

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1979

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.  
Издается с 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հառորյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միգրանյան, Մ. Ն. Մուխիյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 գ, հեռ. 56-08-31

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24 г., тел. 56—08—31

ИНДУЦИРОВАННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ГАЗА  
В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Ж. МУРАДЯН

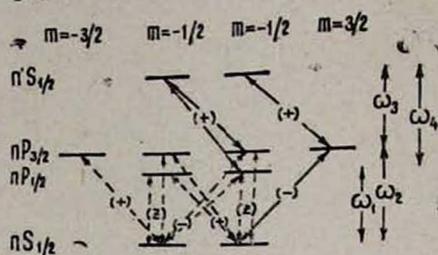
Рассмотрена оптическая анизотропия газа в интенсивном поле лазерного излучения в условиях однофотонного и двухфотонного резонансов вдали от линий поглощения с учетом дублетных структур энергетических уровней. Вычислены угол двулучепреломления и угол поворота плоскости поляризации пробного слабого сигнала.

Явление поворота плоскости поляризации слабой зондирующей волны в поле лазерного излучения круговой поляризации в условиях однофотонного и двухфотонного резонансов в парах калия было теоретически предсказано и экспериментально обнаружено в [1]. Позже вращение плоскости поляризации при двухфотонном переходе в парах натрия наблюдалось в [2, 3]. В работе [4] явление «выгорания дырок» при повороте плоскости поляризации было использовано для спектроскопии  $\beta$ -линий Бальмера. Изменение поляризации, индуцированное лазерным излучением линейной поляризации, использовалось в [5] для исследования различных линий газообразного неона, а также для спектроскопии сверхтонкой структуры  $^{21}\text{Ne}$ . Вращение плоскости поляризации пробного сигнала является частным проявлением индуцированной оптической анизотропии газа [4]. Вид анизотропии зависит от поляризации интенсивного лазерного излучения. В поле интенсивной волны линейной поляризации газ обладает оптическими одноосными свойствами [5]. Вдали от линий поглощения в поле интенсивной волны круговой поляризации газ обладает оптическими гиротропными свойствами, причем вектор гиротропии направлен вдоль распространения волны. Теоретическое исследование гиротропных свойств паров щелочных металлов в условиях однофотонного и двухфотонного резонансов проведено в [6].

В настоящей работе изучается явление оптической анизотропии газа щелочных металлов в поле лазерного излучения вдали от однородных и неоднородных гирин линий с учетом дублетных структур энергетических уровней. Частота интенсивной волны  $\Omega$  предполагается близкой к частоте перехода из первого возбужденного дублета ( $nP_{1/2, 3/2}$ ) в состояние возбужденного синглета ( $n'S_{1/2}$ ). Из-за незначительной заселенности возбужденных уровней интенсивная волна проходит через среду без изменения. Частота слабого поля  $\omega'$  предполагается близкой к частоте перехода из основного состояния ( $nS_{1/2}$ ) в состояние первого дублета.

Рассмотрим, во-первых, случай, когда интенсивная волна поляризована по кругу. Расчеты, аналогичные [1], будем проводить в системе, в которой ось квантования  $z$  направлена вдоль распространения интенсивного излучения. Слабая волна составляет с интенсивной волной произвольный угол. Интенсивное поле круговой поляризации  $\vec{E} = E_x + iE_y$  связывает

состояния  $n'S_{1/2}$  ( $m = -1/2$ ) и  $nP_{3/2}$  ( $m = 1/2$ ),  $n'S_{1/2}$  ( $m = 1/2$ ) и  $nP_{3/2}$  ( $m = 3/2$ ) с частотой перехода  $\omega_3$ , а также  $n'S_{1/2}$  ( $m = -1/2$ ) и  $nP_{1/2}$  ( $m = 1/2$ ) с частотой перехода  $\omega_4$  (сплошные стрелки на рисунке). Переходы меж-



ду подуровнями с помощью компонент слабого поля  $\vec{E} = E_x \pm iE_y$  и  $E_z$  показаны на рисунке пунктирными стрелками. Вычисление тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij} + i\epsilon'_{ij}$  показывает, что под действием интенсивной волны среда становится оптически гиротропной [7], причем в действительной части тензора отличны от нуля только диагональные члены  $\epsilon'_{ii}$  ( $i = x, y, z$ ) с равными значениями в поперечной плоскости:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{xx} = \epsilon'_{yy} = 1 + q_1 \left\{ \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon'_2(\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_3^2 \xi_3}{\epsilon_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_1 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4} \right\} + \\ + q_2 \left\{ \frac{1}{\epsilon_2} + \frac{\frac{3}{4}(\epsilon'_2 + \epsilon_3)}{\epsilon_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - 3\epsilon_3^2 \xi_3} + \frac{\frac{1}{4}[\epsilon'_1(\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_4^2 \xi_4]}{\epsilon_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_1 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4} \right\} + \quad (1) \\ + \frac{\pi N |\vec{E}|^2 \text{Re } G}{3\hbar} \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_1 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4}. \end{aligned}$$

Здесь  $q_{1,2} = \pi N |d_{1,2}|^2 / 3\hbar$ ,  $N$  — плотность атомов,  $d_{1,2}$  — приведенные значения матричных элементов соответственно для переходов  $nS_{1/2} - nP_{1/2, 3/2}$ ,  $\epsilon'_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega'$  — расстройки слабого поля,  $\epsilon_{3,4} = \omega_{3,4} - \Omega$  — расстройки интенсивного поля (заметим, что  $\epsilon'_1 + \epsilon_4 = \epsilon'_2 + \epsilon_3$ ),  $\xi_3 = |d_3|^2 |\vec{E}|^2 / 24 \hbar^2 \epsilon_3^2$  и  $\xi_4 = |d_4|^2 |\vec{E}|^2 / 6 \hbar^2 \epsilon_4^2$  — безразмерные параметры интенсивностей,  $G = d_1^+ d_2 d_3^+ d_4 / 12 \hbar^2$ .

Для  $\epsilon'_{zz}$  получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{zz} = 1 + q_1 \left\{ \frac{1}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_2(\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_3^2 \xi_3}{\epsilon_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_1 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4} \right\} + \\ + q_2 \left\{ \frac{1}{\epsilon'_2} + \frac{\epsilon'_1(\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_4^2 \xi_4}{\epsilon_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_2 \epsilon_4^2 \xi_4 - \epsilon_1 \epsilon_3^2 \xi_3} \right\} - \quad (2) \\ - \frac{\pi N |\vec{E}|^2 \text{Re } G}{3\hbar} \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_1 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4}. \end{aligned}$$

Вектор гиротропии  $g$  (модуль которого определяется с помощью мнимых недиагональных элементов тензора диэлектрической проницаемости соотношением  $g = \varepsilon_{xy}^* = -\varepsilon_{yx}^*$ ) направлен вдоль распространения интенсивной волны (ось  $z$ ) и его величина есть

$$g = q_1 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_1'} - \frac{\varepsilon_2'(\varepsilon_1' + \varepsilon_4) - \varepsilon_3'^2 \xi_3}{\varepsilon_1' \varepsilon_2' (\varepsilon_1' + \varepsilon_4) - \varepsilon_1' \varepsilon_3'^2 \xi_3 - \varepsilon_2' \varepsilon_4'^2 \xi_4} \right\} +$$

$$+ q_2 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_2'} - \frac{\frac{3}{4}(\varepsilon_2' + \varepsilon_3)}{\varepsilon_2'(\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - 3\varepsilon_3'^2 \xi_3} - \frac{\frac{1}{4}[\varepsilon_1'(\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - \varepsilon_4'^2 \xi_4]}{\varepsilon_1' \varepsilon_2' (\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - \varepsilon_1' \varepsilon_3'^2 \xi_3 - \varepsilon_2' \varepsilon_4'^2 \xi_4} \right\} -$$

$$- \frac{\pi N |E|^2 \text{Re } G}{3\hbar} \frac{1}{\varepsilon_1' \varepsilon_2' (\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - \varepsilon_1' \varepsilon_3'^2 \xi_3 - \varepsilon_2' \varepsilon_4'^2 \xi_4}.$$

Из (1)–(3) следует, что дисперсия и гиротропия газа обусловлены как однофотонными, так и двухфотонными переходами. Первые члены в фигурных скобках возникают за счет однофотонных переходов из основного состояния на подуровни возбужденного дублета, которые не связаны интенсивным полем с возбужденным синглетом и, следовательно, не имеют штарковского сдвига. Вторые и третьи члены в фигурных скобках обусловлены однофотонными переходами на подуровни, которые штарковски сдвинуты, и двухфотонными переходами. Последние члены обусловлены интерференцией как однофотонных переходов, так и двухфотонных переходов (например, однофотонное возбуждение на подуровень  $nP_{1/2} (m = 1/2)$  может идти как путем прямого перехода  $nS_{1/2} (m = -1/2) - nP_{1/2} (m = 1/2)$ , так и через возбужденный синглет:  $nS_{1/2} (m = -1/2) - nP_{3/2} (m = 1/2) - n'S_{1/2} (m = -1/2) - nP_{1/2} (m = +1/2)$ ).

Величина вектора гиротропии зависит от частоты пробного излучения. Эту частоту можно выбрать так, чтобы однофотонные переходы на дублетные уровни в векторе гиротропии компенсировали друг друга. Точка компенсации однофотонных переходов находится между уровнями дублета, ближе к уровню  $nP_{1/2}$ , так как дипольный момент перехода на  $nP_{1/2}$  меньше дипольного момента перехода на  $nP_{3/2}$ . В этом случае гиротропные свойства газа будут обусловлены только двухфотонными переходами. Частоту слабого поля можно выбрать и так, чтобы вектор гиротропии обратился в нуль. Для такой частоты среда в поле интенсивного излучения остается изотропной. В первом приближении по  $\xi$ , когда штарковскими сдвигами уровней в выражении  $g$  можно пренебречь, положения точек компенсации не зависят от интенсивности лазерного излучения.

Гиротропные свойства газа в присутствии интенсивной волны круговой поляризации приводят к распространению слабого сигнала в среде с двумя возможными значениями волнового вектора. Значения волновых векторов зависят как от интенсивности лазерного поля, так и от угла  $\theta$  между направлениями распространения интенсивной и слабой волн. Обе возможные волны поляризованы по эллипсам, повернутым друг относительно друга на  $90^\circ$ . Эллипсы имеют одинаковые эксцентриситеты, величина которых зависит от угла  $\theta$ . Направления вращений в них противоположны.

Когда слабая волна распространяется вдоль или против интенсивной волны, собственные поляризации становятся круговыми. В первом приближении по интенсивности лазерного поля обе возможные волны в среде также поляризованы по кругу. Когда интенсивная волна падает нормально к границе среды, а слабая волна составляет с ней некоторый угол  $\theta$ , то гиротропия среды приводит к явлению двулучепреломления. Угол расходимости между двумя преломленными волнами в линейном по  $g$  ( $g \sim \xi$ ) приближении имеет вид

$$\Delta\theta = \frac{ng}{\varepsilon^{3/2}} \sin\theta,$$

где  $n$  — показатель преломления среды, из которой волна входит в газ,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость газа. Вблизи перехода  $nS_{1/2} - nP_{3/2}$  в обычных условиях угол  $\Delta\theta$  может доходить до значения  $1^\circ$ .

Пусть нормально к границе газа падает линейно-поляризованная слабая волна, а интенсивная волна составляет с ней угол  $\theta$ . После выхода из среды линейная поляризация слабой волны поворачивается на угол

$$\vartheta_{\text{пов}} = \frac{\omega'}{c} \frac{g \cos\theta}{\sqrt{\varepsilon}} l,$$

где  $l$  — толщина газового слоя. Вдали от направлений скольжения угол поворота плоскости поляризации на единицу длины достигает больших значений даже при малых нелинейностях ( $g \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ ). Заметим, что в интерференционный член в (3) входит коэффициент  $\text{Re}(d_1^* d_2 d_3^* d_4)$ . Изменение угла поворота в этих условиях дает возможность, в принципе, определить относительную фазу матричных элементов. Изменение поляризационных свойств слабой волны происходит и при ее отражении от границы раздела среда-газ в присутствии интенсивной волны. Однако в обычных лабораторных условиях оно мало.

