0}(77)$ zmieniała się od ok. $1 \mu\text{m}$ do kilkunastu μm , co odpowiada zmianom E_0 od ok. $1,08 \text{ eV}$ do $0,06 \text{ eV}$ oraz składom molowym $0,19 < x < 0,80$.

Krawędź efektu PV jest stosunkowo ostro rosnąca szczególnie dla mniejszych wartości $\lambda_{C_0}(77)$ (patrz rys.15,21,35) a także sygnał fotoodpowiedzi rośnie wraz ze zmniejszaniem się wartości $\lambda_{C_0}(77)$.

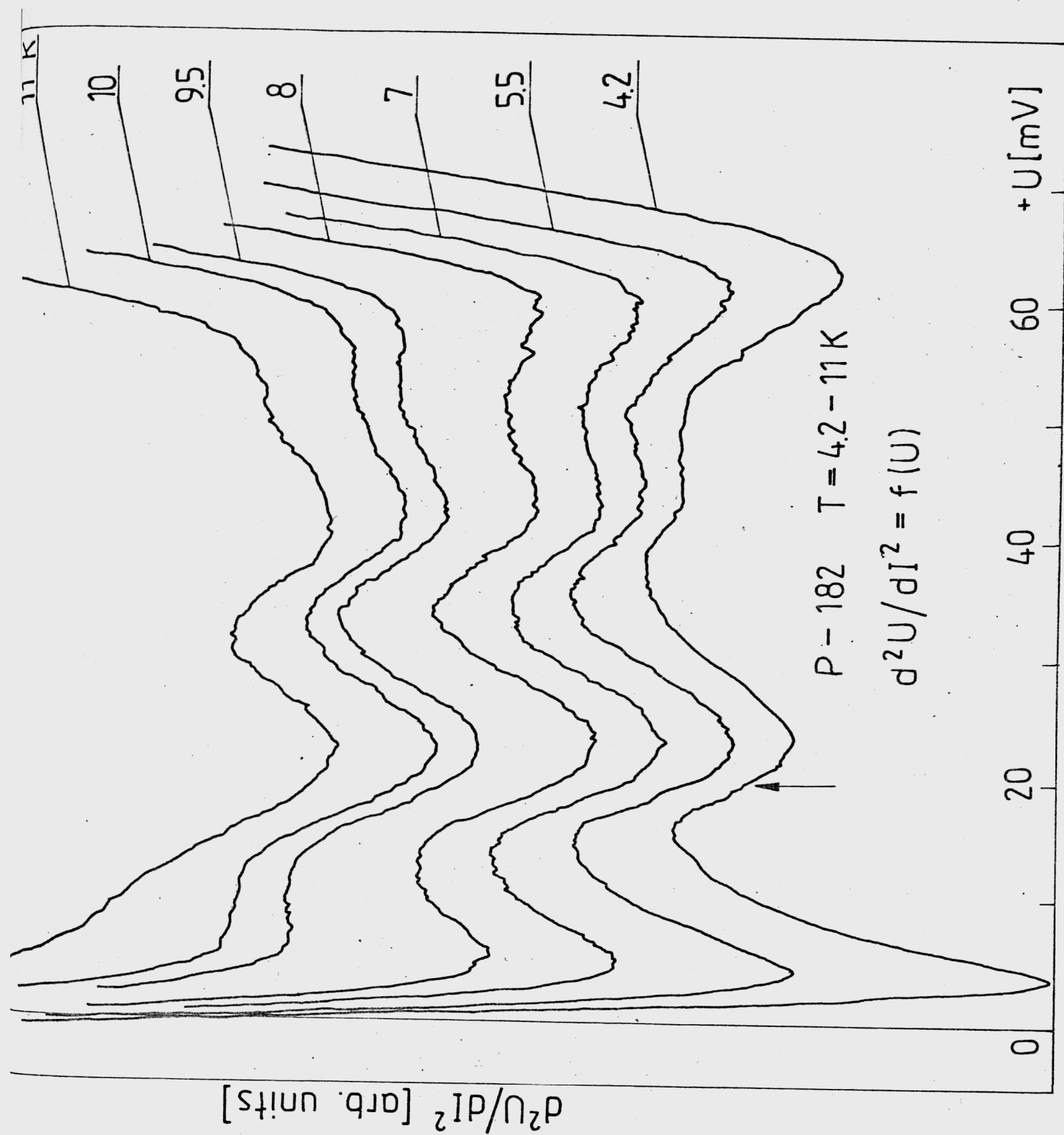
Dla wszystkich badanych złączy w zakresie temperatur od $4,2 \text{ K}$ do ok. 25 K zaobserwowano tzw. anomalię zerową. Za istnienie tej anomalii, odpowiedzialny jest efekt tunelowania rezonansowego [43]. Jakościowe porównanie charakterystyk oporności różniczkowej dU/dI w funkcji napięcia U polaryzującego badane złącze, z wynikami obliczeń teoretycznych $dU/dI = f(U)$ wykonanych w pracy [43] (rys.8 rozdz.3.6), pozwala przypuszczać, że defekty odpowiedzialne za efekt tunelowania rezonansowego umiejscowione są w obszarze ładunku przestrzennego, w pobliżu strony p, w odległości energetycznej E_{R_0} takiej, że $0 \leq E_{R_0} \leq$ kilka meV powyżej poziomu Fermiego przy zerowej polaryzacji, np. dla złącza P-138, wartość $E_{R_0} \cong 3 \text{ meV}$ (patrz strzałka na rys.38).

W $T = 4,2 \text{ K}$, dla wielu złączy na charakterystykach dU/dI w funkcji napięcia U polaryzującego, pojawiają się osobliwości lepiej widoczne na charakterystykach $d^2U/dI^2 = f(U)$ ale tylko dla polaryzacji w kierunku przewodzenia. Osobliwości

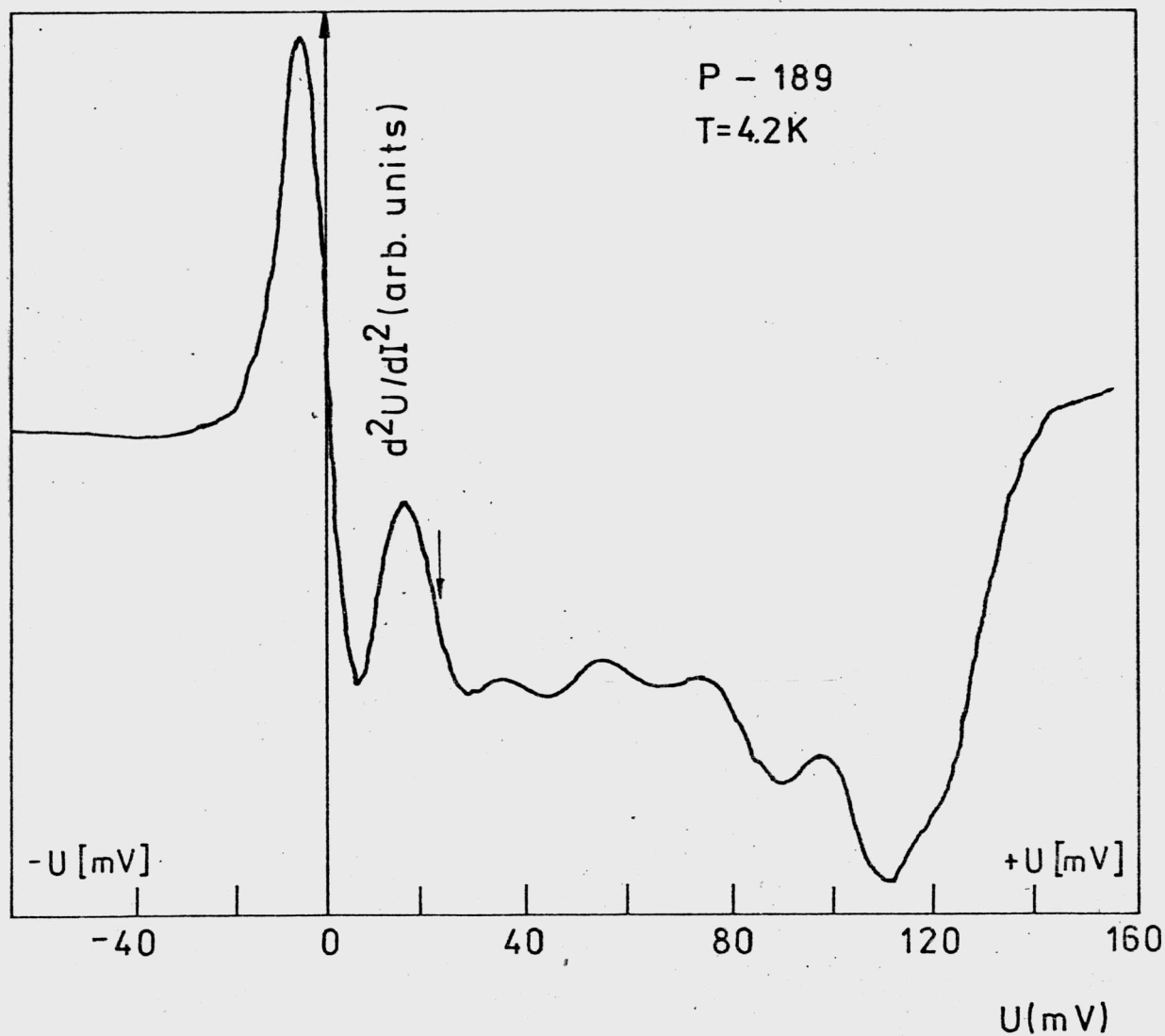
te znikają podobnie jak zerowa anomalia przy wzroście temperatury powyżej ok. 20 - 30 K . Związane są one z tunelowaniem rezonansowym z udziałem fononów (patrz rozdz.3.6). Położenie tych osobliwości pozwala określić wartość energii fononów podłużnych optycznych w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Na rys.42 i 43 przedstawiono zależności $d^2U/dI^2 = f(U)$ w $T = 4.2 \text{ K}$ dla złączy P-182 ($x = 0,2$) i P-189 ($x = 0,25$) . Strzałkami oznaczono osobliwości występujące przy $U = (20 \pm 1) \text{ meV}$. Ponieważ dla tych złączy wartość E_{R_0} określona z charakterystyk $dU/dI=f(U)$ wynosi ok. 2 meV , stąd zgodnie ze wzorem (63) wartość energii fononów podłużnych optycznych wynosi ok. $(18 \pm 1) \text{ meV}$. Natomiast wartość $\hbar\omega_{LO}$ określona z położenia osobliwości oznaczonej strzałką na rys.39 dla złącza P-138 ($x = 0,27$) wynosi ok. $(19 \pm 1) \text{ meV}$ (przy wartości $E_{R_0} = 3 \text{ meV}$). Otrzymane tak wartości $\hbar\omega_{LO}$ są równe energii modu HgTe fononów LO w $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [23] dla rozpatrywanych wartości składów x . Mod CdTe fononu LO dla badanych składów powinien być wyraźnie słabszy i w związku z tym nie jest widoczny.

