

Zygmunt KLESZCZEWSKI

WPLYW ELEKTRONÓW SWOBODNYCH NA EFEKTYWNOŚĆ ODDZIAŁYWANIA
FOTON-FONON W FOSFORU GALU

Streszczenie. W pracy przeanalizowano wpływ elektronów swobodnych na efektywność oddziaływań akustooptycznych w półprzewodniku typu n. Szczegółowe obliczenia wykonano dla fosforu galu domieszkowanego siarką. Stwierdzono, że wpływ ten staje się istotny przy bardzo wysokich częstościach fali akustycznej, rzędu 10 GHz, przy jednoczesnym wykorzystaniu fali elektromagnetycznej z obszaru podczerwieni.

1. Wstęp

Efektywność oddziaływań foton-fonon zależy, w bardzo istotny sposób, od własności fotosprężystych ośrodka, w którym następuje oddziaływanie. Właściwości fotosprężyste charakteryzujemy przez stałe fotosprężyste, które są opisane przez tensor czwartego rzędu. W ogólnym przypadku składowe tensora stałych fotosprężystych mają postać [1]:

$$P_{ijkl} = P_{(ij)(kl)} + P_{(ij)[kl]} + \Delta P_{ijkl} + \Delta P'_{ijkl}, \quad (1)$$

gdzie:

- $P_{(ij)(kl)}$ - prosta symetryczna stała fotosprężysta,
- $P_{(ij)[kl]}$ - prosta niesymetryczna stała fotosprężysta,
- ΔP_{ijkl} - nieprosta stała fotosprężysta,
- $\Delta P'_{ijkl}$ - stała fotosprężysta spowodowana zmianami w równowagowym rozkładzie swobodnych nośników prądu.

Przypomnijmy krótką fizyczną interpretację poszczególnych składników.

Prosta symetryczna stała fotosprężysta $P_{(ij)(kl)}$ wyraża zależność, w przybliżeniu liniowym, między zmianą nieprzenikalności elektrycznej ośrodka a jego deformacją

$$\Delta B_{ij} = P_{(ij)(kl)} s_{kl}, \quad (2)$$

gdzie:

B_{ij} - składowe tensora nieprzenikalności elektrycznej ośrodka,

B_{kl} - składowe tensora deformacji.

Tensor $P_{(ij)(kl)}$ jest symetryczny dla zmian $(ij) \leftrightarrow (ji)$ oraz $(kl) \leftrightarrow (lk)$.

Prosta niesymetryczna stała fotosprężysta występuje w kryształach optycznie anizotropowych i wyraża się wzorem:

$$P_{(ij)[kl]} = \frac{1}{2}(\delta_{il}\delta_{kj} - \delta_{ik}\delta_{lj})\left(-\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2}\right), \quad (3)$$

gdzie:

δ_{il} - delta Kroneckera,

n_i, n_j - współczynniki załamania światła dla promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego.

Okazuje się, że w anizotropowych oddziaływaniach fotosprężystych właściwą zmienną jest nie deformacja a przemieszczenie cząstki.

Niesymetryczna stała fotosprężysta pozwala uwzględnić efekty występujące przy oddziaływaniu foton-fonon, które opisywane są asymetryczną kombinacją gradientów przemieszczenia cząstek. Związek między zmianami tensora nieprzenikalności elektrycznej ΔB_{ij} a tensorem $P_{(ij)[kl]}$ ma postać:

$$B_{ij} = P_{(ij)[kl]} \omega_{kl}, \quad (3a)$$

gdzie:

$$\omega_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (3b)$$

jest tensorem asymetrycznym opisującym czysty obrót.

Tensor $P_{(ij)[kl]}$ jest symetryczny dla zmian $(ij) \leftrightarrow (ji)$ i asymetryczny dla zmian $[kl] \leftrightarrow [lk]$.

W kryształach piezoelektrycznych na skutek sprzężenia efektów: piezoelektrycznego i elektrooptycznego występuje nieprosty efekt fotosprężysty.

Jeśli w kryształach istnieje pole elektryczne, to na skutek efektu elektrooptycznego występuje zmiana tensora nieprzenikalności elektrycznej

$$\Delta B_{ij} = r_{ij\tau} E_\tau, \quad (4)$$

gdzie:

$r_{ij\tau}$ - składowe tensora stałych elektrooptycznych,

E_τ - składowa wektora natężenia pola elektrycznego.

