Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 2, стр. 127 – 130 20 января 1973 г.

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. М. Левин, Р. Г. Маев, З. И. Филатова

При распространении звуковой волны в кристалле возникает пространственно-временная модуляция диэлектрической проницаемости

$$\epsilon(\omega, x, t) = \epsilon_0 + \delta\epsilon \exp(iqx - i\Omega t), \qquad (1)$$

где ϵ_0 – проницаемость в отсутствии звуковой волны $\{q, \Omega\}$. Обычно эта модуляция рассматривается как следствие зависимости решеточной части ϵ от упругой деформации. Физически очевидно, однако, что модуляция электронной части диэлектрической проницаемости обладает особенностью в области световых частот, близких к краевой ($\hbar\omega \approx E_g$). С такой особенностью и связан предлагаемый механизм рассеяния света на звуковой волне в полупроводниках, обладающих сильным электрон-фононным взаимодействием. Этот механизм основан на рассеянии света вынужденной волной электронной плотности, индуцированной звуком, и, по-видимому, наиболее эффективен в пьезополупроводниках.

Оценим величину амплитуды модуляции $\delta\epsilon_{эл}$ за счет электронной волны. Воспользуемся выражением для части диэлектрической проницаемости, отвечающей вкладу электронов проводимости [1]:

$$\delta\epsilon_{эл} \approx \frac{4\pi e^2\hbar^2}{mTE_g}\left(\frac{m_c}{m^*}\right)^{3/2} n_e G(\xi), \qquad (2)$$

$$G(\xi) = 1 - \xi/\sqrt{\pi}[1 - \Phi(\xi)]\ell^{\xi^2}.$$

Здесь $\xi = [\,(m^*/m_c)(E_g - \hbar\omega/T)]^{1/2}$, $\Phi(\xi)$ – интеграл вероятности n_e – амплитуда вынужденной плазменной волны, E_g – ширина запрещенной волны. Выражение (2) получено для невырожденного электронного газа при условии $E_g - \hbar\omega >> \hbar a$ ($\hbar a$ – уширение дисперсионной кривой), т. е. в области частот, для которых поглощение света еще мало, но частотная дисперсия $\delta\epsilon$ уже существенна. Амплитуда n_e плазменной волны линейно выражается через амплитуду деформации qu. Коэффициент пропорциональности между n_e и qu существенно зависит от соотношения между длиной свободного пробега электронов ℓ и длиной звуковой волны. В пьезополупроводниках типа A_2B_6 (например, CdS), в которых $q\ell << 1$ выражение для n_e имеет вид [2]:

$$n_e = \frac{4\pi\beta}{\epsilon_{\parallel} v_s}\mu N_e \frac{qu}{(1 - v_d/v_s) + i\frac{\omega_M}{\Omega}(1 + q^2 r_D^2)}, \tag{3}$$

где β – пьезомодуль, v_s – скорость звука, $\epsilon_{\parallel}$ – продольная диэлектрическая проницаемость, μ – подвижность, r_D – дебаевский радиус, $\omega_M = 4\pi e\mu N_e/\epsilon_{\parallel}$ – максвелловская частота, $v_d = \mu E_0$ – дрейфовая скорость электронов во внешнем поле E_0. Для того, чтобы скомпенсировать вязкие потери, к кристаллу необходимо приложить поле E_0, большее порогового ($v_d > v_s$) [2]. Максимальное значение $\delta\epsilon_{эл}$ достигается в этом случае при $qr_D = 1$, $|v_d/v_s - 1| = (\omega_M/\Omega)(1 + q^2 r_D^2)$ и равно:

$$\delta\epsilon_{эл}|_{max} = \frac{\pi\sqrt{2}e\hbar^2}{mTE_g}\left(\frac{m_c}{m^*}\right)^{3/2}\beta quG(\xi). \tag{4}$$

В узкозонных кристаллах с малой эффективной массой (например, InSb), где, как правило, $q\ell >> 1$ выражение для амплитуды плазменной волны имеет вид [3]:

$$n_e = \frac{\beta q}{e}\,\frac{qu}{1 + q^2 r_D^2/2} \tag{5}$$

и максимум $\delta\epsilon_{эл}$ достигается при $qr_D = \sqrt{2}$.

Из выражения (4) видно, что рассматриваемый механизм акустооптического взаимодействия весьма чувствителен к частоте световой волны, и существенен в узкой области частот вблизи края зоны. С увеличением мощности звукового потока волна электронной плотности перестает быть синусоидальной [4, 5]. Возникающая в этом случае нелинейность ($|n_e|/N_e \sim 1$) приводит к насыщению рассматриваемого механизма [5], а наличие в плазменной волне интенсивных гармоник усложняет картину рассеяния.