Występowanie osobliwości na charakterystykach $d^2U/dI^2 = f(U)$ przy większej polaryzacji (osobliwości na rys. 39,42 i 43 nie oznaczone strzałką) może być związane z tunelowaniem rezonansowym z udziałem poziomów znajdujących się w obszarze przerwy energetycznej po stronie p złącza p-n .

Dla złączy grupy I, II i III, w temperaturze 77 K , z pomiarów charakterystyk pojemności C w funkcji napięcia U polaryzującego złącza wynika, że większość złączy ma skokowy profil domieszek ($t = 2$; patrz tabela I). Jedynie kilka złączy ma parametr $t \neq 2$. Są to złącza: Z-6 ($t = 2.6$) ;



Rys.42. $d^2U/dI^2 = f(U)$ dla złącza P-182 w $T = 4.2$ K do 11 K.



Rys.43. $d^2U/dI^2 = f(U)$ dla złącza P-189 w $T = 4.2$ K

F-5 ($t \approx 1$) ; oraz F-3 ($t = 1.7$) . Określona na podstawie pomiarów $C = f(U)$ w 77 K wartość $e \cdot U_{bi}$ jest mniejsza lub równa w przybliżeniu wartości E_0 określonej z efektu PV, za wyjątkiem złączy grupy III, dla których $e \cdot U_{bi}$ jest większe od E_0 (patrz tabela I). Związane to jest z degeneracją po jednej lub po obydwu stronach złącza p-n . Dla złącza obustronnie zdegenerowanego wysokość bariery $e \cdot U_{bi}$ przy zerowej polaryzacji wyraża się [38] wzorem:

$$e \cdot U_{bi} = E_0 + E_{Fn} + E_{Fp} \quad (71)$$

i U_{bi} jest większe od E_0 , jeśli $(E_{Fn} + E_{Fp})$ jest większe od zera. Istnienie degeneracji po obu stronach złącza p-n w złączach grupy III potwierdzają dodatkowo charakterystyki prądowo-napięciowe (patrz rys.29) na których w zakresie temperatur od 4.2 K do ok. 100 K obserwuje się przegięcie dla polaryzacji napięciem U w kierunku przewodzenia. Przegięcie to związane jest z tunelowaniem pasmo-pasmo możliwym tylko w przypadku gdy złącze p-n jest obustronnie zdegenerowane. Brak wyraźnego obszaru o ujemnej oporności w badanych złączach grupy III związany jest najprawdopodobniej z istnieniem dużego prądu nadmiarowego.

W temperaturach bliskich 4.2 K dla złączy grupy III i IV , wartość napięcia przy którym prąd gwałtownie rośnie (oporność różniczkowa maleje) przy polaryzacji napięciem w kierunku przewodzenia, jest zbliżona do wartości U_{bi} (patrz rys.31 i 38). Natomiast dla złączy grupy I i II wartość ta jest większa od U_{bi} i rośnie wraz ze zmniejszaniem się λ_{C0} (77) (patrz rys.18 i 25) . Należy zwrócić uwagę, że mierzony spadek

napięcia jest sumą spadków napięć na samym złączu i na oporności szeregowej w skład której wchodzi oporności obszarów typu p i n, oraz oporności kontaktów. Można z tego wnioskować, że w złączach grupy III i IV oporność szeregową jest do pominięcia w porównaniu do oporności złącza, natomiast w złączach grupy I i II oporność szeregową jest porównywalną lub znacznie większą od oporności samego złącza. Związane jest to z faktem, że oporność obszaru typu p dla $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ z $x > 0,3$ rośnie w miarę wzrostu x i zmniejszającej się temperatury. Dlatego też niemożliwa jest analiza mechanizmów transportu przez złącza grupy I i II w tych temperaturach.

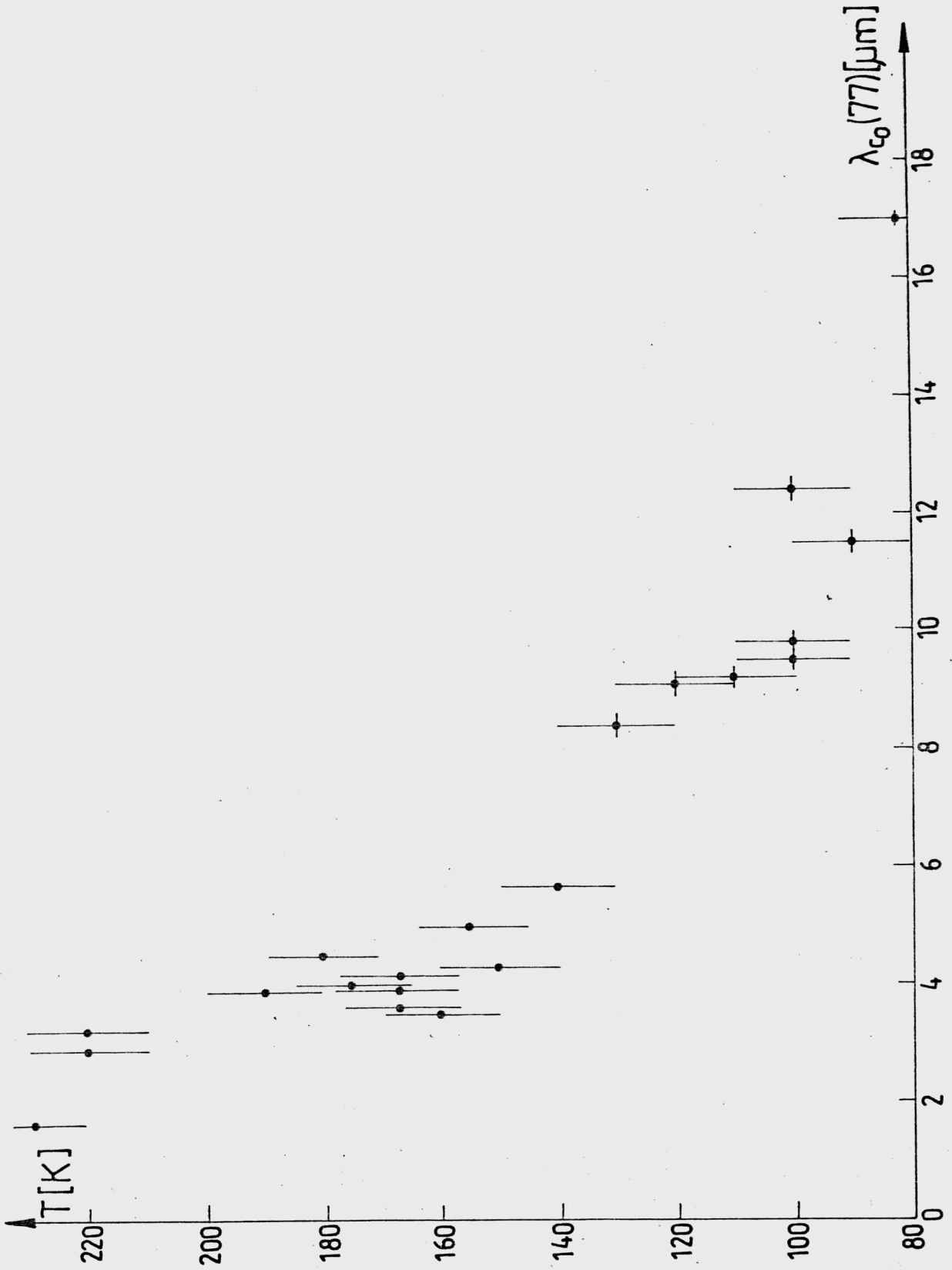
Należy zwrócić uwagę, że w złączach grupy III oporność szeregową jest do pominięcia, mimo że odpowiadająca im wartość $\lambda_{C_0}(77)$ mieści się w zakresie $\lambda_{C_0}(77)$ dla grupy II, dla której to oporność szeregową nie jest zanedbywalna. Może to być związane z faktem, że warstwy epitaksjalne z których wykonano złącza grupy III mają wyższą koncentrację akceptorów N_A niż złącza grupy II, o czym świadczą również wspomniane wcześniej przegięcia na charakterystykach prądowo-napięciowych związane z tunelowaniem pasmo-pasmo.