W kryształach piezoelektrycznych pole elektryczne może powstać na skutek deformacji. Jeśli założymy, że przyczyną deformacji jest fala akustyczna propagująca się w kryształ, to

$$E_t = -\beta_{skl} \frac{\chi_t \chi_s s_{kl}}{\epsilon_0 \epsilon_{pq}^2 \chi_p \chi_q}, \quad (5)$$

gdzie:

- β_{skl} - składowe tensora stałych piezoelektrycznych,
- χ_t - składowe wektora jednostkowego w kierunku propagacji fali akustycznej,
- ϵ_0 - przenikalność elektryczna próżni,
- ϵ_{pq} - składowe tensora przenikalności elektrycznej ośrodka.

Podstawiając (5) do (4) otrzymujemy:

$$\Delta B_{ij} = \Delta p_{ijkl} s_{kl}, \quad (6)$$

gdzie:

$$\Delta p_{ijkl} = -\beta_{skl} \frac{\chi_t \chi_s}{\epsilon_0 \epsilon_{pq}^2 \chi_p \chi_q}. \quad (6a)$$

Czwarty wyraz występujący po prawej stronie równania (1) uwzględnia wpływ swobodnych nośników ładunku na efektywność oddziaływań foton-fonon. Efekt ten występuje w półprzewodnikach.

Celem niniejszej pracy jest analiza wpływu gazu elektronowego na efektywność oddziaływania foton-fonon. Szczegółowe obliczenia zostaną przeprowadzone dla fosforu galu typu n.

2. Analiza teoretyczna problemu

Jeśli w kryształach występują swobodne nośniki ładunku (elektrony i dziury), to wnoszą one pewien przyczynek do przenikalności elektrycznej tego kryształu, który przy częstości fali elektromagnetycznej ω wynosi [2]:

$$\epsilon = 1 - \frac{e^2}{\epsilon_0 \omega^2} \left(\frac{N}{m_n} + \frac{P}{m_p} \right), \quad (7)$$

gdzie:

- N, P - koncentracja odpowiednio elektronów i dziur,
- m_n, m_p - masa efektywna elektronu i dziury,
- e - ładunek elementarny.

Zmiana koncentracji nośników o ΔN i ΔP spowoduje więc zmianę przenikalności elektrycznej

$$\Delta \epsilon = - \frac{e^2}{\epsilon_0 \omega^2} \left(\frac{\Delta N}{m_n} + \frac{\Delta P}{m_p} \right) . \quad (8)$$

Z drugiej strony

$$\Delta B_{ij} = \left(\frac{1}{\epsilon} \right)_{ij} = p_{ijkl} s_{kl} . \quad (9)$$

W dalszym ciągu będziemy stosowali zapis skalarny, tzn.:

$$\Delta \left(\frac{1}{\epsilon} \right) = p s , \quad (9a)$$

uwzględniając p za efektywną stałą fotosprężystą w danym kierunku. Zatem

$$\epsilon = - \epsilon^2 p s . \quad (9b)$$

Porównując (8) i (9b) otrzymujemy wyrażenie na efektywną stałą fotosprężystą spowodowaną zmianami koncentracji nośników

$$\Delta p' = \frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon^2 \omega^2 s} \left(\frac{\Delta N}{m_n} + \frac{\Delta P}{m_p} \right) . \quad (10)$$

Wyznaczenie $\Delta p'$ wymaga więc znajomości zmian w równowagowym rozkładzie elektronów i dziur. W przypadku oddziaływań akustooptycznych zmiany te są spowodowane falą akustyczną. Propagująca się w ośrodku fala akustyczna powoduje jego deformację.

Można wyróżnić dwie przyczyny zmian gęstości nośników wywołane deformacją: efekt piezoelektryczny i potencjał deformacyjny.

Jeśli kryształ, w którym propaguje się fala akustyczna, jest piezoelektrykiem, to periodyczne deformacje wywołane falą akustyczną powodują powstanie periodycznego pola elektrycznego, które zmienia równowagowy rozkład elektronów i dziur.