Расчеты проведены и для случая, когда интенсивное поле связывает первый возбужденный дублет  $nP_{1/2, 3/2}$  со вторым возбужденным дублетом  $nD_{3/2, 5/2}$ , а частота слабой волны близка к частоте перехода из основного состояния в состояние первого возбужденного дублета.

Рассмотрим теперь случай, когда интенсивное поле поляризовано по линии. Расчеты показывают, что в случае связывания интенсивной волной линейной поляризации состояний с моментами  $j_1 = j_2 = 1/2$  анизотропные свойства не индуцируются. Это означает, что в нашем случае состояние  $nP_{1/2}$  первого возбужденного дублета не играет роли в индуцировании анизотропных оптических свойств. Поэтому с самого начала частота  $\Omega$  интенсивного излучения предполагается близкой к частоте  $\omega_2$  перехода из состояния  $nP_{3/2}$  первого возбужденного дублета в возбужденное синглетное состояние  $n'S_{1/2}$ , а частота  $\omega'$  зондирующего слабого поля предполагается близкой к частоте  $\omega_2$  перехода из основного состояния  $nS_{1/2}$  в состояние  $nP_{3/2}$ .

Поляризацию интенсивной волны выберем вдоль оси  $x$ . Вычисление тензора диэлектрической проницаемости показывает, что в поле интенсивной волны линейной поляризации газ обладает оптическими свойствами

одноосных кристаллов [7], причем оптическая ось направлена вдоль оси электрического вектора интенсивной волны ( $\epsilon_{xx} \equiv \epsilon_{\parallel}$ ,  $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} \equiv \epsilon_{\perp} \neq \epsilon_{\parallel}$ ):

$$\epsilon_{\parallel} = 1 + q_2 \left\{ \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1-\sqrt{1+\xi}) - \omega'} + \frac{\sqrt{1+\xi}-1}{\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1+\sqrt{1+\xi}) - \omega'} \right\}, \quad (4)$$

$$\epsilon_{\perp} = 1 + \frac{q_2}{2} \left\{ \frac{3}{\omega_2 - \omega'} + \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1-\sqrt{1+\xi}) - \omega'} + \frac{\sqrt{1+\xi}-1}{2\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1+\sqrt{1+\xi}) - \omega'} \right\}, \quad (5)$$

где  $\xi = 2|d_j|^2|E|^2/3h^2\epsilon_3^2$  — безразмерный параметр интенсивности лазерного поля,  $E$  — амплитуда напряженности электрического поля интенсивной волны.

Из (4) и (5) видно, что одноосные свойства газа обусловлены как однофотонными, так и двухфотонными переходами (последние члены в фигурных скобках). В случае положительной расстройки интенсивного поля ( $\epsilon_3 > 0$ ) для частот зондирующего поля  $\omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1 + \xi})$  и  $\omega_2 < \omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1 + \xi})$  газ обладает оптическими свойствами отрицательного одноосного кристалла ( $\epsilon_{\parallel} < \epsilon_{\perp}$ ), а для частот  $\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1 + \xi}) < \omega' < \omega_2$  и  $\omega' > \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1 + \xi})$  — свойствами положительного одноосного кристалла ( $\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp}$ ). В случае  $\epsilon_3 < 0$  газ имеет свойства отрицательного одноосного кристалла для частот  $\omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1 + \xi})$  и  $\omega_2 < \omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1 + \xi})$ , и положительного кристалла — для частот  $\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1 + \xi}) < \omega' < \omega_2$  и  $\omega' > \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1 + \xi})$ .

Рассмотрим подробно случай, когда линейно-поляризованное зондирующее поле распространяется вдоль или против интенсивной волны. В зависимости от направления поляризации оно может распространяться с двумя возможными значениями волнового вектора. Если поляризация слабой волны совпадает с поляризацией интенсивной волны, то слабая волна распространяется с волновым вектором  $k_{\parallel} = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$  (необыкновенная волна), а когда поляризация слабой волны перпендикулярна к направлению поляризации интенсивной волны — с волновым вектором  $k_{\perp} = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$  (обыкновен-

ная волна). В этих двух случаях слабая волна проходит через газовую среду без изменения поляризации.

Если же поляризация зондирующего поля при вхождении в среду составляет произвольный угол  $\alpha$  с поляризацией интенсивного поля, то в среде распространяются две волны с разными фазовыми скоростями — обыкновенная, с волновым вектором  $k_{\perp}$ , и необыкновенная, с волновым вектором  $k_{\parallel}$ , что приводит к изменению поляризации с прохождением. В координатной системе, ось  $x'$  которой направлена вдоль поляризации слабого поля при вхождении в среду (под углом  $\alpha$  к оси  $x$ ), связь между компонентами электрического вектора дается уравнением

$$\left(E_{x'} + \frac{E_{y'}}{\operatorname{tg} 2\alpha}\right)^2 + \left(\frac{E_{y'}}{\sin 2\alpha \operatorname{tg} \kappa z}\right)^2 = (2E_0 \cos \kappa z)^2,$$

где  $E_0$  — амплитуда слабого поля,  $\kappa = (k_{\parallel} - k_{\perp})/2$ . Линейная поляризация зондирующего поля с прохождением превращается в эллиптическую поляризацию с осциллирующими значениями главных осей. Одновременно с осцилляциями происходит и колебание осей эллипса с угловой амплитудой  $\alpha$  вокруг направления поляризации интенсивной волны для  $\alpha < \pi/4$  или с амплитудой  $\pi/2 - \alpha$  вокруг нормали к поляризации интенсивной волны для  $\pi/4 < \alpha < \pi/2$ . При  $\alpha \ll 1$  (или  $\delta = \pi/2 - \alpha \ll 1$ ) угол колебания эллипса определяется выражением  $\gamma = -2\alpha \sin^2 \kappa z$  ( $\gamma = -2\delta \sin^2 \kappa z$ ). В системе координат, которая колеблется вместе с эллипсом поляризации, имеем

$$\frac{E_{x'}^2}{(2E_0)^2} + \frac{E_{y'}^2}{(2E_0 \alpha \sin 2\kappa z)^2} = 1.$$

Из этого выражения видно, что изменение поляризационных свойств слабой волны незначительно, когда ее поляризация при вхождении в среду почти параллельна поляризации интенсивной волны или перпендикулярна к ней. Наибольшее изменение поляризации имеет место при  $\alpha = \pi/4$ . Колебания эллипса в этом случае отсутствуют, а эллипс поляризации имеет вид

$$\frac{E_{x'}^2}{(2E_0 \cos \kappa z)^2} + \frac{E_{y'}^2}{(2E_0 \sin \kappa z)^2} = 1.$$

Изменение поляризации в этом случае можно наблюдать в обычных условиях так же легко, как и вращение плоскости поляризации слабого поля в интенсивном поле круговой поляризации.

Изменение поляризации происходит и в случае отражения слабого излучения от границы газовой среды в присутствии интенсивной волны линейной поляризации, причем отраженная волна поляризована линейно. В случае нормального падения на границу угол поворота в первом порядке по интенсивности лазерного излучения имеет вид

$$\gamma_{\text{пов}} = \frac{n \sin 2\alpha}{2n_{\text{газ}}(n^2 - n_{\text{газ}}^2)} (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}),$$

где  $n_{\text{газ}}$  — показатель преломления газа. При  $n = 1,8$ ,  $n_{\text{газ}} \approx 1$ ,  $\alpha = 45^\circ$ ,

$N = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $|d_{21}|^2 \approx 2 \cdot 10^{-34} \text{ CGSE}$ ,  $\varepsilon_3 = 8,3 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_2 - \omega' = 0,7 \text{ см}^{-1}$  и  $\xi = 0,1$  угол поворота есть  $\gamma_{\text{пов}} \approx 3'$ .

Заметим, что безотносительность одноосных оптических свойств в поле линейной поляризации к переходу  $nS_{1/2} - nP_{1/2}$  дает возможность для более точного определения матричного элемента перехода  $nP_{3/2} - n'S_{1/2}$ .

Ереванский государственный  
университет

Поступила 20.II.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).
2. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev. Lett., 36, 584 (1976).
3. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev., A 15, 2009 (1977).
4. C. Weiman, T. W. Hansch. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
5. J. C. Keller, C. Delsart. Opt. Commun., 20, 147 (1977).
6. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян. Препринт ПЛРФ 77—09, Ереван, 1977.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Изд. Наука, М., 1959.

#### ԳԱԶԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՍԳԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Հաղերային ճառագայթման ռեզոնանսային դաշտում միջավայրը ձեռք է բերում օպտիկական անիզոտրոպ հատկություններ, Տեսականորեն ուսումնասիրված են ալիպլիական մետաղների զոլարձիներում ինդուկցված ոչ իզոտրոպ հատկությունները, երբ ինտենսիվ դաշտը կապում է երկու զրգոված մակարդակներ, իսկ հետազոտող թույլ դաշտը կապում է հիմնական մակարդակը զրգոված մակարդակներից ներքևին հետ: Հաշվումները կատարված են հաշվի անելով էներգետիկ մակարդակների կրկնակի կառուցվածքը:

#### THE INDUCED OPTICAL ANISOTROPY OF GASEOUS MEDIUM IN THE LASER RADIATION FIELD

V. M. HARUTYUNYAN, A. Zh. MURADYAN

The induced optical anisotropy of alkali metals vapours is theoretically studied under the conditions of one- and two-photon resonances far from the absorption lines taking into account the duplet structure of energy levels. The polarization plane rotation and the double refraction angles of the probing weak wave are calculated.

## НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ ВКР ПРИ МНОГОМОДОВОЙ НАКАЧКЕ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Г. П. ДЖОТЯН

В приближении заданного поля «сильной» моды накачки получено новое решение уравнений вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при многомодовой накачке в диспергирующей среде. Это решение описывает как режимы некогерентного и когерентного ВКР, так и область, переходную между этими двумя предельными случаями.

В работах, посвященных исследованию процесса вынужденного комбинационного рассеяния при многомодовой накачке в диспергирующей среде, рассмотрение обычно проводится отдельно для двух предельных случаев: режимов некогерентного и когерентного ВКР (см., например, [1—3]). В некогерентном режиме ВКР имеет место условие  $gI_{\text{но}} \ll \nu \Delta\omega_{\text{н}}$ , и из-за большой волновой расстройкой, вносимой немонахроматичностью накачки, эффективное взаимодействие имеет место только между соответствующими, т. е. сдвинутыми друг относительно друга на частоту молекулярных колебаний  $\omega_0$ , модами стоксовой волны и накачки\* ( $g$  — фактор усиления,  $I_{\text{но}}$  — средняя интенсивность накачки на входе в комбинационно-активную среду,  $\nu = 1/u_c - 1/u_n$  — относительная дисперсия групповых скоростей стоксовой волны ( $u_c$ ) и накачки ( $u_n$ ),  $\Delta\omega_{\text{н}}$  — ширина частотного спектра накачки). В этом случае усиление стоксовой волны происходит неэффективно и ширина ее спектра не изменяется [2, 5]. В случае же когерентного режима рассеяния, когда  $gI_{\text{но}} \gg \nu \Delta\omega_{\text{н}}$ , в усилении каждой моды стоксовой волны эффективно участвуют все моды накачки. При этом наблюдается уширение частотного спектра узкополосной на входе стоксовой волны и повторение им спектрального распределения широкополосной накачки (см., например, [2—5]).

В настоящей работе приводится общее решение уравнений, описывающих ВКР при многомодовой накачке в диспергирующей среде, описывающее как режимы некогерентного и когерентного ВКР, так и область, переходную между этими предельными случаями. При этом предполагается, что одна из мод накачки (например, центральная с номером  $n = 0$ )\*\* имеет интенсивность, во много раз превышающую интенсивность остальных мод накачки и стоксовой волны, и что в процессе ВКР эта «сильная» мода не истощается. В то же время для всех остальных мод накачки имеет место нелинейный режим ВКР, когда необходимо учитывать эффекты насыщения. Следует отметить, что на возможность влияния «слабой» частот-

\* В настоящей работе предполагается, что волна накачки представляет собой суперпозицию дискретных мод, частотное расстояние  $\Omega$  между которыми удовлетворяет условию  $\Omega T_2 \gg 1$ , где  $T_2$  — время поперечной релаксации комбинационно-активного перепада среды [4].