W temperaturach bliskich temperaturze pokojowej wszystkie złącza mają zanedbywalnie małą oporność szeregową w porównaniu do oporności samego złącza.

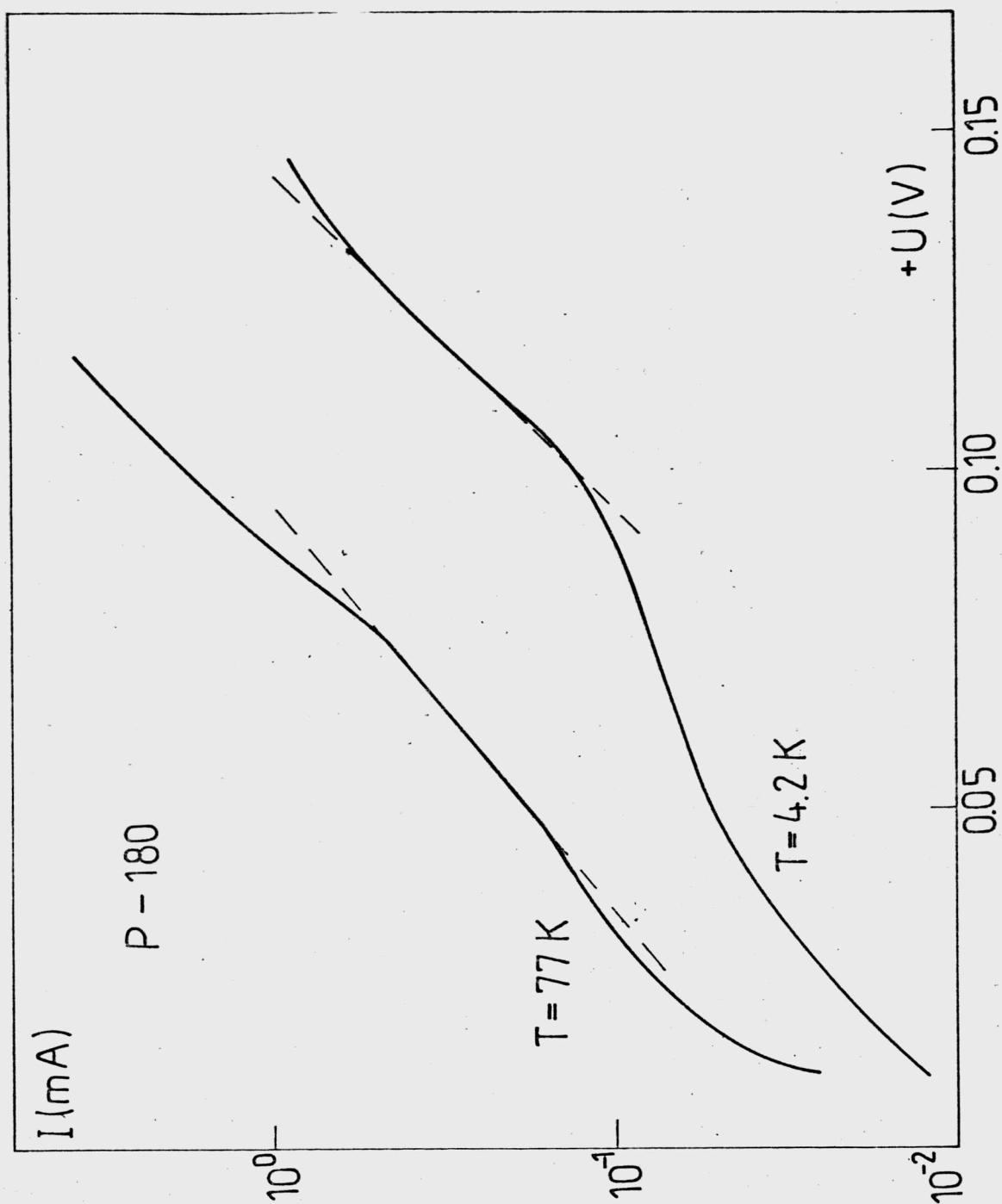
Dla wszystkich badanych złączy za wyjątkiem F-1 i Z-10 na charakterystykach $R_0A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ zaobserwowano w różnych zakresach temperatur (ale zawsze większych od ok. 80 K) zachowanie R_0A proporcjonalne do n_i^{-1} (patrz rys. 19, 26, 33, 41).

Świadczy to o dominacji prądu generacji-rekombinacji. W temperaturach bliskich temperaturze pokojowej dla złączy grupy III obserwuje się ponadto obszar w którym dominuje prąd dyfuzyjny. Świadczy o tym zachowanie się parametru $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ proporcjonalne do n_i^{-2} (patrz rys.33) .

Na rys.44 przedstawiono zależność temperatury przy której parametr $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ zaczyna zachowywać się proporcjonalnie do n_i^{-1} w funkcji $\lambda_{C_0}(77)$ dla wszystkich badanych złączy. Pionowymi kreskami zaznaczono błąd wyznaczenia tej temperatury zaś poziomymi błąd wyznaczenia wartości $\lambda_{C_0}(77)$ z pomiarów efektu PV. Temperatura przy której prąd ciemny może być ograniczony prądem generacji-rekombinacji rośnie w miarę zmniejszania się wartości $\lambda_{C_0}(77)$. Wiąże się to z faktem, że ze wzrostem $\lambda_{C_0}(77)$ maleje odpowiednio wartość przerwy energetycznej E_0 i prąd generacji-rekombinacji zaczynają dominować w niższej temperaturze. Żadne z badanych złączy, za wyjątkiem złącza D-1 nie jest ograniczone jako detektor PV prądem generacji-rekombinacji w temperaturze pracy, czyli w 77 K. Potwierdzają to również charakterystyki prądowo-napięciowe dla tych złączy, mierzone w 77 K, dla polaryzacji w kierunku przewodzenia. Otrzymane wartości współczynników nachylenia charakterystyk $\ln I = f(U)$ i ich nieznaczna zmiana z temperaturą, świadczyć mogą o dominacji prądu nadmiarowego, dla którego współczynnik nachylenia charakterystyk $\ln I_e = f(U)$ niewiele zmienia się w funkcji temperatury. Dla niektórych złączy współczynniki te nie zmieniają się z temperaturą w zakresie od 4.2 K do 77 K. Ilustruje to rys.45 na którym przedstawiono przykładową zależność $\log I = f(U)$ dla złącza P-180 w



Rys.44. Zależność temperatury przy której $R_0 A$ staje się $\sim n_i^{-1}$ w funkcji $\lambda_{c_0(77)}$



Rys. 45. Zależność $\log I = f(U)$ dla złącza P-180
w $T = 4.2 \text{ K}$ i $T = 77 \text{ K}$

$T = 4.2 \text{ K}$ i 77 K . Współczynnik nachylenia charakterystyk $\ln I = f(U)$ wynosi w tym wypadku ok. 20 V^{-1} w obydwu temperaturach.