Zagęszczenia i rozrzedzenia ośrodka powoduje zmiany gęstości nośników, co prowadzi do zmian położenia poziomu Fermiego. W obszarze zagęszczeń następuje podwyższenie poziomu Fermiego, w obszarze rozrzedzeń - obniżenie. Aby utrzymać poziom Fermiego na jednakowym poziomie następuje przepływ elektronów i dziur, co powoduje zmianę ich energii i prowadzi do powstania potencjału deformacyjnego. Ten mechanizm zmian koncentracji nośników występuje w każdym kryształach.

Omówimy krótko wymienione wyżej przyczyny zmian w równowagowym rozkładzie gęstości nośników, przy czym rozważania nasze ograniczymy w zasadzie do półprzewodników typu n, gdyż dla tego typu półprzewodnika przeprowadzone zostaną obliczenia teoretyczne.

Piezoelektryczny mechanizm oddziaływania

W tym przypadku zmiana koncentracji elektronów wyraża się wzorem [3]:

$$\Delta N = -\frac{\beta q}{e} s \frac{1}{\Omega \tau_n + i(1 + q^2 R^2)} \quad (11)$$

gdzie:

- $\Omega = 2\pi f$ - częstość kołowa fali akustycznej,
- q - liczba falowa fali akustycznej,
- τ_n - czas relaksacji Maxwella dla elektronów,
- R - promień ekranowania Debye'a.

Z wyrażenia (11) wynika, że przy niskich częstościach fali akustycznej ($\Omega \tau_n \ll 1$ i odpowiednio $qR \ll 1$), ΔN wynosi:

$$\Delta N = i \frac{\beta q}{e} s, \quad (11a)$$

tzn. jest proporcjonalne do q , a więc i do częstości fali akustycznej. Nie zależy natomiast od koncentracji elektronów w stanie ustalonym. Ze wzrostem Ω wzrasta ΔN osiągając maksimum dla $qR=1$ i następnie zmniejsza się, przy czym, im większa wartość koncentracji elektronów w stanie ustalonym, tym ΔN jest większe.

Oddziaływanie przez potencjał deformacyjny

W przypadku oddziaływania przez potencjał deformacyjny zmiana koncentracji elektronów na skutek propagacji fali akustycznej wynosi:

$$\Delta N = \frac{\Phi}{kT} N_0 s \frac{(qR)^2}{1 + q^2 R^2 + i \Omega \tau_n}, \quad (12)$$

gdzie:

- Φ - stała potencjału deformacyjnego,
- N_0 - koncentracja elektronów w stanie równowagi,
- k - stała Boltzmana.

Dla małych częstości fali akustycznej ΔN wynosi:

$$\Delta N = \frac{\Phi}{kT} N_0 (qR)^2, \quad (12a)$$

a więc: jest proporcjonalne do kwadratu częstości fali akustycznej, natomiast nie zależy od równowagowej koncentracji elektronów. Dla częstości bardzo dużych ΔN dąży do wartości stałej, która wynosi:

$$\Delta N = \frac{\Phi}{kT} N_0 s . \quad (12b)$$

Mając ΔN można na podstawie wzoru (10) wyliczyć efektywną wartość fotosprężystej.

3. Obliczenia teoretyczne. Wnioski

Obliczenia teoretyczne przeprowadzono dla kryształów fosforu galu GaP domieszkowanego siarką o koncentracjach domieszki $7,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $6,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. W temperaturze pokojowej wszystkie domieszki są zjonizowane i GaP jest półprzewodnikiem typu o koncentracji elektronów równej koncentracji domieszek. Kryształy te były uprzednio przedmiotem szczegółowych badań eksperymentalnych, jeśli chodzi o własności akustyczne i akustooptyczne.

Przyjęto następujące stałe materiałowe GaP, potrzebne do obliczeń [4]:

- masa efektywna elektronu $m_n = 0,135 m$, gdzie m - masa elektronu swobodnego,
- przenikalność elektryczna $\epsilon = 8,5$,
- stała piezoelektryczna $\beta = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-2}$,
- prędkość propagacji podłużnej fali akustycznej $v_{[100]} = 5860 \text{ m s}^{-1}$,
 $v_{[110]} = 6480 \text{ m s}^{-1}$, $v_{[111]} = 6675 \text{ m s}^{-1}$.