\*\* «Сильной» может быть мода накачки с любым номером  $n$ .

ной компоненты накачки на характеристики вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна «сильной» компоненты с интенсивностью выше пороговой впервые было указано в [6]. В [7, 8] в частном случае двухмодовой накачки теоретически и экспериментально было показано, что в присутствии «сильной» компоненты накачки мощность ее «слабой» компоненты, необходимая для наблюдения ВКР, может быть снижена в  $10^4$  раз.

2. Система уравнений для амплитуд мод стоксовой волны  $a_n$  и накачки  $A_n$  имеет вид [4]

$$\frac{d}{dz} a_n = \frac{g}{2} A_n C(z) e^{i\nu_n z}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} A_n = -\frac{g}{2} \frac{\omega_n}{\omega_c} a_n C^*(z) e^{-i\nu_n z}$$

с граничными условиями:

$$a_n(z=0) = a_n^0, \quad A_n(z=0) = A_n^0, \quad (2)$$

где

$$C(z) = \sum_m a_m A_m^* e^{-i\nu_m z}.$$

Рассмотрим ВКР многомодовой накачки с «сильной» центральной и «слабыми» боковыми модами:  $|A_0^0|^2 \gg |A_n^0|^2$  ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$ ).

Интенсивности мод стоксовой волны на входе в среду ( $z=0$ ) будем считать величинами одного порядка, причем интенсивность моды, резонирующей с «сильной» модой накачки, предполагается отличной от нуля. Будем считать, что основной вклад в возбуждение молекулярных колебаний с амплитудой  $Q$  вносит биение между «сильной» модой накачки и соответствующей модой стоксовой волны, т. е.  $Q \sim C(z) \simeq a_0(z) A_0^0$ . В этом приближении удастся решить основную систему уравнений (1) при произвольной дисперсии среды. Ниже будет сделана оценка длины рассеяния, при которой применяемое приближение справедливо.

а) Приближение заданного поля накачки:

$$A_n(z) \equiv A_n^0 \quad (n = 0, \pm 1, \dots, \pm N).$$

В этом приближении для амплитуд мод стоксовой волны из (1) имеем

$$da_n/dz = \frac{g}{2} [A_n^0 A_0^{0*} a_0 \exp(i\nu_n z) + a_n |A_n^0|^2], \quad (n \neq 0), \quad (3)$$

$$da_0/dz = \frac{g}{2} a_0 |A_0^0|^2. \quad (4)$$

В правой части (3) оставлен член  $\frac{g}{2} |A_n^0|^2 a_n(z)$ , который играет существенную роль в некогерентном режиме ВКР. Решение уравнений (3) — (4) имеет вид

$$a_n(z) = a_n^0 \exp\left(\frac{g}{2} |A_n^0|^2 z\right) +$$

$$+ \frac{\frac{g}{2} A_n^0 A_0^{0*} a_0^0}{i\nu\Omega_n + \frac{g}{2} |A_0^0|^2} \left\{ \exp\left[\left(\frac{g}{2} |A_0^0|^2 + i\nu\Omega_n\right) z\right] - \exp\left(\frac{g}{2} |A_n^0|^2 z\right) \right\}, (n \neq 0),$$

$$a_0(z) = a_0^0 \exp\left(\frac{g}{2} |A_0^0|^2 z\right). \quad (6)$$

Из (5) следует, что если на входе в среду какая-либо мода стоксовой волны отсутствовала ( $a_n^0 = 0$ ,  $n \neq 0$ ), то в процессе ВКР она возбуждается. Однако возможность повторения частотного спектра накачки спектром стоксовой волны определяется соотношением между величинами  $\nu\Delta\omega$  и  $\frac{g}{2} |A_0^0|^2$ . Как видно из (5), эффект повторения имеет место только в когерентном режиме ВКР, когда  $|\nu\Delta\omega_n| \ll \frac{g}{2} |A_0^0|^2$ . В некогерентном режиме рассеяния, когда  $|\nu\Omega| \gg \frac{g}{2} |A_0^0|^2$ , решение (5) может быть записано в виде

$$a_n(z) \approx a_n^0 \exp\left(\frac{g}{2} |A_n^0|^2 z\right) -$$

$$- i \frac{g A_n^0 A_0^{0*} a_0^0}{2\nu\Omega_n} \exp\left[\left(\frac{g}{2} |A_0^0|^2 + i\nu\Omega_n\right) z\right], (n \neq 0). \quad (7)$$

Из (7) следует, что учет второго слагаемого в (3) необходим, когда первое слагаемое в (7) порядка второго слагаемого или преобладает над ним. Это приводит к условию

$$g |A_0^0|^2 z \ll 2 \ln \left( \frac{2 |\nu\Omega|}{g |A_n^0| |A_0^0|} \right). \quad (8)$$

При выполнении (8) имеем

$$a_n(z) \approx a_n^0 e^{\frac{g}{2} |A_n^0|^2 z},$$

что совпадает с результатом, полученным в [2]. В случае же выполнения условия, обратного условию (8), как следует из (5), коэффициент усиления стоксовой компоненты «слабой» моды накачки определяется интенсивностью ее «сильной» моды, что может привести к значительному снижению порога возбуждения «слабой» моды, что и было получено в [7, 8]. Для этого наиболее интересного случая проведем рассмотрение нелинейного режима ВКР.

б) *Нелинейный режим рассеяния «слабых» мод накачки.*

Рассмотрим такой режим ВКР, когда можно пренебречь истощением «сильной» моды накачки (с номером  $n = 0$ ) и необходим учет изменения

амплитуд «слабых» мод накачки в результате рассеяния. Уравнения (1) в рассматриваемом случае переписуются в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} b_n + i\nu_1 \Omega_n b_n &= \frac{g}{2} A_n f(z), \\ \frac{d}{dz} A_n &= -\frac{\omega_n}{\omega_c} \frac{g}{2} b_n f^*(z), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$b_n = a_n \exp(-i\nu \Omega_n z), \quad f(z) = a_0(z) A_0^0 = a_0^0 A_0^0 \exp\left(\frac{g}{2} |A_0^0|^2 z\right).$$

После исключения  $A_n$  из (9) приходим к следующему уравнению:

$$\left[ \frac{d^2}{dx^2} + p_n \frac{d}{dx} + qe^x + c_n \right] b_n = 0, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} x &= g |A_0^0|^2 z, \quad p_n = i\nu \Omega_n / g |A_0^0|^2 - \frac{1}{2}, \\ q &= \frac{1}{4} \omega_n |a_0^0|^2 / \omega_c |A_0^0|^2, \quad c_n = -i\nu \Omega_n / 2 g |A_0^0|^2. \end{aligned}$$

Решение уравнения (10) имеет вид [9]

$$\begin{aligned} b_n(z) &= e^{\left(\frac{1}{2} - \frac{i\nu \Omega_n}{g |A_0^0|^2}\right) g |A_0^0|^2 z / 2} [K_{1n} J_{\xi_n}(\alpha e^{g |A_0^0|^2 z / 2}) + \\ &+ K_{2n} J_{-\xi_n}(\alpha e^{g |A_0^0|^2 z / 2})], \end{aligned} \quad (11)$$

где  $J_{\pm \xi_n}(z)$  — функция Бесселя,  $\alpha = \sqrt{\omega_n |a_0^0|^2 / \omega_c |A_0^0|^2}$ ,  $\xi_n = -p_n^*$ ,  $K_{1n}$  и  $K_{2n}$  — постоянные, определяемые граничными условиями:

$$b_n(z=0) = a_n^0, \quad \left. \frac{d}{dz} b_n \right|_{z=0} = -i\nu \Omega_n a_n^0 + \frac{g}{2} A_n^0 A_0^0 a_0^0.$$

Для  $K_{1n}$  получаем

$$\begin{aligned} K_{1n} &= \frac{J_{-\xi_n}(\alpha)}{J_{\xi_n}(\alpha) J_{-\xi_n}(\alpha) - J_{\xi_n}(\alpha) J'_{-\xi_n}(\alpha)} \left[ \frac{A_n^0 a_0^0}{A_0^0} - \right. \\ &\left. - \frac{a_n^0}{2} \left( 1 + \frac{2 i\nu \Omega_n}{g |A_0^0|^2} + \frac{2 J'_{-\xi_n}(\alpha)}{J_{-\xi_n}(\alpha)} \right) \right]; \end{aligned} \quad (12)$$

$K_{2n}$  получается из (12) заменой  $\xi_n \rightarrow -\xi_n$ . Штрих в (12) означает дифференцирование функции по своему аргументу.

В недиспергирующей среде ( $\nu = 0$ ; при этом  $\xi_n = \frac{1}{2}$  и  $J_{1/2}(x) =$

$= \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin x, J_{-1/2}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos x$ ) для амплитуды  $n$ -ой ( $n \neq 0$ ) моды стоксовой волны получаем

$$a_n(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha}} [K_{1n} \sin(\alpha e^{g|A_0^0|^2 z/2}) + K_{2n} \cos(\alpha e^{g|A_0^0|^2 z/2})]. \quad (13)$$

Воспользовавшись первым уравнением в (9), находим амплитуду соответствующей моды накачки:

$$A_n(z) = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi} \frac{A_0^0}{\alpha_0^0}} [K_{1n} \cos(\alpha e^{g|A_0^0|^2 z/2}) - K_{2n} \sin(\alpha e^{g|A_0^0|^2 z/2})]. \quad (14)$$

Так как все рассмотрение проводится в приближении заданного поля «сильной» центральной моды накачки, то имеет место соотношение

$$\frac{g|A_0^0|^2 z/2}{\alpha e} \ll 1.$$

При этом выражения (13) и (14) можно переписать в виде

$$a_n(z) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha}} (K_{2n} + \alpha K_{1n} e^{g|A_0^0|^2 z/2}), \quad (15)$$

$$A_n(z) \simeq \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi} \frac{A_0^0}{\alpha_0^0}} (K_{1n} - \alpha K_{2n} e^{g|A_0^0|^2 z/2}),$$

где

$$K_{1n} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\alpha \sqrt{\alpha}}{1 + \alpha^2}} \left( a_n^0 + \frac{A_n^0 \alpha_0^0}{\alpha^2 A_0^0} \right), \quad (16)$$

$$K_{2n} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\alpha}}{1 + \alpha^2}} \left( a_n^0 - \frac{A_n^0 \alpha_0^0}{A_0^0} \right). \quad (17)$$

Так как в (16) второе слагаемое в скобках преобладает над первым (при  $A_n^0 \neq 0$ ), то для амплитуды  $n$ -ой моды стоксовой волны при достаточно большом усилении получаем

$$a_n(z) \simeq \frac{A_n^0 \alpha_0^0}{A_0^0} e^{g|A_0^0|^2 z/2}, \quad (n \neq 0), \quad (18)$$

откуда следует повторение частотного спектра накачки в спектре ее стоксовой компоненты (за исключением центральной части спектра). В выражении (17) можно пренебречь вторым членом в скобках по сравнению с первым (при  $a_n^0 \neq 0$ ):

$$A_n(z) \simeq -\frac{\omega_n}{\omega_c} a_n^0 \frac{|a_0^0|^2}{|A_0^0|^2} e^{g|A_0^0|^2 z/2}. \quad (19)$$

Отсюда, в частности, следует возбуждение в нелинейном режиме рассеяния спектральных компонент накачки, отсутствовавших на входе в среду, что соответствует эффекту «обратной» перекачки, рассмотренному ранее в [10].