Gdyby dominował prąd dyfuzyjny, wówczas te współczynniki nachylenia byłyby znacznie większe i zmieniałyby się od około 2760 V^{-1} w $T = 4.2 \text{ K}$ do 150 V^{-1} w $T = 77 \text{ K}$. Podobna sytuacja wystąpiłaby gdyby prądem dominującym był prąd generacji-rekombinacji. Wówczas współczynnik nachylenia powinien się zmieniać od 1380 V^{-1} w $T = 4.2 \text{ K}$ do 75 V^{-1} w $T = 77 \text{ K}$. Występowanie dwóch obszarów prostoliniowych na zależnościach $\log I = f(U)$ (dla polaryzacji w kierunku przewodzenia) w niskich temperaturach w złączach grupy IV może być związane z prądem nadmiarowym (pierwszy zakres, dla $eU < E_0$) i mieszanym mechanizmem: prądu generacji-rekombinacji i prądu nadmiarowego (drugi zakres, dla $eU \approx E_0$).

Dla złączy grupy III i IV w zakresie temperatur od ok. 40 K do 80 K , na charakterystykach $R_0 A = f(\frac{10^3}{T})$ obserwuje się minimum (patrz rys.32 i 40). Temperatura przy której występuje minimum odpowiada temperaturze przy której prąd płynący przez złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym wykazuje maksimum, np. dla złącza D-6, minimum występuje w $T \approx 60 \text{ K}$ (patrz rys.47 i krzywe 2,3 na rys.37).

Istnienie minimum na charakterystykach $R_0 A = f(\frac{10^3}{T})$ w złączach grupy III i IV wyjaśnić można tunelowaniem z udziałem poziomów akceptorowych.

Obliczono parametr $(R_0 A)_t$ związany z tunelowaniem z udziałem poziomów akceptorowych posługując się modelem przed-

stawionym w pracach [32, 38] dla złącza A-5 z grupy III oraz dla złączy: D-6, A-3 i B-4 z grupy IV.

Złącze A-5 jest złączem o skokowym profilu domieszek ($t = 2$). Dla takiego złącza, szerokość W_0 złącza przy zerowej polaryzacji wyraża się wzorem (68) w którym podstawiono $U = 0$. Obliczając natężenie pola elektrycznego w obszarze ładunku przestrzennego przy zerowej polaryzacji $F_0 = U_{bi}/W_0$ i podstawiając tą wartość F_0 do wzoru (54) otrzymano następującą zależność na parametr $(R_0 A)_t$ związany z tunelowaniem z udziałem poziomów akceptorowych dla złącza o skokowym profilu domieszek:

$$(R_0 A)_t = 2,36 \left(\frac{m_e^*}{m_0} \right)^{-1} \cdot 10^4 \cdot Z \cdot \exp(2,1 \cdot 10^{13} \cdot E_0 \cdot Z) \cdot \frac{N_v}{P_0} \left(1 + \frac{1,85 \cdot 10^{-14}}{Z \cdot k \cdot T} \right) \left[\Omega \text{ cm}^2 \right] \quad (72)$$

gdzie

$$Z = \left[\frac{\frac{m_e^*}{m_0} \cdot E_0 \cdot \xi_s}{N_B \cdot U_{bi}} \right]^{1/2} \quad (73)$$

i E_0 wyraża się w [eV], N_B w $[m^{-3}]$, U_{bi} w [V] i $k \cdot T$ w [eV].

Do obliczenia $R_0 A$ wartość $E_0(T)$ dla zadanej wartości x obliczono ze wzoru (4) natomiast $m_e^*(T)$ obliczono z zależności (3), przyjmując wartość pędowego elementu macierzowego w modelu Kane'a [54], $P = 8,4 \cdot 10^{-10}$ [eV/m]. Wartość rozszczepienia Δ wynikającego z oddziaływania spin-orbita,

obliczono przyjmując liniową zmianę Δ od składu, od wartości 0,9 [eV] dla CdTe do 1.1 [eV] dla HgTe [55].

Wartość ξ_s obliczono z następującej [56] zależności:

$$\xi_s = 20,5 - 13,75 \cdot x \quad (x < 0,45) \quad (74)$$

Wartość U_{bi} w 77 K przyjęto z pomiarów $C = f(U)$.

W celu określenia wysokości bariery U_{bi} dla temperatur różnych od 77 K, skorzystano ze wzoru (71). Z pomiarów efektu Halla określono koncentrację N_A . Ponieważ znany był tylko przedział wartości N_A a nie znana była jej dokładna wartość, przyjęto N_A jako parametr dopasowania. Wartość $E_{Fp}(T)$ zależy od N_A oraz od wartości energii poziomu akceptorowego E_A , którą również przyjęto jako parametr dopasowania. W obliczeniach przyjęto współczynnik degeneracji $g = 4$ [25].

Wartość E_{Fn} w 77 K obliczono ze wzoru (71). Stąd, zakładając że w $T = 77$ K wszystkie donory są zjonizowane, określono wartość N_D . Pozwoliło to na wyznaczenie wartości N_B .

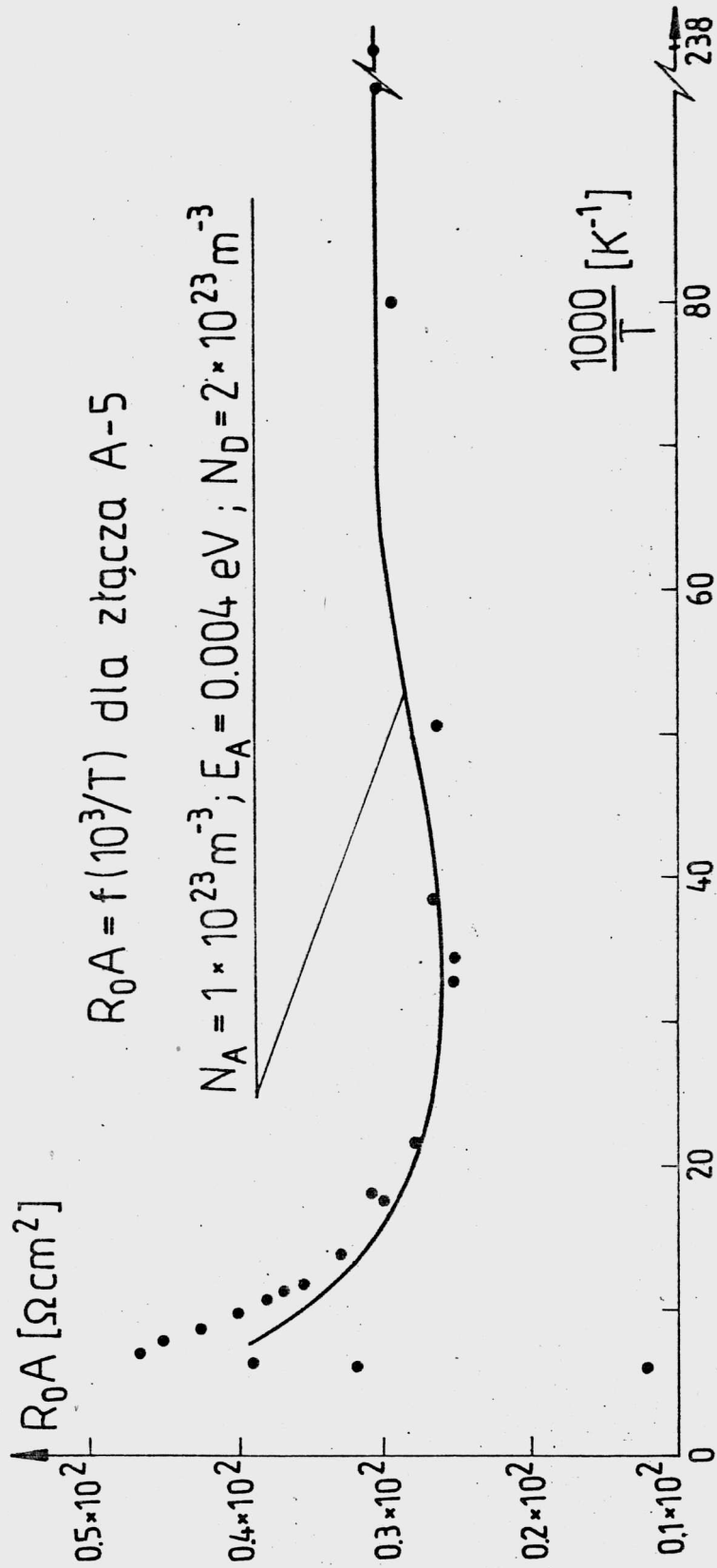
Następnie zakładając całkowitą jonizację donorów w całym zakresie temperatur w którym robione było dopasowanie, policzono zależność $E_{Fn}(T)$. Znajomość zależności $E_0(T)$ pozwoliła wyznaczyć zależność $U_{bi}(T)$. $N_v(T)$ obliczono korzystając ze wzoru (53) natomiast $P_0(T)$ obliczono korzystając z obliczonych uprzednio zależności $E_{Fp}(T)$ i $N_v(T)$.