Приведем оценки для $\delta\epsilon_{эл}$: в кристаллах CdS ($E_g = 2{,}4$ *эв*; $\beta = 9 \cdot 10^4$ ед CGSE) при $T = 78$°K, $q = 1{,}5\,2\pi/\lambda_{св} \approx 5{,}7 \cdot 10^5$ *см*$^{-1}$ ($\lambda_{св}$ – длина световой волны в среде), $E_g - \hbar\omega \sim 10^{-2}$ *эв* и плотности звукового потока $S = 1$ *вт/см*$^{-2}$ для $|\delta\epsilon_{эл}|$ получаем значение $3 \cdot 10^{-5}$. В случае n-InSb ($E_g = 0{,}23$ *эв*, $\beta = 2{,}1 \cdot 10^4$ ед CGSE), $q \approx 1{,}3 \cdot 10^5$ *см*$^{-1}$ и тех же значениях T, S и $E_g - \hbar\omega$ получаем $|\delta\epsilon_{эл}| = 10^{-5}$.

Для частот близких к краевой $\hbar\omega \lesssim E_g$ помимо рассмотренного выше механизма имеется и другой, конкурирующий с ним и основанный также на модуляции звуком электронной части диэлектрической проницаемости. Дело в том, что при прохождении звуковой волны в кристалле возникает модуляция ширины запрещенной зоны $\delta E_g = \Lambda q u$ (Λ – константа деформационного потенциала), и в соответствии с этим, модуляция части диэлектрической проницаемости, отвечающей вкладу валентных электронов [1]:

$$\delta\epsilon_{\text{деф}} = \frac{4e^2}{\pi\hbar}\frac{m^*}{m}\frac{\sqrt{2m^*E_v}}{E_g^2}\left[1+\frac{\pi}{4}\frac{E_g}{\sqrt{E_v(E_g-\hbar\omega)}}\right]\Lambda q u, \qquad (6)$$

где E_v – ширина валентной зоны. Как и выше, здесь предполагается, что $E_g - \hbar\omega >> \hbar a$. Первое слагаемое в (6), не зависящее от ω, описывает электронный вклад в упругооптическую постоянную вдали от краевой частоты. Второй член становится определяющим для $E_g - \hbar\omega << (\pi/4)^2 (E_g^2/E_v)$. Наличие в $\delta\epsilon_{\text{деф}}$ корневой особенности означает, что для $\hbar\omega$ достаточно близких к E_g эффективность акустооптического взаимодействия $M_2 = (\delta\epsilon)^2/4\epsilon_o S$ [6] может значительно возрасти. Например, для кристаллов CdS ($\Lambda \sim 3$ *эв*, $E_v \approx 10$ *эв*) этот член становится определяющим при $E_g - \hbar\omega \approx 0{,}4$ *эв*, а для $E_g - \hbar\omega \approx 10^{-2}$ *эв* амплитуда $\delta\epsilon_{\text{деф}}$ равна $5 \cdot 10^{-5}$. В случае n-InSb ($\Lambda \approx 6$ *эв*, $E_v \sim 10$ *эв*) второе слагаемое мало вплоть до $E_g - \hbar\omega \sim \hbar a$ и не приводит к корневой особенности упругооптической постоянной.

Сравним эффективность обоих механизмов. Считая $\beta \sim e/a_o^2$ и $\Lambda \sim (\hbar^2/ma_o^2)$ (a_o – постоянная решетки), по порядку величины оценим отношение

$$\left|\frac{\delta\epsilon_{\text{эл}}}{\delta\epsilon_{\text{деф}}}\right| \sim \frac{m}{m^*}\,\frac{\lambda_T}{r_D}\sqrt{\frac{E_g-\hbar\omega}{T}}\left(\lambda_T = \frac{\hbar}{m^* v_T}\right). \qquad (7)$$

Для частот, близких к краевой ($E_g - \hbar\omega \sim T$) их эффективность оказывается одного порядка. В частности, для CdS это отношение порядка 0,6. Согласно оценкам для CdS акустооптическая эффективность вблизи края зоны равна $M_2 \approx 10^{-16}$ $сек^2 \cdot г^{-1}$ и на порядок превосходит значения M_2, полученные на эксперименте вдали от края зоны [6]. Проведенные оценки носят качественный характер, поскольку в анизотропной среде вклад в рассеяние того или иного механизма существенно зависит от ориентации кристалла.

В заключение отметим, что акустооптическая эффективность электронного механизма существенно зависит от концентрации электронов проводимости. В фотополупроводниках (CdS, CdSe) включение инфракрасной подсветки позволяет управлять значением концентрации электронов проводимости [7], а это, в свою очередь дает возможность эффективно управлять рассеянием и дифракцией света в таких кристаллах.

Авторы глубоко признательны Э.И.Рашба, И.А.Полуэктову, В.И.Пустовойту за плодотворные обсуждения.

Институт физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
12 ноября 1972 г.

Литература

[1] Р.Г.Маев, И.А.Полуэктов, В.И.Пустовойт. ФТТ, 14, 2012, 1972; ФТТ, 15, 1, 1973.

[2] D.L.White. J. Appl. Phys., 33, 2547, 1962.

[3] H.N.Spector. Phys. Rev., 127, 1084, 1962.

[4] P.K.Tien. Phys. Rev., 171, 970, 1968.

[5] Ю.В.Гуляев. ФТТ, 12, 415, 1970.

[6] J.Sapriel. Appl. Phys. Lett., 19, 533, 1971.

[7] Р.Г.Маев, И.А.Полуэктов, В.И.Пустовойт. ФТТ, 13, 1100, 1971.