3. В заключение покажем, что использованное выше приближение заданного поля одной «сильной» моды в задаче о ВКР при многомодовой накачке справедливо при условии

$$|a_0^0|^2 \exp(g|A_0^0|^2 z) \ll |A_n^0|^2, \quad (20)$$

где  $|A_0^0|^2 \gg |A_n^0|^2$ ,  $|A_0^0|^2 \gg |a_n^0|^2$  ( $n = \pm 1, \dots$ ), а амплитуды мод стоксовой волны на входе в среду являются величинами одного порядка. На самом деле, в общем случае диспергирующей среды из (1) имеем соотношение, отражающее закон сохранения числа квантов для взаимодействующих при ВКР волн с одним и тем же номером  $n$ :

$$|a_n(z)|^2 + \frac{\omega_c}{\omega_n} |A_n(z)|^2 = |a_n^0|^2 + \frac{\omega_c}{\omega_n} |A_n^0|^2, \quad (n \neq 0). \quad (21)$$

Из (21) следует, что при длине рассеяния  $z$ , удовлетворяющем условию (20),  $|a_n(z)|^2 \ll |A_0^0|^2$ ,  $|A_n(z)|^2 \ll |A_0^0|^2$ , т. е. справедливо приближение заданного поля центральной «сильной» моды накачки.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 30.XI.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахматов. Изв. вузов, Радиофизика, 17, 541 (1974).
2. Г. П. Джотян и др. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
3. Г. П. Джотян и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. Г. П. Джотян, Ю. Е. Дьяков. Вестник МГУ, Физика, 18, 70 (1977).
5. И. Г. Зубарев, А. Б. Миронов, С. И. Михайлов. Письма ЖЭТФ, 23, 697 (1976).
6. Ю. Е. Дьяков. Письма ЖЭТФ, 9, 487 (1969).
7. Г. В. Венкин и др. Письма ЖЭТФ, 21, 235 (1975).
8. Г. В. Венкин и др. ЖЭТФ, 70, 1674 (1975).
9. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М., 1976, стр. 376.
10. Г. П. Джотян. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 155 (1978).

ԲԱԶՄԱՄՈՒՎ ՄՂՈՒՄԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄՐԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ  
ՈՂ-ԳԾԱՅԻՆ ԹԵԺԻՄԸ ԴԻՍՊԵՐՍ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Մղումի «ուժեղ» մոդայի անխոփոխ դաշտի մոտավորությամբ ստացված է բազմամոդ մղումի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման (ՀԿՑ) հավասարումների նոր լուծում դիսպերս միջավայրերի համար: Այդ լուծումը նկարագրում է ինչպես ՀԿՑ ոչ-կոհերենտ և կոհերենտ ռեժիմները, այնպես նաև այդ երկու սահմանային դեպքերի միջև ընկած տիրույթը:

THE NONLINEAR REGIME OF STIMULATED RAMAN SCATTERING  
WITH MULTIMODE PUMP IN A DISPERSIVE MEDIUM

G. P. DZHOTYAN

In the approximation of the given field of a "strong" pump mode a new solution of equations describing stimulated Raman scattering (SRS) with multimode pump is obtained in a dispersive medium. This solution describes regimes of incoherent and coherent SRS as well as the transition region between these two extreme cases.

## К ТЕОРИИ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИ- КОВЫХ СРЕДАХ—ПЛЕНКАХ\*

К. Г. АГАРОНЯН, А. М. КАЗАРЯН

Исследован вопрос двухфотонного поглощения в тонких пленках с учетом экситонных эффектов. Дано общее описание двухфотонного поглощения, вычислен коэффициент поглощения как в случае «разрешенно-разрешенных», так и «разрешенно-запрещенных» переходов. Показано, что учет экситонных эффектов приводит к появлению дискретных линий под дном каждой подзоны размерного квантования, а также к изменению частотной зависимости в области непрерывного спектра.

В последние годы сильно возрос интерес к теоретическому исследованию взаимодействия сильной электромагнитной волны с полупроводниками. В ряде работ [1, 2] было показано, что в резонансном приближении это взаимодействие приводит к существенной перестройке энергетического спектра носителей заряда. При этом характерным является возникновение щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны. Не менее интересные проявления взаимодействия сильной волны с полупроводником оказываются связанными с многофотонными процессами [3].

Особый интерес представляет исследование двухфотонного межзонного поглощения в полупроводниках как в связи с получением богатой информации об энергетической структуре вещества\*\*, так и в связи с общей проблемой получения инверсионной населенности для генерации когерентного излучения (полный обзор по указанным вопросам содержится в [3]).

Теоретический расчет коэффициента двухфотонного поглощения для массивного полупроводника проведен во многих работах [4] во втором порядке теории возмущений как с учетом экситонных эффектов [5], так и при наличии квантующего магнитного поля [6]. Вместе с тем в последнее время возрастает интерес к пространственно-ограниченным полупроводниковым средам — пленкам и проволокам, который обусловлен как все более широким их применением в микроэлектронике, так и обнаружением в них новых физических явлений, отсутствовавших в массивных образцах [7].

В связи с этим возникает необходимость в рассмотрении двухфотонного межзонного поглощения света в вышеуказанных средах. Этому вопросу и посвящена настоящая работа, причем проведенное исследование отличается от решения аналогичной задачи в работе [8] в двух аспектах. Во-первых, в указанной работе не учтены экситонные эффекты, которые,

\* Результаты для размерно-квантованной проволоки будут опубликованы позже.

\*\* Иногда, например, в дипольном приближении двухфотонные и однофотонные спектры несут разную информацию.

как известно, существенно влияют на ход спектральной кривой собственного поглощения. Во-вторых, в этой работе ограничиваются рассмотрением двухзонной модели, не учитывая в качестве промежуточных состояний вклада других зон. В связи с более общей чем в [8] постановкой задачи гамильтониан взаимодействия выбран нами в виде  $V = \mathbf{dE}$ , что, как показано в [3], дает возможность более корректного учета вклада вышестоящих зон.

### 1. Общие соотношения для двухфотонных переходов при наличии квантового размерного эффекта

Как известно (см., например, [3]), двухфотонные переходы выражаются через мнимую часть тензора кросс-восприимчивости четвертого ранга, имеющего вид

$$\chi_{aabb}^*(\omega_a, \omega_b) = \frac{\pi}{\hbar^3 V} |M_{21}|^2 \delta(\omega_a + \omega_b - \omega_{21}(k)), \quad (1)$$

где составной матричный элемент  $M_{21}$  описывает переход системы из состояния 1 в состояние 2 под действием двух монохроматических полей с частотами  $\omega_a$  и  $\omega_b$ ,  $\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$ .

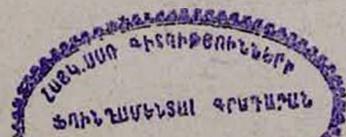
Соответствующий коэффициент поглощения будет выражаться через  $\chi_{aabb}^*(\omega_a, \omega_b)$  следующим образом:

$$\alpha(\omega_a) = \frac{8\pi^2}{c^2} \omega_a \omega_b \hbar F_b \chi_{aabb}^*(\omega_a, \omega_b) \left\{ \frac{1}{\epsilon_{aa}(\omega_a) \epsilon_{bb}(\omega_b)} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $F_i$  — поток квантов,  $\epsilon_{ii}(\omega_i)$  — диагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости в направлении  $e_i$  ( $i=a, b$ ),  $c$  — скорость света. При конкретизации составного матричного элемента для нашего случая, а именно, для пространственно-ограниченной полупроводниковой пленки, следуя работе [3], для гамильтониана взаимодействия системы с полем будем пользоваться выражением вида  $V = \mathbf{dE}$  ( $\mathbf{d}$  — дипольный момент системы,  $\mathbf{E}$  — напряженность внешнего поля). Для получения явного вида составного матричного элемента необходимо учитывать, что ограничение движения квазичастиц (в одном направлении) приводит к размерному квантованию квазиимпульса, приводящему, в свою очередь, к изменению энергетического спектра и волновых функций. Для идеальной модели пленки (носители заряда находятся в бесконечно-глубокой одномерной потенциальной яме) волновые функции и энергетический спектр имеют вид

$$\Psi_{jk_j}(\rho, \varphi, z) = \frac{2^{1/2}}{L^{1/2}} \Phi_j(\rho, \varphi) \sin \frac{\pi y z}{L},$$

$$\Phi_j(\rho, \varphi) = s^{-1/2} U_{jk_j}(\rho) \exp ik\rho, \quad (3)$$



$$E_v = -\frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_v^{\perp}} - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_v^{\perp}} \left(\frac{v}{L}\right)^2 - E_g,$$

$$E_c = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m_c^{\parallel}} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c^{\parallel}} \left(\frac{v''}{L}\right)^2,$$

где  $k_j$  — двумерный волновой вектор электрона в плоскости пленки, квантовое число  $v$  ( $v''$ ) = 1, 2, ... заменяет проекцию  $k_z$ ,  $U_{jk}(\rho)$  — двумерная функция Блоха в зоне  $j$  ( $v, c$ ),  $L$  — толщина пленки,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

С помощью формул (3), а также из вида используемого нами гамильтониана взаимодействия составной матричный элемент можно представить следующим образом:

$$M_{21} = e^2 \sum_l \frac{\Omega_{2l}^a \Omega_{1l}^b}{\omega_{1l} - \omega_a} + \frac{\Omega_{2l}^b \Omega_{1l}^a}{\omega_{1l} - \omega_b} + \frac{1}{\omega_{21} - \omega_a} \frac{\partial \Omega_{21}}{\partial k_b} + \frac{1}{\omega_{21} - \omega_b} \frac{\partial \Omega_{21}^b}{\partial k_a} -$$

$$- \frac{\Omega_{21}^a}{(\omega_{21} - \omega_b)^2} \frac{\partial \omega_{21}}{\partial k_b} - \frac{\Omega_{21}^b}{(\omega_{21} - \omega_a)^2} \frac{\partial \omega_{21}}{\partial k_a}, \quad (4)$$

где  $\Omega_{21}^i$  — матричный элемент проекции оператора квазимпульса на направление  $e_i$  ( $i = a, b$ ), который при наличии КРЭ распадается на два независимых множителя, характеризующих соответственно межзонные продольные переходы электрона и одновременно поперечные переходы на ближайший поперечный уровень. Запишем

$$\Omega_{21}^a(k) = \Omega_{21}^a(k_{\rho}, \varphi) \Omega_{v,v''}^a(k_z), \quad (5)$$

где

$$\Omega_{21}^a(k_{\rho}, \varphi) = \left( -\frac{i\hbar}{m_{21}\omega_{21}} \right) \iint \varphi_2^*(\rho, \varphi) (\hat{z}\nabla)_{\rho\varphi} \varphi_1(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi, \quad (6)$$

$$\Omega_{v,v''}^a(k_z) = \frac{1}{L} \int \sin\left(\frac{\pi v'' z}{L}\right) (\hat{e}_a \hat{e}_b) \sin\left(\frac{\pi v z}{L}\right) dz.$$

Не прибегая к конкретным вычислениям, уже можно сделать некоторые выводы относительно частотной зависимости коэффициента двухфотонного поглощения, анализируя выражения (4)–(6). Нетрудно убедиться, что первые четыре слагаемых в составном матричном элементе описывают двухфотонные процессы с участием промежуточных зон, а именно: ( $v, v \rightarrow c', v' \rightarrow c, v''$ ), тогда как последние два выражаются только через характеристики зоны проводимости и валентной зоны, описывая переходы типа ( $v, v \rightarrow c, v' \rightarrow c, v''$ ). Рассмотрением последних переходов и ограничивались авторы работы [8], что, по-видимому, не всегда правомерно. Действительно, например, для «разрешенно-разрешенных» переходов основной вклад в  $\alpha(\omega_a)$  вблизи края поглощения дают процессы первого типа, которые приводят к известной ступенчатой зависимости от частот падающего света (коэффициент поглощения следует ходу комбинированной плотности состояний в пленке).

## 2. Коэффициент двухфотонного поглощения с учетом экситонных эффектов

Будем рассматривать слаболегированный полупроводник с большой диэлектрической проницаемостью и с малыми эффективными массами носителей заряда. В предположении, что радиус экситона в массивном образце больше толщины пленки ( $a_{\text{эк}} > L$ ), соответствующее уравнение Ванье распадается на два более простых уравнения [9], одно из которых характеризует движение носителей в плоскости пленки с двумерным кулоновским потенциалом, а другое — размерно-квантованное движение по нормали к плоскости пленки. Решением первого уравнения определяется множитель, учитывающий экситонные эффекты [9]. Как и в случае массивного образца, в двухфотонном приближении следует различать «разрешенно-разрешенные» и «разрешенно-запрещенные» переходы [10].