Obliczony w ten sposób parametr $(R_0A)_t$ związany z mechanizmem tunelowania z udziałem poziomów akceptorowych daje dopasowanie do eksperymentalnych wartości R_0A jedynie w wąskim obszarze temperatur w pobliżu minimum. W niskich temperaturach,

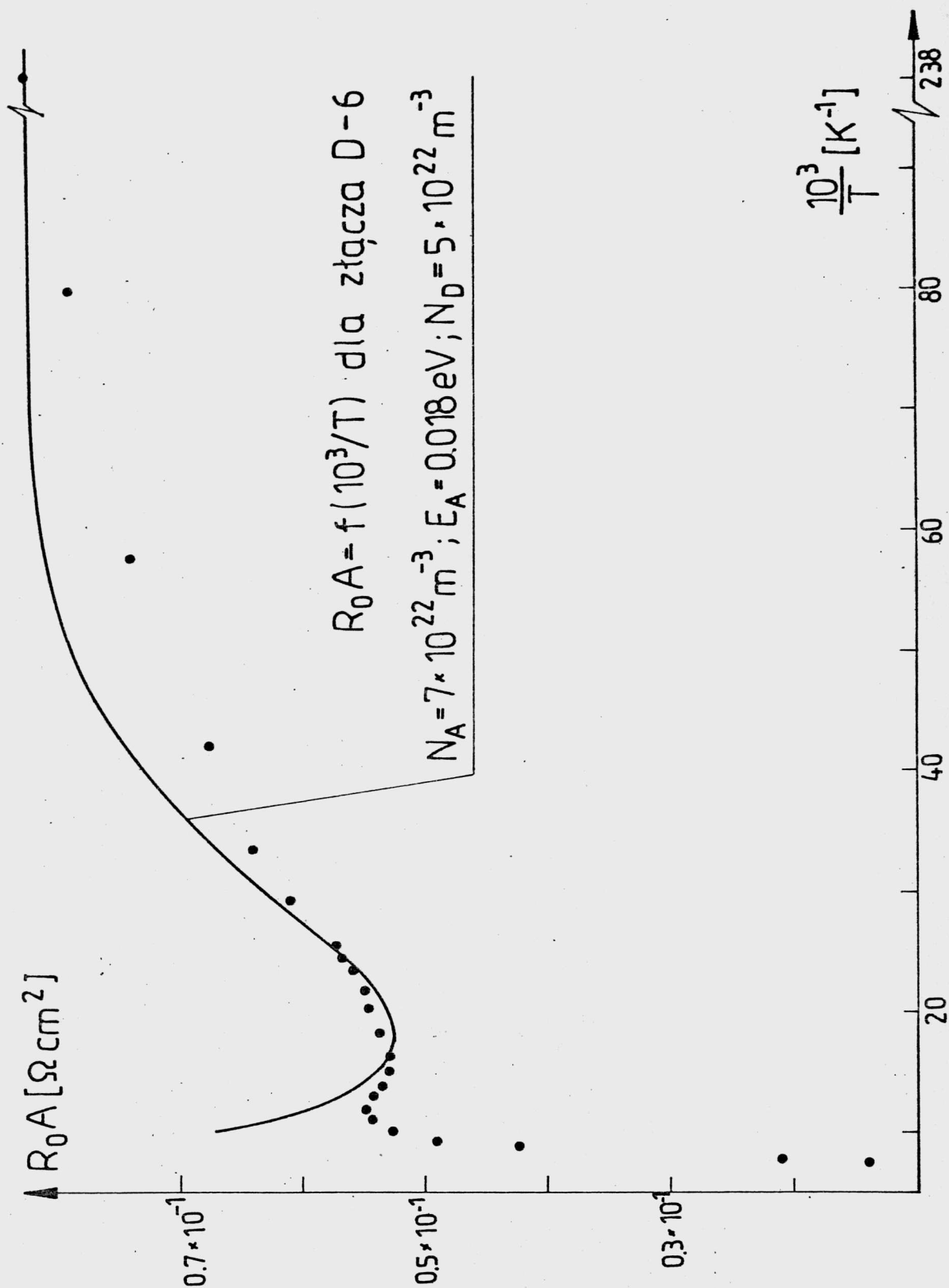
poza obszarem minimum wartości teoretyczne $(R_0 A)_t = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ znacznie przewyższają wartości eksperymentalne. Dlatego też w dopasowaniu uwzględniono również prąd związany z tunelowa-
niem rezonansowym, który jak pokazano wcześniej, dominuje w pobliżu temperatur helowych. Parametr $R_0 A_r$ związany z tym prądem powinien nieznacznie maleć ze wzrostem temperatury (patrz wzór (65)). W dopasowaniu przyjęto dla uproszczenia, że parametr $R_0 A_r$ związany z prądem tunelowym rezonansowym jest stały i równy zmierzonej w $T = 4.2 \text{ K}$ wartości $R_0 A$.

Na rys.46 przedstawiono teoretyczną (linia ciągła) i eksperymentalną zależność $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ dla złącza A-5 z grupy III. Najlepsze dopasowanie uzyskano dla $E_A = 0,004 \text{ eV}$, $N_A = 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ przy $N_D = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

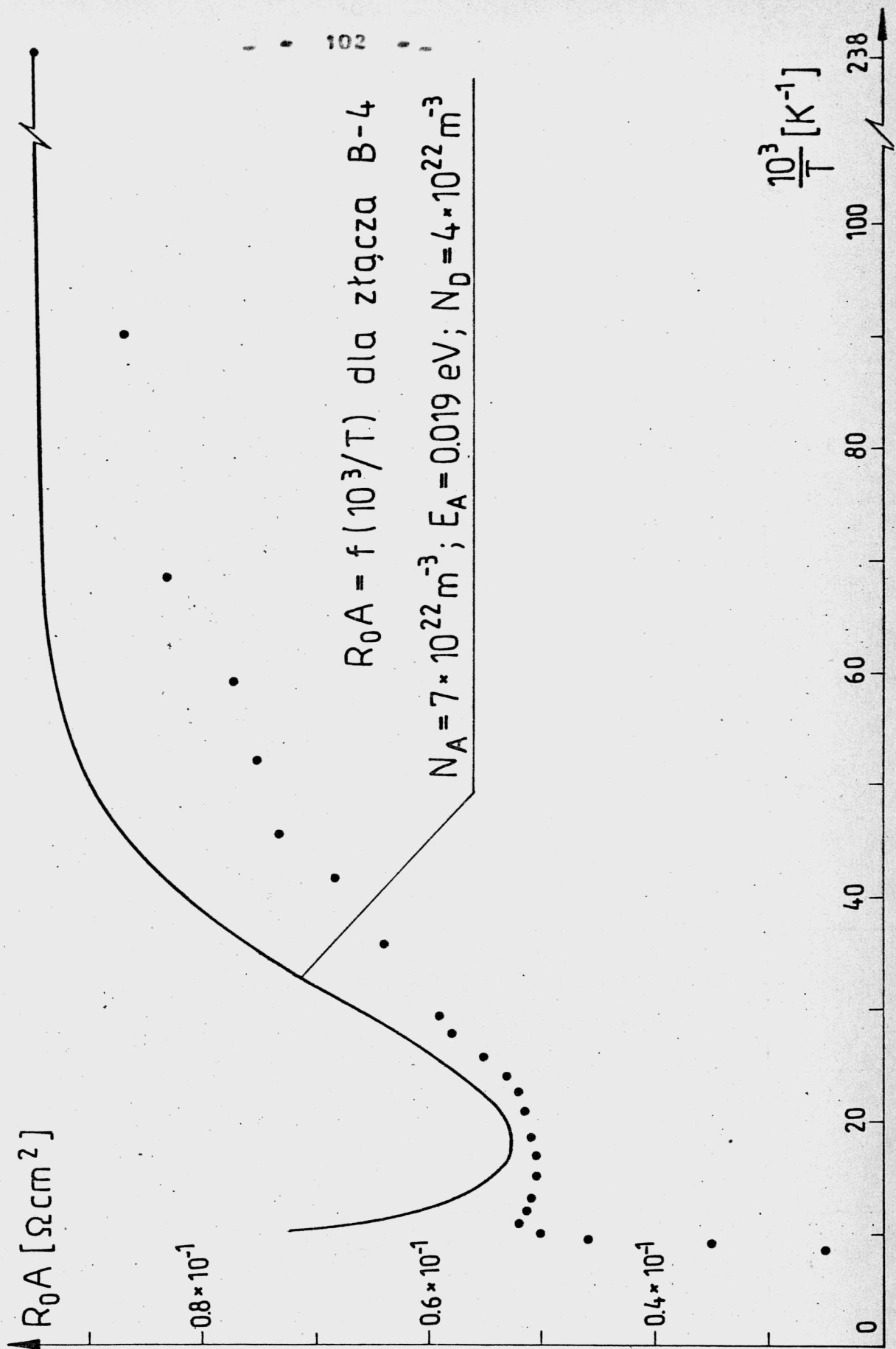
Analogiczne dopasowanie parametru $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ do danych eksperymentalnych wykonano również dla złączy: D-6 ; B-4 i A-3 , z grupy IV . Złącza te zostały wykonane tą samą metodą co złącza pozostałych grup, z których większość ma skokowy profil domieszek. Dlatego też założono dla celów tego dopasowania, że złącza grupy IV mają również skokowy rozkład domieszek. Założenie to pozwoliło skorzystać ze wzoru (72) na obliczenie parametru $(R_0 A)_t$ związanego z tunelowaniem z udziałem poziomów akceptorowych. Wartości $U_{bi}(T)$ określono tak jak poprzednio ze wzoru (71) ale w tym przypadku parametrami dopasowania oprócz E_A i N_A była również koncentracja N_D . Wyniki dopasowania dla złączy D-6, B-4 i A-3 przedstawiono na rys.47 - 49 . Najlepsze dopasowanie uzyskano dla $E_A \approx 0.02 \text{ eV}$ i $N_D = 2 \div 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, przy $N_A = 7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.