Wartości R , σ i τ_n podano w tabeli 1.

Tabela 1

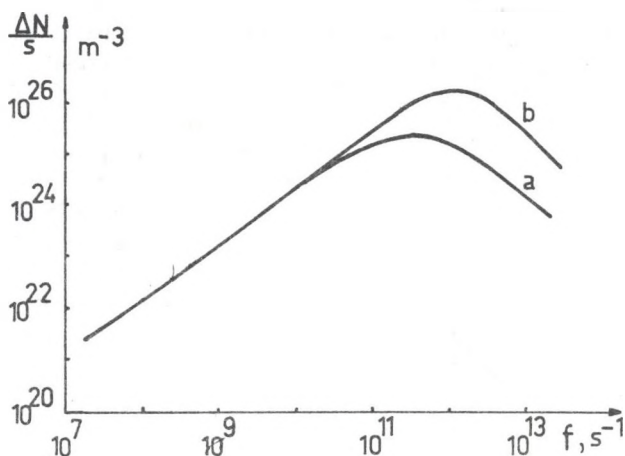
	$N_0, \text{ m}^{-3}$		
	$7,7 \cdot 10^{22}$	$6,5 \cdot 10^{23}$	$1,9 \cdot 10^{24}$
$\sigma, (\Omega \text{ m})^{-1}$	136	537	1820
$R = \left[\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{e^2 N_0} \right]^{1/2}, \text{ m}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$1,44 \cdot 10^{-9}$	$8,45 \cdot 10^{-10}$
$\tau_n = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\beta}, \text{ s}$	$4,96 \cdot 10^{-13}$	$1,77 \cdot 10^{-13}$	$4,13 \cdot 10^{-14}$

Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 1-4. Na rys. 1 przedstawiono zależność $\frac{|\Delta N|}{s}$ od częstotliwości fali akustycznej przy oddziaływaniu przez piezoeffekt dla dwóch koncentracji elektronów: $7,7 \cdot 10^{22}$ i $1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Przy częstotliwościach najczęściej stosowanych w technice laboratoryjnej ($10^7 - 10^9$ Hz) $|\Delta N|$ wzrasta w zasadzie liniowo w funkcji częstotliwości i nie zależy od koncentracji równowagowej. Zależność $|\Delta N|$ od koncentracji równowagowej występuje dopiero przy częstotliwościach bardzo dużych, rzędu 10^{11} Hz, które są wykorzystywane w metodzie rozpraszania Brillouina.

Zależność $\frac{|\Delta N|}{s}$ od częstotliwości fali akustycznej przy oddziaływaniu przez potencjał deformacyjny przedstawiono na rys. 2. Charakterystyczne, że przy częstościach do 10^9 Hz zmiany koncentracji $|\Delta N|$ są w tym przypadku mniejsze niż przy oddziaływaniu przez piezoeffekt. Osiągają natomiast duże wartości przy częstotliwościach bardzo wysokich.

Wyliczone zmiany koncentracji nośników pozwoliły wyznaczyć wartości efektywnych stałych fotosprężystych $\Delta p'$. Obliczenia przeprowadzono na podstawie wzoru (10) dla dwóch częstości:

$$\omega_1 = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1} \text{ (laser CO}_2\text{)} \text{ i } \omega_2 = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ (laser He-Ne).}$$

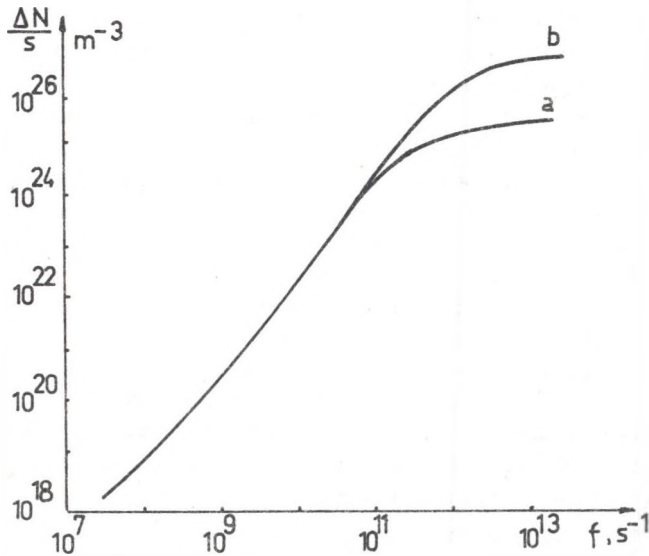


Rys. 1. Zależność $\frac{|\Delta N|}{s}$ od częstotliwości fali akustycznej przy oddziaływaniu przez piezoeffekt