«Разрешенно-разрешенные» переходы.

«Разрешенно-разрешенные» переходы — это переходы в  $S$ -состояние. Соответствующий матричный элемент при этом будет иметь вид

$$M_{21} = e^2 U_{ns}(0) \left\{ \frac{1}{\omega_a} \frac{\partial \Omega_{21}^b}{\partial k_a} + \frac{1}{\omega_b} \frac{\partial \Omega_{21}^a}{\partial k_b} + \sum_j \left( \frac{\Omega_{2j}^a \Omega_{j1}^b}{\omega_{j1} - \omega_b} + \frac{\Omega_{2j}^b \Omega_{j1}^a}{\omega_{j1} - \omega_a} \right) \right\}, \quad (7)$$

где  $U_{ns}(0)$  — водородоподобная функция  $S$ -типа для двумерной кулоновской задачи.

Для функции  $U_{ns}(0)$ , учитывающей экситонные эффекты, соответственно имеем:

а) в случае дискретного спектра

$$|U_{ns}(0)|^2 = \frac{2v_0}{\pi a_{\text{эк}}^2 L \left( n + \frac{1}{2} \right)^3}; \quad (8)$$

б) в случае непрерывного спектра

$$|U_{ns}(0)|^2 = \frac{2 \exp(\pi D)}{\pi \operatorname{ch} \pi D}, \quad (9)$$

где  $D = (\omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{\text{вр}} \hbar^{-1})^{-1/2} G^{1/2} \hbar^{-1/2}$ ,  $G = \frac{m_{21} e^4}{2 \hbar^2 \epsilon^2}$ ,

$\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды.

Подставляя (7) и (2) в (1), с учетом (8) и (9) для коэффициента двухфотонного поглощения в пленках окончательно получаем:

а) для дискретного спектра

$$\begin{aligned} \alpha(\omega_a) = & \frac{2^4 \pi^2 e^4 F_b \omega_a \omega_b}{\hbar^2 a_{\text{эк}}^2 L c^2} \left[ \frac{1}{\epsilon_{aa}(\omega_a) \epsilon_{bb}(\omega_b)} \right]^{1/2} \times \\ & \times \left| \sum_{j=1,2} \frac{\Omega_{2j}^a \Omega_{j1}^b}{\omega_{j1} - \omega_a} + \frac{\Omega_{2j}^b \Omega_{j1}^a}{\omega_{j1} - \omega_b} + \frac{1}{\omega_a} \frac{\partial \Omega_{21}^b}{\partial k_a} + \frac{1}{\omega_b} \frac{\partial \Omega_{21}^a}{\partial k_b} \right|_{k=0}^2 \times \\ & \times \sum_n \frac{\delta(\omega_a + \omega_b - \omega_g + G \hbar^{-1} n^{-2} - E_{\text{вр}} \hbar^{-1})}{(n + 1/2)^3}; \end{aligned} \quad (10)$$

б) для непрерывного спектра

$$\alpha(\omega_a) = \frac{4e^4 m_{21} F_b \omega_a \omega_b}{\hbar^3 L c^2} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{aa}(\omega_a) \varepsilon_{bb}(\omega_b)} \right]^{1/2} \times \\ \times \left| \sum_j \frac{\Omega_{2j}^a \Omega_{j1}^b}{\omega_{j1} - \omega_a} + \frac{\Omega_{2j}^b \Omega_{j1}^a}{\omega_{j1} - \omega_b} + \frac{1}{\omega_a} \frac{\partial \Omega_{21}^b}{\partial k_a} + \frac{1}{\omega_b} \frac{\partial \Omega_{21}^a}{\partial k_b} \right|^2 \frac{\exp(\pi D)}{\operatorname{ch} \pi D} \times \\ \times \theta(\omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{v,v} \hbar^{-1}). \quad (11)$$

При этом фигурирующий в полученных формулах (10) и (11) матричный элемент  $\Omega_{21}$  определяется выражениями (5) и (6), а явный вид матричных элементов  $\Omega_{1j}$  и  $\Omega_{2j}$  зависит от конкретной энергетической структуры полупроводника.

«Разрешенно-запрещенные» переходы.

В этом случае рассматриваются переходы в конечное  $p$ -состояние. При этом, когда  $\Omega_{21}(0) \sim a_0$  ( $a_0$  — постоянная решетки), можно пользоваться приближением двухзонной модели, в которой составной матричный элемент имеет вид [3]

$$M_{21} = \frac{e^2 \hbar}{m_{21}} \left( \frac{\partial U_{np}}{\partial \rho} \right)_{\rho=0} \left[ \frac{\Omega_{21}^b}{\omega_a^2} + \frac{\Omega_{21}^a}{\omega_b^2} \right], \quad (12)$$

где  $U_{np}(\rho)$  — водородоподобная функция  $p$ -типа,  $\rho$  — двумерный радиус относительного движения электрона и дырки. Для «разрешенно-запрещенных» переходов экситонный множитель выглядит следующим образом:

$$\left( \frac{\partial U_{np}(\rho)}{\partial \rho} \right)_{\rho=0}^2 = \frac{2n(n+1)}{\pi a_{\text{эк}}^4 L} \frac{2v_0}{(n+1/2)^5} \quad (13)$$

— для дискретного спектра энергии,

$$\left( \frac{\partial U_{np}(\rho)}{\partial \rho} \right)_{\rho=0}^2 = \left( \frac{1}{4} + D^2 \right) \frac{4\pi \exp(\pi D)}{\operatorname{ch} \pi D} \frac{2m_{12}}{\hbar} (\omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{v,v} \hbar^{-1}) \quad (14)$$

— для непрерывного спектра энергии.

Подставляя (12)—(14) в (2) и (1), с учетом (6) и (7) для коэффициента двухфотонного поглощения света при наличии КРЭ соответственно имеем:

$$\alpha(\omega_a) = \frac{2^4 e^4 \pi^2 \hbar^2 \omega_a \omega_b}{m_{21}^4 a_{\text{эк}}^4 (\omega_a + \omega_b)^2} \frac{F_b}{L c^2} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{aa}(\omega_a) \varepsilon_{bb}(\omega_b)} \right]^{1/2} \times \\ \times |\Omega_{v,v}|^2 |P_{vc}|^2 [\omega_a^{-4} + \omega_b^{-4} + \omega_a^{-2} \omega_b^{-2} \cos(e_a e_b)] \times \\ \times \sum_n \frac{n(n+1)}{(n+1/2)^5} \delta(\omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{v,v} \hbar^{-1} + G \hbar^{-1} n^{-2}) \quad (15)$$

— в случае дискретного спектра,

$$\alpha(\omega_a) = \frac{2^4 e^4 \pi^2 \omega_a \omega_b}{m_{21}^2 L(\omega_a + \omega_b)^2} \left( \frac{1}{4} + D^2 \right) \frac{\exp(\pi D)}{\operatorname{ch} \pi D} \frac{F_b}{c^3} |\Omega_{vv}|^2 |P_{vc}|^2 \times \quad (16)$$

$$\times \left[ \frac{1}{\varepsilon_{aa}(\omega_a) \varepsilon_{bb}(\omega_b)} \right]^{1/2} [\omega_a^{-4} + \omega_b^{-4} + \omega_a^{-2} \omega_b^{-2} \cos(e_a \hat{e}_b)] (\omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{vv} \hbar^{-1})$$

— в случае непрерывного спектра.

### 3. Обсуждение результатов

#### Случай дискретного спектра.

В этом случае из формул (10) и (15) следует, что учет экситонных эффектов в полупроводниковых пленках приводит к появлению дискретных линий под дном каждой подзоны размерного квантования и, как и в массивных образцах, наблюдается сильная зависимость сил осцилляторов от квантового числа  $n$ . Однако интенсивности линий с увеличением  $n$  падают медленнее, чем в массивных средах. Так, для  $n = 1, 2, 3$  интенсивности, например, «разрешенно-разрешенных» линий относятся друг к другу как  $1 : 1/4,6 : 1/12,7$ , тогда как в массивных средах для этих линий имеем  $1 : 1/8 : 1/27$ . С другой стороны, при больших квантовых числах  $n$ , когда экситонные уровни спектра сближаются настолько, что сливаются друг с другом, образуя квазинепрерывный спектр, коэффициент двухфотонного поглощения становится постоянным, как и в однофотонном поглощении. Это обусловлено тем, что интенсивность, приходящаяся на одну линию, с ростом  $n$  падает как  $n^{-3}$ , тогда как плотность линий  $\rho(E)$  растет как  $n^3$ .

#### Случай непрерывного спектра.

Полученные результаты показывают также, что экситонные эффекты качественно влияют на ход спектральной кривой вблизи края фундаментального поглощения, приводя к изменению величины и частотной зависимости  $\alpha(\omega_a)$ . При этом качественно разные результаты получаются при соизмеримых и сильно различающихся частотах падающих излучений  $\omega_a$  и  $\omega_b$ .

$$1. \quad \omega_a \sim \omega_b, \text{ т. е. } \omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{vv} \hbar^{-1} = \Delta\omega \ll \omega_b.$$

Из соотношений (11) и (16) видно, что вблизи порога поглощения ( $D \rightarrow \infty$ ) для каждой подзоны размерного квантования  $\alpha(\omega_a)$  стремится к конечной величине. Вдали от порога ( $D \rightarrow 0$ ) экситонные эффекты становятся несущественными, как и для однофотонного поглощения.

$$2. \quad \omega_a \gg \omega_b, \text{ т. е. } \omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{vv} \hbar^{-1} = \Delta\omega \sim \omega_b.$$

При этом в формулах (11) и (16) существенными становятся уже члены  $\omega_b^{-1}$  и при учете экситонных эффектов вблизи края  $\alpha(\omega_a)$  не стремится к постоянной. Так, при «разрешенно-разрешенных» переходах имеем  $(\omega_a + \omega_b + \omega_g - E_{vv} \hbar^{-1})^{-1}$ , а при «разрешенно-запрещенных» переходах — соответственно  $(\omega_a + \omega_b - \omega_g - E_{vv} \hbar^{-1})^{-1}$ .

Авторы выражают благодарность Э. М. Казаряну за предложенную тему и обсуждение результатов.

Ереванский политехнический  
институт  
Ереванский государственный  
университет

Поступила 15.I.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. В. Ф. Елесин. ФТТ, 11, 1820 (1969).
3. В. И. Бредихин, М. Д. Галанин, В. Н. Генкин. УФН, 110, 3 (1973).
4. R. Brounstein. Phys. Rev., 125, 475 (1962).
5. R. Loudon. Proc. Phys. Soc., 80, 952 (1962).
6. R. Girlanda. Nuovo Cim., B6, 53 (1971).
7. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 61 (1968).
8. В. Д. Продан, Я. А. Рознерица. ФТП, 9, 145 (1975).
9. Э. М. Казарян, Р. А. Энфиаджан. ФТП, 5, 2002 (1971).
10. R. Brounstein, N. Okman. Phys. Rev., A 134, 499 (1964).

#### ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՄԱՍԻՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓՈՒԿ ԿԻՍՍ- ՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Կ. Հ. ԱՀԱՐՈՆՅԱՆ, Ա. Մ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված է երկֆոտոնային կլանման հարցը բարակ թաղանթներում էքսիտոնային էֆեկտների հաշվառումով: Տրված է երկֆոտոնային կլանման բնդհանուր նկարագիրը, հաշվված է կլանման գործակիցը ինչպես «թույլատրելի-թույլատրելի», այնպես էլ «թույլատրելի-ոչ թույլատրելի» անցումների դեպքում: Նույն է տրված, որ էքսիտոնների հաշվառումը բերում է դիսկրետ գծերի առաջացմանը ըստիային քվանտացման ամեն մի հնթագոտում և հաճախային կախվածության փոփոխությանը անընդհատ տիրույթում:

#### ON THE THEORY OF TWO-PHOTON ABSORPTION IN SPATIALLY RESTRICTED SEMICONDUCTOR FILM MEDIA

K. G. AHARONYAN, A. M. KAZARYAN

The problem of two-photon absorption in thin films is studied taking account of exciton effects. The general description of two-photon absorption is given and the absorption coefficient both for the "allowed-allowed" and "allowed-forbidden" transitions is calculated. It is shown that the consideration of the exciton effects leads to the appearance of discrete lines below the bottom of each dimension quantization subband and also to the alteration of the frequency dependence in the case of the continuous spectrum.