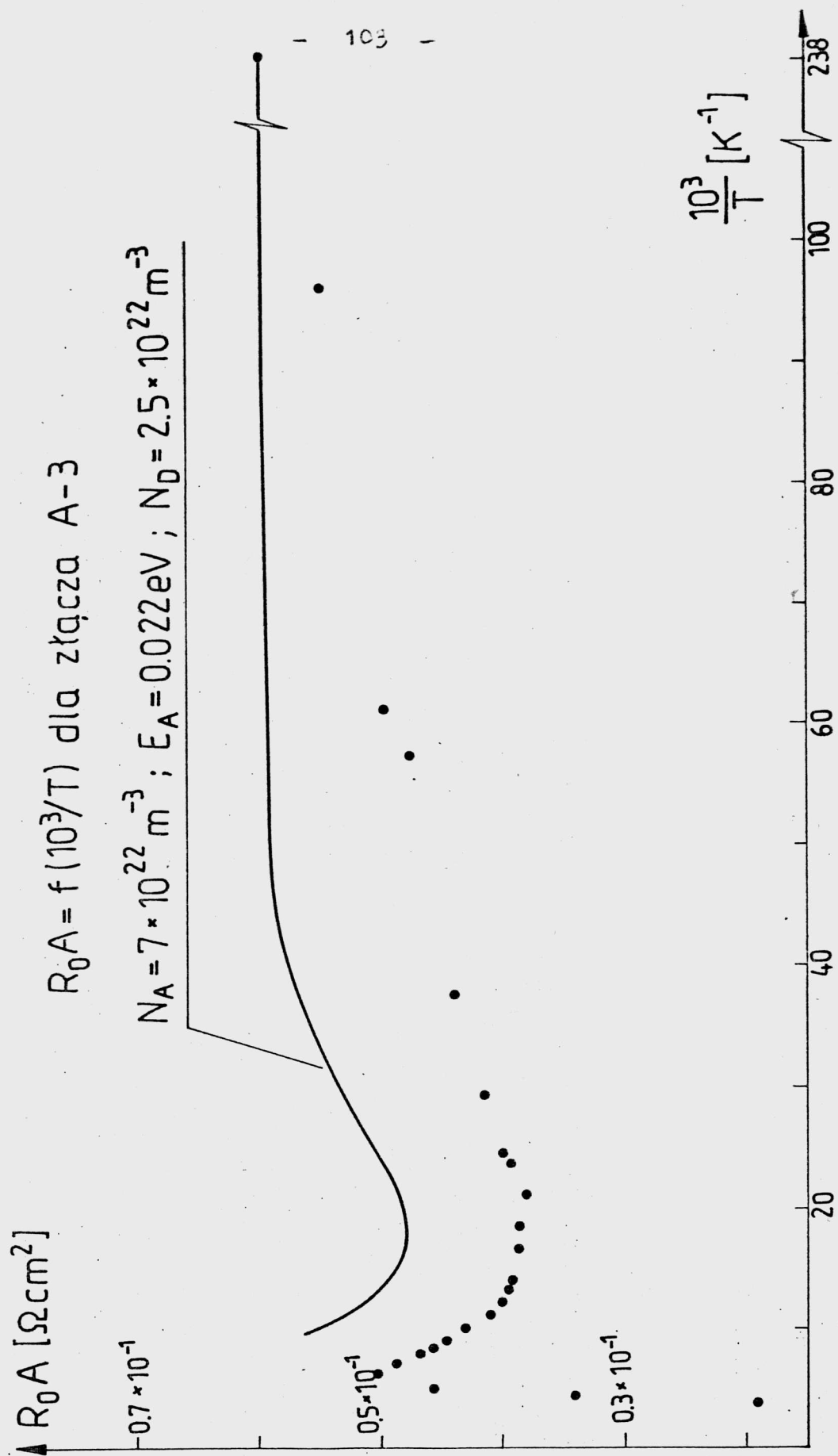
Rys.46. Zależności $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$: teoretyczna (linia ciągła) i eksperymentalna, dla złącza A-5 .



Rys.47. Zależności $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$: teoretyczna (linia ciągła) i eksperymentalna, dla złącza D-6 .



Rys.48. Zależności $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$: teoretyczna (linia ciągła) i eksperymentalna, dla złącza B-4.

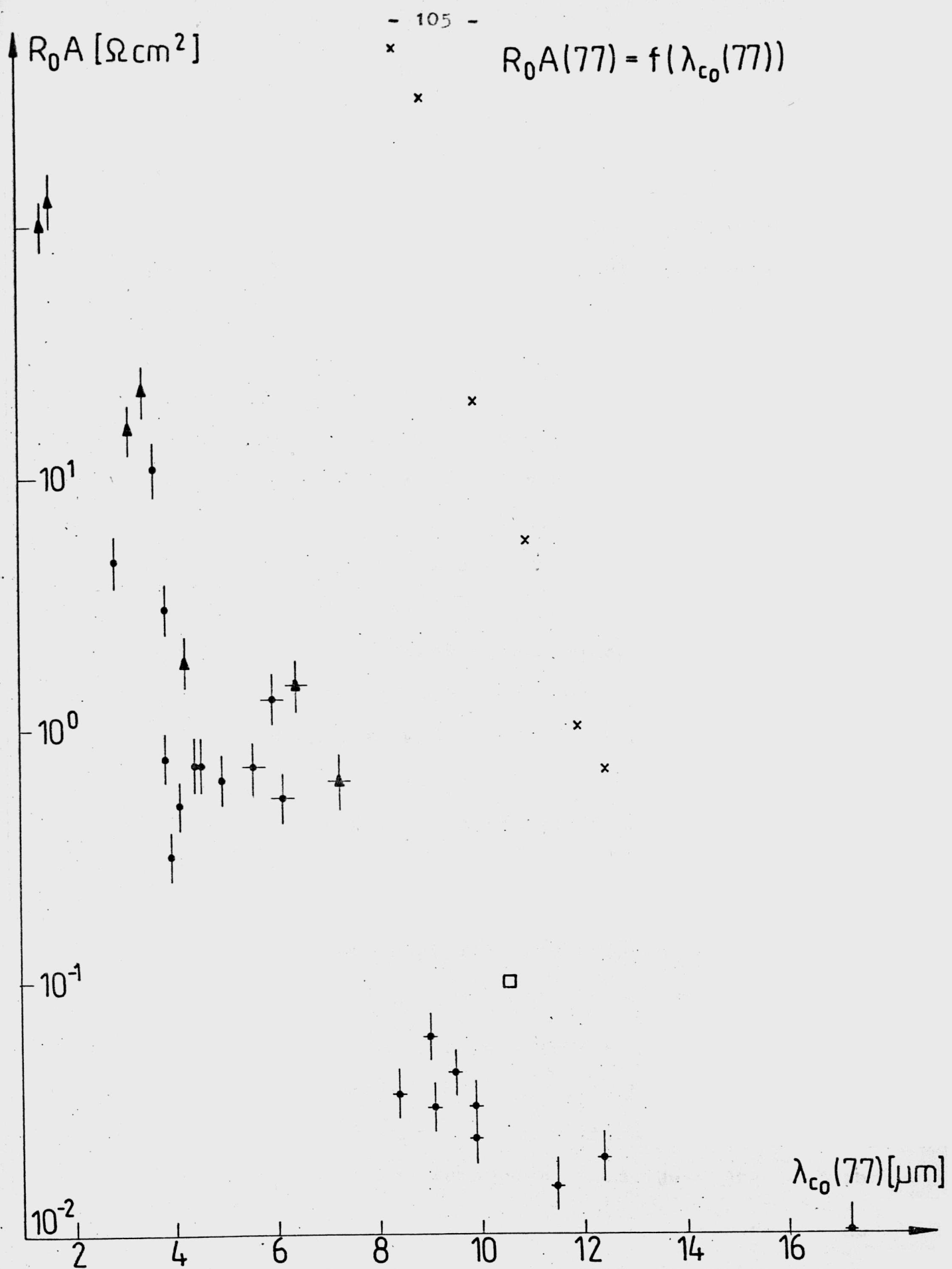


Rys. 49. Zależności $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$: teoretyczna (linia ciągła) i eksperymentalna, dla złącza A-3.