a) $N_0 = 7,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, b) $N_0 = 1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$

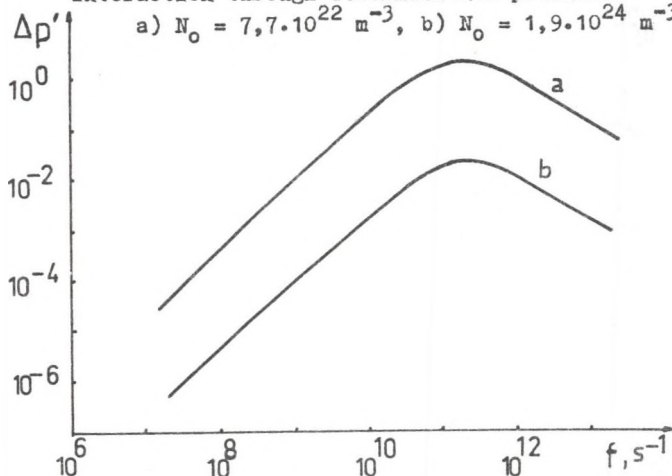
Fig. 1. Dependence of $\frac{|\Delta N|}{s}$ on acoustic wave frequency in the case of interaction through piezo-effect

a) $N_0 = 2,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, b) $N_0 = 1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$



Rys. 2. Zależność $\frac{\Delta N}{S}$ od częstotliwości fali akustycznej przy oddziaływaniu przez potencjał deformacyjny
 a) $N_0 = 7,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, b) $1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$

Fig. 2. Dependence of $\frac{\Delta N}{S}$ on acoustic wave frequency in the case of interaction through deformational potential
 a) $N_0 = 7,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, b) $N_0 = 1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$

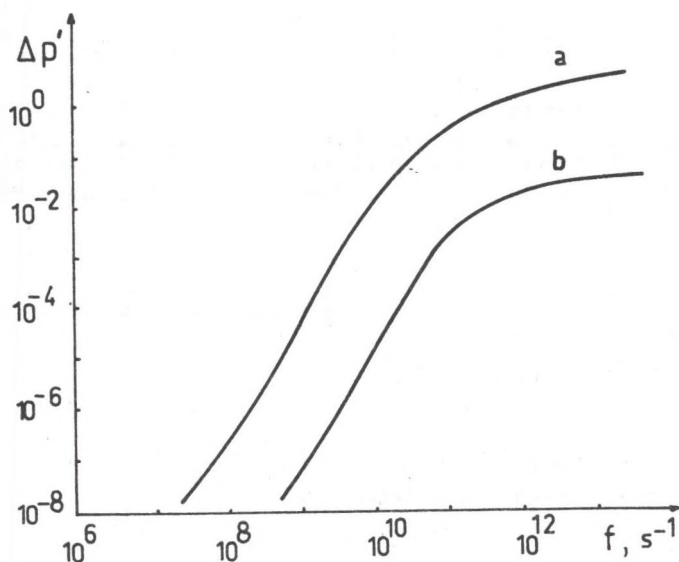


Rys. 3. Zależność $\Delta p'$ od częstotliwości fali akustycznej przy oddziaływaniu przez piezoeffekt

a) $\omega_1 = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (laser CO_2), b) $\omega_2 = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (laser He-Ne)

Fig. 3. Dependence $\Delta p'$ on acoustic wave frequency in the case of interaction through piezo-effect

a) $\omega_1 = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, b) $\omega_2 = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$



Rys. 4. Zależność $\Delta p'$ od częstotliwości fali akustycznej przy oddziaływaniu przez potencjał deformacyjny

a) $\omega_1 = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, b) $\omega_2 = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$