## К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КВАНТОВАННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК

З. А. КАСАМАНЯН, В. М. ГАСПАРЯН, А. А. ВАРДАНЯН

На основе метода функций Грина рассматриваются основные аспекты теории энергетического спектра тонких пленок. Сначала строится одномерная теория, а затем дается естественное обобщение на трехмерный случай при отсутствии разделения переменных для кристаллического потенциала. Такой подход позволяет провести качественное рассмотрение без конкретизации идеального периодического поля при вариации граничных условий в широких пределах. Далее анализируются недостатки модели скачка потенциала поверхности и указывается на необходимость учета реального, плавно меняющегося потенциала поверхности при рассмотрении почти заполненной зоны и состояний в запрещенной зоне. Выяснена принципиальная роль условий на поверхности в формировании энергетического спектра в запрещенной зоне.

При исследовании квантовых размерных эффектов в тонких пленках полупроводников и полуметаллов в последнее время выясняется важная роль условий на поверхности. Например, в работе [1] показано, что экспериментальные результаты для полуметаллической тонкой пленки существенно отличаются в обычных условиях и в условиях сверхвысокого вакуума. Для получения полного представления об энергетическом спектре электрона в тонкой пленке необходимо учитывать реальные условия на поверхности, периодическое поле внутри тонкой пленки, возможные отклонения потенциала решетки от идеальности вблизи границ и т. п. Эти факторы существенно сказываются на число и положения поверхностных подзон в запрещенной зоне в случае одной поверхности [2—5]. При этом одномерная постановка с использованием метода функций Грина (ФГ) позволяет варьировать граничные условия в широких пределах. В реальном трехмерном случае, вообще говоря, отсутствует разделение переменных для кристаллического поля, поэтому непосредственное использование выводов одномерной теории является необоснованным.

Между тем одномерный подход допускает естественное трехмерное обобщение в достаточно хорошем приближении без предположения с возможности разделения переменных для кристаллического поля. В теории поверхностных состояний такая программа осуществлена в [6]. Техника основана на использовании поверхностных или квазиодномерных ФГ; она предложена впервые в [7, 8] и развита в дальнейшем рядом авторов (см. обзор [9] и ссылки в нем). В случае же тонкой пленки необходимо рассмотреть две области энергий: область запрещенной зоны идеального кристалла, где могут возникнуть поверхностные состояния, и область разрешенной зоны, где энергетический спектр квантуется. При достаточно большой толщине пленки, когда она превышает радиус локального состояния, пленочные состояния в запрещенной зоне практически не отличаются от поверхностных. Поэтому чувствительная зависимость положения этих со-

стояний от граничных условий остается в силе, как в случае одной поверхности. В разрешенных зонах этот вопрос заслуживает отдельного рассмотрения. Отметим, что методом ФГ пленочные состояния рассматривались и в [8], однако в силу принятых в ней простых граничных условий это рассмотрение не является полным.

В настоящей работе на основе известных аналитических свойств одномерных и квазиодномерных ФГ исследуется энергетический спектр электрона в полупроводниковых и полуметаллических тонких пленках в общем качественном виде без конкретизации периодического поля внутри пленки при вариации граничных условий.

1. Мы начнем рассмотрение с одномерного случая. Энергетический спектр трехслойной структуры, определяемый полюсами ФГ двухконтактной задачи, можно записать в виде [10]

$$D(E) = 1 - \lambda r_{21} r_{23} = 0, \quad (1)$$

где  $r_{21}$  и  $r_{23}$  имеют смысл амплитуд отражения при переходе электрона из одной среды в другую, которые выражаются через отдельные слои.

Случай полного отражения от границ ( $r_{21} = r_{23} = 1$ ), который соответствует модели пленки с бесконечно высокими потенциальными стенками и толщина пленки считается кратной постоянной решетки, подробно исследован в [11]. Учет конечной величины высоты потенциальной стенки при достаточно большой его величине ( $V_0 \sim 5$  эВ) не приводит к заметному изменению положения уровней по сравнению со случаем  $V_0 \rightarrow \infty$ . Однако при учете деформации граничной ячейки положение уровня в запрещенной зоне меняется существенно. Поскольку в модели стенки для потенциала поверхности положение поверхностного уровня существенно зависит от его местоположения в пределах постоянной решетки, то необходимо отказаться от самой модели стенки и выбрать реалистический плавно меняющийся потенциал.

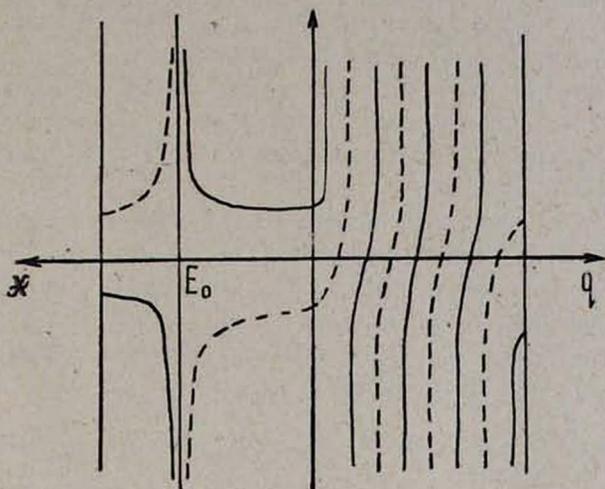
Для простоты считаем условия на границах симметричными, что соответствует равенству амплитуд отражения ( $r_{21} = r_{23}$ ). Тогда для определения энергетического спектра из (1) получаем уравнение ( $h = 2m_0 = 1$ ) (ср. с [7])

$$\frac{1 + G_1}{G_1} = \frac{G_2 - \left(\text{th} \frac{\chi d}{2}\right)^{\pm 1}}{G_2}, \quad (2)$$

где  $2\chi d = -\ln \lambda$ ,  $\pm 1$  соответствует четным и нечетным состояниям.

Таким образом, задача об определении пленочных уровней здесь сводится к нахождению правых частей уравнения (2) в зависимости от энергии и параметра  $\chi$ . Эти части целиком определяются идеальным периодическим потенциалом, так что они являются «объемным» свойством исходного кристалла. Пересечение этих кривых с соответствующими кривыми левых частей дает нам искомые уровни. Такая постановка позволяет варьировать граничные условия в широких пределах выбором функции  $G_1$ , что дает возможность однозначно определить пленочные уровни при заданных

граничных условиях и проследить за изменением спектра при их вариации. Поскольку общий ход левой части (2) в зависимости от энергии  $E$  и параметра  $x$ , в случае произвольного периодического потенциала известен [5], не представляет особого труда найти зависимость правых частей (2) как



Схематическое изображение правой части уравнения (2) при  $d=ma-2x_0$ . Пунктирные линии соответствуют случаю (+1), сплошные линии — случаю (-1).

в разрешенных, так и в запрещенных зонах. Для этого достаточно знать их значения вблизи краев зон и положение асимптот (см. рисунок). Положение  $E_0$  определяется условием  $G_2(x, x_1, E_0) = 0$ , а асимптоты в разрешенных зонах есть

$$xd = 2\pi n \quad \text{или} \quad xd = \pi(2n + 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

В общем случае параметр  $x$  отличается от квазиволнового числа, но при условии  $d=ma$  они совпадают. На первый взгляд значения кривых вблизи краев зон должны были бы определяться эффективными массами, поскольку принято считать, что это приближение является здесь достаточно хорошим. Однако в нашей задаче это все не так и требуется знание блоховских функций и вблизи краев зон.

В области разрешенных зон и в общем случае плавно меняющихся поверхностных потенциалов пленочные уровни определяются законом дисперсии с дискретными значениями квазиволнового числа  $k_n$ , определяемыми пересечением кривых левых и правых частей уравнения (2). Первые являются монотонно убывающими функциями, которые могут иметь асимптоты. Это дает основание заключить, что максимальное изменение  $k_n$  при вариации граничных условий не превышает  $\pi/d$ . Соответствующее изменение энергетического положения уровня вблизи краев зон можно уже определить в приближении эффективной массы. В итоге мы видим, что широкий круг моделей плавно меняющихся поверхностных потенциалов дает одну и ту же порядковую оценку для сдвига краев разрешенных зон, а мо-

дель бесконечно высоких стенок определяет максимальное значение. Однако число уровней в каждой разрешенной зоне зависит от граничных условий. Это обстоятельство не играет роли при рассмотрении почти пустой зоны проводимости в полупроводниках. Однако для почти заполненной зоны оно может стать существенным, ибо, как правило, приводит к понижению положения уровня Ферми. Соображения о наличии дополнительного уровня на краях зон [12] позволили удовлетворительно объяснить экспериментальные данные по увеличению концентрации носителей по мере уменьшения толщины пленки [1]. Простая модель [12] в нашем рассмотрении получает строгое обоснование.

2. Для получения количественных результатов, относящихся к конкретным кристаллам, необходимо вычислить соответствующую ФГ. Квантовые размерные эффекты сравнительно легко наблюдаются в полупроводниках с узкой запрещенной зоной. В таких кристаллах ФГ идеальной периодической системы можно вычислить в двухзонном приближении  $k$ -р-метода. Явное выражение ФГ здесь имеет вид

$$G_2(x, x', E) = \frac{a}{2\pi} \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 - E^2}} \left\{ \sin \left[ \frac{\pi}{a} |x - x'| + B \right] + \right. \\ \left. + \cos \frac{\pi}{a} (x + x') \right\} e^{-\alpha |x - x'|}, \quad (4)$$

где  $\Delta$  — полуширина одномерной запрещенной зоны, начало отсчета энергии  $E$  выбрано в середине запрещенной зоны,  $\sin B = \frac{E}{\Delta}$ ,  $\alpha = \frac{\sqrt{\Delta^2 - E^2}}{\Delta}$ .

Из уравнения (2) с учетом формулы (4) можно получить, что значения квазиволнового числа меняются в пределах

$$\frac{2}{d} \arccos \left[ \operatorname{tg} \varphi \cdot \sqrt{\frac{E - \Delta}{E + \Delta}} \right]^{\pm 1} + \frac{2\pi}{d} n \leq k_{n\pm} < \\ < \frac{2}{d} \arccos \left[ \operatorname{tg} \varphi \cdot \sqrt{\frac{E + \Delta}{E - \Delta}} \right]^{\pm 1} + \frac{2\pi}{d} n, \quad (5)$$

где фаза  $\varphi = \frac{G_1 + 1}{G_1}$  определяется исключительно граничными условиями.

При конкретной форме и длине падения потенциала поверхности интервал (5) сужается по мере увеличения энергии. Далее, при увеличении наклона потенциала поверхности этот интервал также сужается. В частности, в предельном случае модели бесконечно высокой потенциальной стенки значения  $k_n$  не зависят от энергии и даются выражениями (3).