Większa wartość E_A dla złączy grupy IV w porównaniu z wartością E_A dla złącza A-5 z grupy III może być związana z niższą wartością N_A w złączach grupy IV. Pozostaje to w zgodności z wcześniejszymi hipotezami, że w złączach grupy III koncentracja N_A jest wyższa niż w pozostałych złączach. Otrzymane wartości parametrów E_A i N_A przy których uzyskano najlepsze dopasowanie pozostają w zgodności z cytowanymi w literaturze [25] (patrz rozdz.2).

Na rys.50 przedstawiono zależność parametru R_0A w 77 K w funkcji długości fali $\lambda_{c_0}(77)$ dla wszystkich badanych złączy oraz dla badanych w pracy [57,58] złączy p-n $Cd_xHg_{1-x}Te$ wykonanych metodą implantacji jonów. Na rys.50 kręskami pionowymi oznaczono błąd pomiaru R_0A natomiast poziomymi błąd $\Delta \lambda_{c_0}(77)$. Wartość R_0A maleje

w funkcji $\lambda_{c_0}(77)$, podobnie jak w wypadku złączy badanych w [57,58], natomiast wartości parametru R_0A otrzymane w niniejszej pracy są mniejsze niż otrzymane w [57,58] i porównywalne z wartościami otrzymanymi w [59], gdzie badano złącza p-n $Cd_xHg_{1-x}Te$ wykonane również metodą wygrzewania materiału typu p w parach rtęci. Na rys.50 zaznaczono również parametr R_0A dla złączy serii Z badanych w niniejszej pracy, wygrzewanych najdłużej (5 h). Parametr R_0A dla tych złączy jest większy niż w przypadku innych złączy o podobnym składzie molowym x badanych w niniejszej pracy.



Rys.50. Zależność $R_0 A$ w 77 K w funkcji $\lambda_{c_0}(77)$:

- trójkąty - złącza serii Z badane w niniejszej pracy
- czarne kółka - pozostałe złącza badane w niniejszej pracy
- krzyżyki - złącza badane w [57, 58]
- kwadrat - złącze badane w [59].

5. PODSUMOWANIE

Podstawowym celem pracy było zbadanie zjawisk transportu prądu w złączach p-n wykonanych na bazie warstw epitaksjalnych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ w zakresie składów molowych $0,19 < x < 0,8$.

Badane złącza podzielono na cztery grupy. Kryterium podziału stanowiła graniczna długość fali zjawiska fotowoltaicznego λ_{C_0} w 77 K, czyli szerokość przerwy energetycznej E_0 lub inaczej skład molowy w obszarze złącza p-n. W obrębie każdej grupy, złącza charakteryzowały się podobnymi charakterystykami efektu PV w 77 K, prądowo-napięciowymi oraz zależnościami oporności różniczkowej od temperatury, w zakresie temperatur od 4.2 K do 300 K.

Stwierdzono, że większość złączy dla których zmierzono charakterystyki $C = f(U)$ w 77 K, a więc złącza grupy I, II, i III, ma skokowy profil domieszek ($t = 2$) i charakteryzuje się tym, że wysokość bariery $e \cdot U_{bi}$ w 77 K jest mniejsza lub równa w przybliżeniu wartości przerwy energetycznej E_0 , za wyjątkiem złączy grupy III, dla których $e \cdot U_{bi}(77) > E_0(77)$.

Stwierdzono także, że w nieoświetlonych złączach p-n:

- w zakresie temperatur od 4.2 K do 77 K dla większości złączy spolaryzowanych napięciem w kierunku przewodzenia dominującym mechanizmem transportu prądu jest prąd nadmiarowy,
- w złączach grupy I i II w zakresie temperatur od 4.2 do 80 K oporność obszaru typu p jest porównywalna z opornością samego złącza, przy polaryzacji napięciem w kierunku przewodzenia,

- w zakresie temperatur od ok. 200 K do 300 K w złączach grupy I, II i IV, przy polaryzacji bliskiej zeru dominuje prąd generacji-rekombinacji w obszarze ładunku przestrzennego lub w warstwie przypowierzchniowej,
- w złączach grupy III w których koncentracja akceptorów jest większa niż w przypadku wszystkich pozostałych złączy, w $T > 200$ K przy polaryzacji bliskiej zeru dominuje prąd generacji-rekombinacji a w pobliżu temperatury pokojowej dominuje prąd dyfuzyjny,
- w zakresie temperatur od ok. 40 do 80 K w złączach grupy III ($\lambda_{C_0}(77) \approx 4 \mu\text{m}$) i grupy IV ($\lambda_{C_0}(77) > 6 \mu\text{m}$), w pobliżu zerowej polaryzacji dominuje prąd tunelowy z udziałem poziomów akceptorowych,
- w zakresie temperatur od 4.2 K do ok. 25 K we wszystkich złączach dominuje tunelowy prąd rezonansowy przy polaryzacji bliskiej zeru.

W zakresie temperatur od 4.2 K do 100 K dla kilku złączy z grupy III i IV przeprowadzono dopasowanie parametru $R_0 A = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ do wyników eksperymentalnych biorąc pod uwagę mechanizm tunelowania z udziałem poziomów akceptorowych i tunelowania rezonansowego, zakładając skokowy profil domieszek. Parametrami dopasowania były: N_A , N_D i E_A . Najlepsze dopasowanie ilościowe i jakościowe otrzymano dla $E_A = 0,004$ eV i $N_A = 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ przy $N_D = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ dla złącza A-5 z grupy III. Dla złączy B-4, D-6 i A-3 z grupy IV najlepsze dopasowanie ilościowe i jakościowe otrzymano dla $E_A = 0,02$ eV

i $N_D = 2 \div 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, przy $N_A = 7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Uzyskane wartości $E_A = 0.004 \text{ eV}$ przy $N_A: 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $E_A = 0,02 \text{ eV}$ przy $N_A = 7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ są zgodne z cytowanymi w literaturze [24, 25, 26].

Dodatkowo z pomiarów $dU/dI = f(U)$ i $d^2U/dI^2 = f(U)$ w $T = 4.2 \text{ K}$ określono wartość energii fononów podłużnych optycznych modu HgTe w niektórych złączach (dla których $x \geq 0,2$), równą $\hbar\omega_{LO} = (18 \pm 1) \text{ meV}$.

Stwierdzono ponadto, że:

- fotoodpowiedź oświetlonych złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ w 77 K maleje ze zmniejszaniem się składu molowego x , co jest związane z faktem, że parametr $R_0A(77)$ również maleje ze zmniejszaniem się x . Wiąże się to z rosnącym udziałem prądu tunelowego ze zmniejszaniem się x ,
- krawędź efektu PV jest tym ostrzejsza im większa jest wartość składu molowego x ,
- dla złączy serii Z, wygrzewanych najdłużej (5 h) parametr R_0A a zatem i sygnał fotoodpowiedzi jest większy niż w przypadku innych złączy o podobnym składzie x . Może to być związane z faktem, że dłuższe wygrzewanie ujednoladnia warstwę, poprawiając jej parametry,
- wartości parametru $R_0A(77 \text{ K})$ badanych złączy są porównywalne z wartością parametru $R_0A(77)$ dla złączy p-n $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ otrzymanych metodą wygrzewania materiału typu p [59]. Świadczy to o tym, że metoda otrzymywania złączy na podłożu z warstwą epitaksjalną jest metodą za pomocą której otrzymuje się dobre złącza p-n. Należy podkreślić,

że metoda ta jest bardzo wygodna, ponieważ można otrzymać detektor PV na żądany zakres długości fal dobierając odpowiednią grubość warstwy epitaksjalnej.