Fig. 4. Dependence $\Delta p'$ on acoustic wave frequency in the case of interaction through deformational potential

a) $\omega_1 = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, b) $\omega_2 = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$

Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 3 i 4. Zależność $\Delta p'$ od częstotliwości fali akustycznej ma analogiczny przebieg jak zależność $|\Delta N|$ od częstotliwości. Do częstotliwości rzędu 10^9 s^{-1} , zarówno dla światła lasera CO_2 jak i lasera He-Ne zmiany stałych fotosprężystych są bardzo nieznaczne i praktycznie niemożliwe do stwierdzenia doświadczalnego. Wartości $\Delta p'$ są bowiem mniejsze niż 10^{-2} dla światła lasera CO_2 i mniejsze niż 10^{-4} dla światła lasera He-Ne. Przypomnijmy, że efektywność oddziaływań akustooptycznych zależy od p^2 . Jednocześnie wartości stałych fotosprężystych opisujących prosty efekt fotosprężysty wynoszą około 0,3. Oznacza to, że zmiana natężenia ugiętego światła w wyniku oddziaływania poprzez stałą $\Delta p'$ będzie mniejsza niż 0,1%. Jedynie w przypadku bardzo wysokich częstotliwości fali akustycznej wpływ swobodnych nośników na wartość stałych fotosprężystych jest znaczny i może być doświadczalnie potwierdzony przy wykorzystaniu promieniowania lasera CO_2 .

LITERATURA

- [1] Fukuda S., Karasaki R., Shiosaki T., Kawabata A.: Photoelasticity and acousto-optic diffraction in piezoelectric semiconductors, *Phys. Rev. B*, 20, 10, 4109 (1979).
- [2] Ziman J.M.: *Wstęp do teorii ciała stałego*. PWN, Warszawa 1977.
- [3] Ilisarski I.W., Kylakova L.A.: Elektronowa składowa efektu fotosprężystego w półprzewodnikach samoistnych. *PTT*, 23, 11, s.: 3299 (1981).
- [4] Cydlikowski I.M.: *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*. PWN, Warszawa 1976.

Recenzent: Prof. dr Jerzy Ranachowski

Wpłynęło do Redakcji 19.10.1987 r.

ВЛИЯНИЕ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОН-ФОНОН В ФОСФИДЕ ГАЛЛИЯ

Р е з ю м е

В работе проанализировано влияние свободных электронов на эффективность взаимодействия фотон-фотон в полупроводнике n-типа. Расчеты приведены для фосфида галлия легированного сером со следующими концентрациями примесей: $7,7 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $6,5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $1,9 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Расчитано фотоупругую постоянную связанную с изменениями в равновесном распределении свободных носителей заряда. Был сделан вывод, что эта постоянная обратно пропорциональна квадрату частоты света и равна 10^{-2} для света лазера CO_2 и порядка 10^{-4} для света лазера He-Ne. Так как интенсивность дифрагированного света пропорциональна p^2 , влияние свободных носителей на эффективность дифракции пренебрежимо. Только в случае сверхвысоких частот акустической волны (выше 10^{11} Гц) соответствующие фотоупругие постоянные становятся значущими и могут быть определены экспериментально.

INFLUENCE OF FREE ELECTRONS ON THE EFFECTIVENESS OF PHOTON-PHONON
INTERACTIONS IN GALLIUM PHOSPHIDE

S u m m a r y

In the work, the influence of free electrons on photon-phonon interactions in semiconductor of the n-type, has been analysed. The detailed calculations have been made for gallium phosphide with the following concentrations of impurities: $7,7 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $6,5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $1,9 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$. The photo-elastic constant produced by changes in the equilibrium distribution of free charge carriers has been calculated. It was ascertained that this

constant was inversely proportional to the square of light frequency and that its value is about 10^{-2} for the CO_2 laser light, and about 10^{-4} for He-Ne laser light. The intensity of diffracted light is proportional to p^2 , so influence of free charge carriers on the diffraction efficiency can be neglected. Only in the case of a very high frequency of acoustic wave (above 10^{11} Hz), values of suitable photo-elastic constants are considerable and they can be experimentally checked.