3. Для перехода к трехмерному случаю будем считать, что границами пленки с вакуумом являются плоскости  $x = x_1$  и  $x = x_2$ . В области вакуума двумерное движение считаем свободным, а в перпендикулярном направлении, с целью учета плавного падения потенциала поверхностей, одномерные потенциалы  $V_1(x)$  и  $V_2(x)$  желательнее считать произвольными. В области тонкой пленки предполагаем наличие двумерной трансляционной

инвариантности вдоль плоских границ. В перпендикулярном к  $x$  направлению как из-за наличия самих границ, так и из-за возможной перестройки поверхностной области потенциал не обладает периодичностью. Сделанные допущения достаточны для нахождения общего решения квантовомеханической задачи трехслойной системы через характеристики отдельных слоев, когда последние рассматриваются неограниченными. Энергетический спектр электрона в такой системе определяется из системы линейных однородных уравнений

$$\begin{aligned}
 0 = & - \sum_n A_{k+n} [G'_1(x_1 - 0, x_1; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_1, x_1) - \\
 & - G_1(x_1, x_1; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_1, x_1 + 0)] + \\
 & + \sum_n C_{k+n} [G'_3(x_2 + 0, x_2; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_1, x_2) - \\
 & - G_3(x_2, x_2; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_1, x_2 + 0)], \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 0 = & - \sum_n A_{k+n} [G'_1(x_1 - 0, x_1; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_1, x_1) - \\
 & - G_1(x_1, x_1; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_2, x_1 - 0)] + \\
 & + \sum_n C_{k+n} [G'_3(x_2 + 0, x_2; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_2, x_1) - \\
 & - G_3(x_2, x_1; E - E_{k+n}) G_2^{k, k+n}(x_2, x_2 - 0)].
 \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:  $\mathbf{r} = \{\rho, x\}$ ,  $\mathbf{k}$  — двумерный квазиволновой вектор вдоль плоскости,  $n = \{n_1, n_2\}$ ,  $n_1, n_2 = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$  (в единицах основных векторов обратной решетки),  $G_1$  и  $G_3$  — одномерные ФГ в соответствующих областях, зависящие от конкретной формы потенциалов  $V_1(x)$  и  $V_3(x)$ ; ФГ с индексом  $k$  означает фурье-образ по двум направлениям от трехмерной ФГ, штрих означает производную по  $x_1$  или  $x_2$ . Наличие разрыва у производной ФГ при совпадающих  $x$  делает необходимым отличить односторонние производные; этот символ использован также для указания аргумента, по которому идет дифференцирование. Далее, появление одномерных ФГ  $G_1$  и  $G_3$  в трехмерной задаче связано с предположением о возможности разделения переменных вне тонкой пленки (вакуум), когда трехмерная ФГ выражается через одномерную:

$$G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{\mathbf{p}} e^{i\mathbf{p}(\rho - \rho')} G(x, x'; E - E_{\mathbf{p}}) \quad (7)$$

( $\mathbf{p}$  — двумерный волновой вектор свободного движения,  $\mathbf{p} = \mathbf{k} + \mathbf{n}$ ).

Прежде чем перейти к приближенному решению системы (6) полезно рассмотреть модель кристалла с разделяющимися переменными вдоль плоскостей раздела и в перпендикулярном направлении. Отметим, что это допущение еще не равносильно сведению задачи к существенно одномерной, поскольку внутри тонкой пленки имеем двумерное движение с квази-

волновым вектором  $\mathbf{k}$ , а вне ее — с волновым вектором  $\mathbf{k} + \mathbf{n}$ . Тогда трехмерную ФГ кристалла также можно выразить через соответствующую одномерную, и для интересующей нас функции имеем выражение

$$G_2^{k, k+n}(x, x'; E) = \langle U_k \rangle \langle U_{k+n} \rangle G_2(x, x'; E - E_k), \quad (8)$$

где

$$\langle U_{k+n} \rangle = \int d\rho U_{k+n}(\rho) \equiv \int d\rho U_k(\rho) e^{i\mathbf{n}\rho}$$

есть среднее по двумерной элементарной ячейке от периодической части функции Блоха, которое обладает свойством

$$\sum_n |\langle U_{k+n} \rangle|^2 = 1. \quad (9)$$

Наше допущение позволяет решить систему (6) точно. В частности, уравнение, определяющее энергетический спектр, имеет вид

$$1 - \lambda r_{21}^k r_{23}^k = 0, \quad (10)$$

где

$$\lambda = G_2(x_1, x_2; E - E_k) G_2(x_2, x_1; E - E_k) \times \\ \times [G_2(x_1, x_1; E - E_k) G_2(x_2, x_2; E - E_k)]^{-1},$$

$$r_{21}^k = \frac{\sum_n |\langle U_{k+n} \rangle|^2 \frac{1 + G_1'(x_1, x_1; E - E_{k+n})}{G_1(x_1, x_1; E - E_{k+n})} - \frac{1 + G_2'(x_1, x_1; E - E_k)}{G_2(x_1, x_1; E - E_k)}}{\sum_n |\langle U_{k+n} \rangle|^2 \frac{1 + G_1'(x_1, x_1; E - E_{k+n})}{G_1(x_1, x_1; E - E_{k+n})} - \frac{-1 + G_2'(x_1, x_1; E - E_k)}{G_2(x_1, x_1; E - E_k)}}, \quad (11)$$

$$r_{23}^k = \frac{\sum_n |\langle U_{k+n} \rangle|^2 \frac{-1 + G_3'(x_2, x_2; E - E_{k+n})}{G_3(x_2, x_2; E - E_{k+n})} - \frac{-1 + G_2'(x_2, x_2; E - E_k)}{G_2(x_2, x_2; E - E_k)}}{\sum_n |\langle U_{k+n} \rangle|^2 \frac{-1 + G_3'(x_2, x_2; E - E_{k+n})}{G_3(x_2, x_2; E - E_{k+n})} - \frac{1 + G_2'(x_2, x_2; E - E_k)}{G_2(x_2, x_2; E - E_k)}}.$$

Уравнение (10) напоминает соответствующее уравнение одномерной задачи (1), но имеется отличие. Функциям  $r_{21}^k$  и  $r_{23}^k$  и здесь можно придать смысл амплитуд отражения при переходе электрона из одной подсистемы в другую, однако они зависят от квазиволнового вектора  $\mathbf{k}$  как непрерывного параметра. Учитывая условие (9) и относительно быстрое убывание функции  $|\langle U_{k+n} \rangle|^2$  по мере увеличения  $n$ , в достаточно хорошем приближении при малых  $k$  можно ограничиться членом с  $n = \{0, 0\}$ . Это позволяет пользоваться результатами одномерной теории для каждого уровня при фиксированном значении  $\mathbf{k}$ , а его непрерывное изменение в пределах двумерной зоны Бриллюэна дает нам двумерную подзону.

В общем случае переменные для кристаллического потенциала не разделяются. Однако соображения, приводящие к основному вкладу от члена с  $n = \{0, 0\}$ , и здесь остаются в силе. Тогда в системе уравнений (6) в сумме по  $n$  можно оставить один единственный член, что приводит к уравнению (10). В обозначениях (11) необходимо в сумме по  $n$  оставить лишь первый член и заменить одномерные  $G_2$  на

$$G_2^{k, k'}(x, x'; E) = - \sum_{k_x} \frac{|\psi_{k, k_x}(x) \bar{\psi}_{k, k_x}(x')|}{E - E(k, k_x)}, \quad (12)$$

где  $\psi_{k, k_x}$  — фурье-образ по двум направлениям от волновой функции трехмерного кристалла. В случае, когда перестройка в приповерхностных областях не учитывается, последняя есть трехмерная функция Блоха.

Таким образом, полученное уравнение (10) для определения энергетического спектра электрона в тонкой пленке является достаточно общим и позволяет учитывать такие важные факторы, каковыми являются плавное падение потенциала поверхностей, перестройка атомов в приповерхностных областях. В одномерной теории эти факторы играют принципиальную роль при определении числа и энергетического положения уровней как в запрещенной, так и в почти заполненной зонах. Ситуация остается неизменной и в трехмерной теории, поскольку здесь необходимо рассмотреть непрерывное семейство одномерных уравнений, зависящих от квази-волнового вектора  $k$ , меняющегося в пределах двумерной зоны Бриллюэна. Как и в случае одной поверхности [6], здесь имеется возможность количественных вычислений для конкретных кристаллов, что позволяет исследовать структуру пленочных подзон в запрещенных зонах массивного кристалла.

Ереванский государственный  
университет

Институт радиофизики и  
электроники АН АрмССР

Поступила 20.X.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N. Garcia, Y. N. Kao, M. Strongin. Phys. Rev., B5, 2029 (1972).
2. B. Velicky, I. Bartos. J. Phys., C4, 104 (1971).
3. F. Flores, E. Louis, J. Rubio. J. Phys., C5, 3496 (1972).
4. Э. А. Касаманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 436 (1976).
5. А. А. Варданян, Э. А. Касаманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 129 (1977).
6. В. М. Гаспарян, Э. А. Касаманян. Тезисы докл. VI Всесоюзного совещания по физике поверхностных явлений в полупроводниках, Киев, 1977, т. 1, стр. 73.
7. F. Garcia—Moliner, J. Rubio. J. Phys., C2, 1978 (1969).
8. F. Garcia—Moliner, J. Rubio. Proc. Roy. Soc., A324, 257 (1971).
9. F. Garcia—Moliner. Ann. Phys., 2, 179 (1977).
10. Э. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян. Ученые записки ЕрГУ, 3, 43 (1977).
11. Э. А. Касаманян. Изв. вузов, Физика, 5, 7 (1977).
12. A. Paskin, A. Singh. Phys. Rev., 140, 1965 (1965).

ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ  
ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՍՊԵԿՏՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ձ. Ձ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Վ. Մ. ԴԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Չ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Գրիչի ֆունկցիաների մեթոդի օգնությամբ քննարկվում են բարակ թաղանթներում էլեկտրոնային էներգիայի սպեկտրի տեսության հիմնական հարցերը, սկզբում կառուցվում է միաչափ տեսությունը, ապա տրվում է խնդրի բնական եռաչափ ընդհանրացումը, երբ բյուրեղի պոտեն-

ցիալները շին անշատում: Այդպիսի մոտեցումը հնարավորություն է տալիս հարցերը լուսաբանել որակապես, առանց կոնկրետացնելու իդեալական պարբերական դաշտի տեսքը, սահմանային պայմանների լայն տիրույթում փոփոխության ժամանակ և այլն: Այնուհետև քննարկված են մակերևութային կտրուկ փոփոխվող պոտենցիալի մոդելի թերությունները և ցույց է տրված իրական, դանդաղ փոփոխվող մակերևութային պոտենցիալի հաշվառման անհրաժեշտությունը համարյա զբաղված դոտիների և արգելված գոտում առաջացած վիճակների ուսումնասիրության ժամանակ: Պարզաբանված է մակերևութի վրա դրված սահմանային պայմանների սկզբունքային դերը արգելված գոտում էներգիայի սպեկտրի ձևավորման վրա:

## ON THE THEORY OF ELECTRONIC ENERGY SPECTRUM OF THIN QUANTIZED FILMS

Z. H. KASAMANYAN, V. M. GASPARYAN, A. H. VARDANYAN

The main aspects of the theory of electronic energy spectrum of thin films are considered using the Green functions method. At first the one-dimensional theory is constructed, which is then generalized to the three-dimensional case in the absence of a separation of variables for the crystal potential. Such an approach allows to perform a qualitative analyses without the specification of the ideal periodic field at the variation of boundary conditions in broad range. Further, the deficiencies of the surface potential jump model are analysed and the necessity of the allowance for real smoothly varying surface potential is pointed out when considering an almost occupied zone and the states in the forbidden gap. The essential influence of surface conditions on the energys pectrum formation in the forbidden gap is established.

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА ЧЕРЕЗ УЗКОЗОННЫЕ ПОЛУПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

А. А. ХАЧАТРЯН

Рассмотрен вопрос о распространении звука через узкозонные полупроводящие пленки в поле сильной электромагнитной волны. Вычислен и исследован коэффициент поглощения звука.

В работе [1] впервые был рассмотрен вопрос о распространении ультразвуковой волны через пьезополупроводящую пленку в поле сильной электромагнитной волны. С помощью соответствующего унитарного преобразования гамильтониана задачи и выполненного должным образом расцепления в [1] были получены выражение для усредненной бозе-амплитуды фононов, дисперсионное уравнение и, наконец, коэффициент поглощения ультразвука. Из результатов работы [1] тривиальным образом следует, что роль влияния сильной электромагнитной волны на кристалл сводится к перенормировке константы электрон-фононного взаимодействия. В работе [2] было рассмотрено усиление высокочастотных фононов полем электромагнитной волны, вызванное междузонными переходами электронов в размерно-квантованной пленке.