6. LITERATURA

- 1 P. Becla, Praca doktorska, Inst. Fizyki Pol. Wrocław., (1977), niepublikowana.
- 2 J.M. Pawlikowski, "Electrical and photoelectric properties of graded-gap epitaxial $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ layer". Prace naukowe Instytutu Fizyki PWr. 12, no. 4 (1978).
- 3 patrz np. J.M. Pawlikowski, P. Becla, Infrared Phys. 15, 331 (1975) ; P. Becla, J.M. Pawlikowski, Infrared Phys. 16, 457 (1976) ; J.M. Pawlikowski, Thin Solid Films, 44, 241 (1977).
- 4 E. Płaczek-Popko, Materials Science, 5, 59 (1979).
- 5 P. Becla, E. Płaczek-Popko, Infr. Phys. 21, 323 (1981).
- 6 E. Płaczek-Popko, Proceedings. XI School on Phys. of semicond. Comp., Jaszowiec 1981, wyd. Zakł. Nar. Ossol. vol. 93, (1982).
- 7 E. Płaczek-Popko, Proc. XIII School on Phys. of Semicond. Comp., Jaszowiec 1984, Acta Phys. Pol. A67, 237 (1985).
- 8 E. Płaczek-Popko, J.M. Pawlikowski, IEEE Trans. Electron. Devices ED-35, (1985).
- 9 E. Płaczek-Popko, J.M. Pawlikowski, Proc. Internal. Conf. Compensated Semiconductors, Madras, February (1985), w druku.
- 10 E. Płaczek-Popko, J.M. Pawlikowski, Proc. Internat. Conf. on II-VI Semicond. Compounds, Aussois, March 1985, Journal of Crystal Growth, w druku.
- 11 E. Płaczek-Popko, Proc. XIV School on Phys. of Semicond. Comp., Jaszowiec 1985, Acta Physica Polonica, w druku.
- 12 E. Płaczek-Popko, J.M. Pawlikowski, " R_0A product in

Cd_xHg_{1-x}Te detectors", Proc. 3rd Internat. Workshop on Semiconductor Devices Madras, December (1985) w druku.

- 13 R.H.Parmenter, Phys.Rev. 134, A226 (1964).
- 14 J.M.Pawlikowski, Thin Solid Films 44 , 241 (1977).
- 15 E.O.Kane, J.Phys.Chem.Solids, 1, 294 (1957).
- 16 E.O.Kane, "Phys. of III-V compounds", vol.1, wyd. R.K.Willardson, A.C.Beer, Academic Press N.J.(1966).
- 17 J.D.Wiley, R.N.Dexter, Phys.Rev. 181, 1181 (1969).
- 18 J.L.Schmit, E.L.Stelzer, J.Appl.Phys. 40, 4865 (1969).
- 19 M.W.Scott, J.Appl.Phys. 40, 4077 (1969).
- 20 J.Blinowski, L.Leibler, Phys. of Narrow Gap Semicond., Warsaw, Poland, 12-15 Sept. 1977, ed. Amsterdam, Netherlands (1978).
- 21 K.Sierański, J.Szatkowski, J.M.Pawlikowski, E.Majchrowska, E.Placzek-Popko, Phys.Stat.Solidi (b) 81, K67 (1977) .
- 22 J.L.Schmit, J.Appl.Phys. 41 , 2876 (1970).
- 23 R.Dornhaus, G.Nimtz, Solid St.Physics. wyd.Springer Verlag (1976).
- 24 C.T.Elliott, J.Melngailis, R.C.Harman, A.G.Foyt, J.Phys.Chem.Solids, 33 , 1527 (1972).
- 25 W.Scott, E.L.Stelzer, R.J.Hager, J.Appl.Phys.47, 1403 (1976).
- 26 M.A.Kinch, J.Vac.Sci.Technology 21, 215 (1982).
- 27 D.L.Polla, C.E.Jones, J.Appl.Phys. 52, 5118 (1981).
- 28 R.Dorhhaus, H.Happ, K.H.Muller,G.Nimtz, W.Schlabitz,

- P.Zapliński, G.Bauer, "Proc.XII-th Int.Conf.Phys. Semicond.", Stuttgart (1974), wyd. M.H.Pilkuhn .
- 29 P.Becla, J.Lagowski, H.C.Gatos, L.Jędral, J.Electrochem. Soc. 129 , 2855 (1982).
- 30 A.A.A.Hady, praca doktorska, Inst.Fizyki Polit.Wrocł, (1984), nie publikowana.
- 31 S.M.Sze, "Phys.of Semicond.Devices", wyd. J.Wiley Sons N.J. (1969).
- 32 M.B.Reine, A.K.Sood, T.J.Tredwell, "Semiconductors and Semimetals" vol.18, wyd.R.K.Willardson, A.C.Beer, Academic Press, N.J. (1981).
- 33 D.L.Polla, S.P.Tobin, M.B.Reine, A.K.Sood, J.Appl.Phys. 52, 5182 (1981) .
- 34 W.Shockley, W.T.Read, Jr. Phys.Rev.87, 835 (1952).
- 35 T.N.Casselmann, P.E.Petersen, Solid St. Communic 33 , 615 (1980).
- 36 C.T.Sah, R.N.Noyce, W.Shockley, Proc. IRE 45, 1228 (1957).
- 37 C.B.Duke, "Tunneling in solids," Solid St.Phys., wyd. F.Seitz, D.Turnball, H.Ehrenreich Academic Press London England (1969).
- 38 E.O.Kane, J.Appl.Phys. 32, 83 (1961).
- 39 R.R.Gałązka, T.Zakrzewski, Phys.Stat.Solidi 23, K39 (1967).
- 40 I.Y.Wong, IEEE Trans.Electron Devices, ED-27, 48 (1980).
- 41 A.G.Chynoweth, W.L.Feldman, R.L.Logan, Phys.Rev.121 , 684 (1961).
- 42 E.L.Wolf, "Nonsuperconducting Electron Tunneling Spectroscopy", Solid St.Physics wyd.F.Seitz, D.Turnball, H.Ehrenreich Academic Press, London, England (1975).

- 43 A.M.Andrews, H.W.Korb, N.Holonyak,Jr., C.B.Duke,
G.G.Kleiman , Phys.Rev.B 5, 2273 (1972).
- 44 R.N.Hall, Proc.Int.Conf.Semicond.Phys. Praga 1960,
wyd.Academic Press, N.J. (1961).
- 45 R.N.Hall, J.H.Racette, H.Ehrenreich, Phys.Rev.Lett.4 ,
456 (1960).
- 46 H.W.Korb, A.M.Andrews, N.Holonyak,Jr., R.D.Burnham,
C.B.Duke, G.G.Kleiman, Solid St.Communic.9, 153 (1971).
- 47 M.J.Ludowise, N.Holonyak,Jr., P.D.Wright, B.A.Vojak,
E.A.Rezek, H.W.Korb, J.Appl.Phys.48, 4287 (1977).
- 48 M.J.Ludowise, E.A.Rezek, H.Shichiho, P.D.Wright,
N.Holonyak,Jr., H.W.Korb, Appl.Phys.Lett. 30 ,604 (1977).
- 49 G.G.Kleiman, praca doktorska, nieopublikowana.
- 50 P.Becla, J.Łagowski, H.C.Gatos, H.Ruda, J.Electrochem.
Soc.128, 1171 (1981)..
- 51 W.F.H.Micklethwaite, w [32] .
- 52 P.Becla, dane niepublikowane.
- 53 J.G.Adler, J.E.Jackson, Rev.Sci.Instrum.37, 1049 (1966).
- 54 J.Stankiewicz, W.Giri^{no}at, Sci.Pap. ITE, 2 , 131 (1957).
- 55 M.Cardona, D.L.Greenaway, Phys.Rew.125, 1291 (1962).
- 56 J.Baars, F.Sorger, Solid St.Communi10, 875 (1962).
- 57 A.K.Sood, T.J.Tredwell, 8-14 Micrometer Photovoltaic
Detectors, Final Rep., U.S.Army Night Vision and Electro-
-Optics Laboratory Contract DAAK 70-76-C-0237 (DDC AB
B037083L) (1978).
- 58 A.K.Sood, T.J.Tredwell, IEEE Int.Electron Device Meeting
Techn.Digest 434 (1978).

- 59 I.F. Shanley, L.C. Perry, Infrared Heterodyne Photodiode Development and Characterization, Final Rep. Ballistic Missile Defense Advanced Technology Center Contract D ASG 60-77-C-0081 (DDC AD B033680 L) (1978).