В работе [3] был рассмотрен вопрос о влиянии сильного светового поля на пайерлсовский переход диэлектрик-металл в квазиодномерных структурах с широкой запрещенной зоной и весьма узкой зоной проводимости ( $2\omega \ll \hbar\Omega$ ,  $2\omega$  — ширина зоны проводимости  $\sim 10^{-1} + 10^{-2}$  эВ,  $\Omega$  — частота лазерного излучения,  $\hbar\Omega \sim 1$  эВ). Там было показано, что в случае резонанса влияние сильного лазерного излучения сводится к перенормировке константы  $D_q$  электрон-фононного взаимодействия, по аналогии с [1], с той лишь разницей, что в [3] в выражение для константы  $D_q$  входит функция Бесселя нулевого порядка:

$$\tilde{D}_q = D_q J_0 \left( \frac{i \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \lambda \cdot (\mathbf{k})}{\hbar\Omega} \right),$$

где  $\lambda(\mathbf{k}) = v_k \mathbf{E}_0 e / \Omega$  — матричный элемент внутризонных оптических переходов в поле световой волны  $\mathbf{E}_0 \sin \Omega t$ ,  $v_k$  — скорость электрона с импульсом  $\mathbf{k}$ .

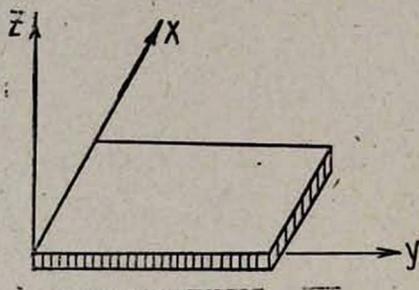
В недавней работе [4] был вычислен коэффициент поглощения звука в узкозонных полупроводниках, находящихся в поле лазерного излучения, не разогревающего электронный газ в силу налагаемого условия  $\hbar\Omega > 2\omega$ . В этой работе предполагалось, что полупроводник имеет узкую зону, образующую сверхрешетку.

Вопрос взаимодействия сильного электромагнитного излучения и звука с электронами в условиях одномерного квантования движения последних в сверхрешеточных структурах, насколько нам известно, до сих пор не-

рассматривался в литературе. Между тем само явление взаимодействия электромагнитных волн со звуковой волной в проводящих и полупроводящих средах имеет важное теоретическое и практическое значение в связи с перспективами развития акустоэлектроники.

В настоящей работе рассматривается распространение продольных звуковых волн через квантованную полупроводящую пленку (имеющую сверхрешетку), когда последняя находится в поле сильной электромагнитной волны, распространяющейся по направлению толщины пленки.

Для определенности рассматривается полупроводник электронного типа. Ось сверхрешетки направлена вдоль оси  $y$  (см. рисунок). Будем учи-



тывать взаимодействие электронов только с акустическими фононами в приближении деформационного потенциала. Зону проводимости будем считать узкой в смысле  $\hbar\Omega > 2\omega$ , что можно осуществить технологией выращивания кристалла, например, выращиванием структур со сверхрешеткой.

Пусть вдоль оси сверхрешетки распространяется звук ( $q = q_y$ ) с частотой  $\omega_q \sim 10^8 - 10^9 \text{ сек}^{-1}$ , а по направлению толщины пленки (ось  $z$ ) распространяется электромагнитная волна, поляризованная в плоскости пленки (плоскость  $xy$ ). Будем предполагать, что длина электромагнитной волны  $\lambda$  много больше толщины полупроводящей пленки,  $\lambda \gg d$ . Таким образом,  $E = E_0 \sin \Omega t$ . Будем считать отражение электронов от поверхностей пленки зеркальным, что будет иметь место, когда характерная длина волны электронов больше среднеквадратичных шероховатостей поверхности ( $\lambda \gg \Delta d$ ).

Вычислим коэффициент поглощения звука в присутствии сильной электромагнитной волны по известной формуле

$$\alpha(q) = \frac{P}{N_q v_q}, \quad (1)$$

где  $P$  — вероятность поглощения (испускания) фонона в единицу времени,  $N_q$  — число звуковых фононов,  $v_q$  — скорость фононов с квазиимпульсом  $q$ ,

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k,n} N_q |D_q|^2 \int_0^{\lambda} \left( \frac{\lambda(k_y + q_y) - \lambda(k_y)}{\hbar\Omega} \right) \times \\ \times (f_k^0 - f_{k+q}^0) \delta(\varepsilon_{k_y+q_y} - \varepsilon_{k_y} - \hbar\omega_q), \quad (2)$$

$$D_q = iC \left( \frac{\hbar q^2}{2\rho_0 V \omega_q} \right)^{1/2} F_{nn}(q_z),$$

$$F_{nn}(q_z) = - \frac{4\pi^2 i n^2 [\exp(iq_z d) - 1]}{[4\pi^2 n^2 - q_z^2 d^2] q_z d}.$$

Здесь  $D_q$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия при отсутствии электромагнитного поля в пленке,  $C$  — константа деформационного потенциала порядка  $10^{-11}$  эрг,  $\omega_q = v_q q$ ,  $d$  — толщина пленки,  $\rho_0$  — плотность вещества,  $V$  — объем,  $\varepsilon_y = w \cos k_y a$ ,  $a$  — постоянная сверхрешетки,  $f_0$  — функция распределения электронов.

Из закона сохранения энергии следует, что в сумму по  $k_y$  в (2) существенный вклад дает значение  $k_y \sim 10^{-5}$  см $^{-1}$ . Переходя в (2) от суммирования к интегрированию и учитывая, что  $q_y a \ll k_y a \ll 1$ , вычислим вероятность перехода электронов под действием звуковой волны. Подставив полученное выражение  $P$  в (1), находим

$$\alpha(q) = \sum_n \frac{16\pi^3 n^4 C^2 q^2 (1 - \cos q_z d) J_0^2(a_{0y} q)}{\rho_0 v_q d [4\pi^2 n^2 - q_z^2 d^2] q_z^2 d^2 w q_y a^2} \times$$

$$\times \frac{m}{\sqrt{2m \left( \varepsilon_F - \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2md^2} \right) - \left( \frac{\hbar^2 \omega_q}{w q_y a^2} \right)^2}},$$
(3)

где  $a_{0y} = \frac{e E_{0y} a^2 w}{\hbar^2 \Omega^2}$  — амплитуда колебания электрона в высокочастотном поле.

Таким образом, если взять клинообразную пьезополупроводящую пленку, то при одних определенных значениях  $d$  будем иметь максимумы поглощения, а при других значениях  $d$  — минимумы.

Коэффициент поглощения становится равным нулю (т. е. среда для звука становится прозрачной) при полях  $E$ , определяемых нулем функции Бесселя  $J_0$  нулевого порядка. Суть дела здесь в следующем: в электромагнитном поле в зоне с шириной  $2w$  электрон совершает колебания с амплитудой  $a_{0y} = e E_{0y} a^2 w / \hbar^2 \Omega^2$ . Если на этот колеблющийся электрон действует звуковая волна, причем указанная амплитуда кратна длине звуковой волны, то электрон в среднем за период звука не берет и не отдает энергию этой волне. Это и есть то, что называется прозрачностью среды относительно распространения звуковой волны.

Если же длина звуковой волны не удовлетворяет указанному условию, то, очевидно, имеет место обычное поглощение звука в этой среде. При разумных значениях параметров задачи:  $a \sim 10^{-6}$  см,  $q \sim 10^3 + 10^4$  см $^{-1}$ ,  $w \sim 10^{-2}$  эВ и  $\Omega \sim 10^{14}$  сек $^{-1}$   $E_0$  будет порядка  $10^6$  В/см.

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. С. Сардаряну за обсуждение результатов и ряд ценных замечаний.

Армянский государственный  
педагогический институт  
им. Х. Абовяна

Поступила 30.VIII.1978

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян. ФТП, 8, 594 (1974).
2. В. В. Павлович, Э. М. Эпштейн. Радиотехника и электроника, 20, 1030 (1975).
3. В. Д. Блажин. Письма ЖЭТФ, 23, 449 (1976).
4. С. В. Крючков, В. А. Яковлев. ФТП, 10, 2184 (1976).

ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԳԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ  
ՆԵՂ-ԶՈՆԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ  
ԶԱՅՆԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

*Գիտարկվում է ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում գտնվող նեղ-զոնային կիսահաղորդիչ բարակ թաղանթներում ձայնի տարածման հարցը: Հաշված և քննարկված է ձայնի կլանման գործակիցը:*

PROPAGATION OF SOUND THROUGH THE NARROW-  
ZONED SEMICONDUCTING FILMS IN THE FIELD  
OF STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE

A. A. KHACHATRYAN

The problem of sound propagation through the narrow-zoned semiconducting films in the field of a strong electromagnetic wave is considered. The sound absorption coefficient is calculated and investigated.

## МАЛЫЕ КОЛЕБАНИЯ ВЛОЖЕННОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Р. С. ОГАНЕСЯН С. В. АРУТЮНЯН

Рассматривается вопрос малых колебаний равновесной вложенной межзвездной среды в гравитационном поле цилиндрической симметрии звездной компоненты. Без учета самогравитации межзвездной среды получен полный спектр собственных частот и установлена устойчивость рассматриваемой среды.

Известно, что спиральные рукава галактик, как правило, состоят из звездного населения и вложенного межзвездного газа. Возможные равновесные формы вложенной газовой массы и ее динамическое поведение диктуются как самогравитацией самого газа, так и регулярным гравитационным полем звездного населения. Вопросы равновесия и устойчивости чисто газовых конфигураций типа цилиндрических в собственном поле гравитационных сил рассматривались в работах многих авторов.

В настоящей работе рассматриваются вопросы формирования равновесной цилиндрической конфигурации вложенной массы межзвездного газа и устойчивости этой конфигурации по отношению к малым возмущениям. Эти вопросы имеют важное практическое значение в астрофизике в связи с формированием тел путем конденсации диффузной среды.

Представим рукава спиральной галактики в виде цилиндра с бесконечной длиной и радиусом  $R_0$ , предполагая, что звездное население равномерно распределено по объему цилиндра с постоянной пространственной плотностью  $\rho_0$ . В основу теоретического рассмотрения положим систему уравнений гидродинамики с учетом изотермического режима вложенной газовой массы:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla (V_0 + \varphi),$$

$$P = nKT = \frac{KT}{m} \rho = c^2 \rho, \quad (1)$$

$$\Delta \varphi = - 4\pi G \rho,$$

где  $c$  — скорость звука в изотермической среде,  $\varphi$  — самосогласованный потенциал вложенной массы,  $V_0$  — потенциал регулярного гравитационного поля звездной компоненты цилиндрической конфигурации во внутренней ее точке,

$$V_0 = - \pi G \rho_0 r^2. \quad (2)$$

Здесь мы рассматриваем тот случай, когда поведение межзвездного газа, в основном, диктуется регулярным гравитационным полем, а эффектом самогравитации можно пренебречь. При этом из системы (1) получаем закон распределения газовой компоненты в виде

$$\rho = \rho_c \exp \left\{ -\frac{\pi G \rho_0}{c^2} r^2 \right\}, \quad (3)$$

где  $\rho_c$  — плотность газообразной среды на оси симметрии. Характерной чертой распределения (3) является быстрое, но монотонное убывание плотности с расстоянием и конечность массы, приходящейся на погонную единицу. Эффективный радиус цилиндрического объема, в котором сосредоточена основная масса газовой среды, как видно из (3), равен

$$D = \frac{c}{\sqrt{\pi G \rho}} \quad (4)$$

(подразумевается, что  $D < R_0$ ).

Приступим к исследованию вопроса устойчивости цилиндрического распределения газовой среды методом теории малых колебаний. Используя понятие вектора смещения  $\xi$ , систему линеаризованных уравнений движения (1) можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\partial \rho}{\rho^2} \nabla P - \frac{1}{\rho} \nabla \delta P, \quad (5)$$

$$\delta \rho = -\operatorname{div} \rho \xi, \quad \delta P = c^2 \delta \rho.$$

При получении уравнения (5) мы пользовались тем, что эйлерово изменение потенциала звездной компоненты равно нулю,  $\delta V_0 = 0$ . Путем несложных преобразований правую часть уравнения (5) можно привести к виду

$$\frac{\partial \rho}{\rho^2} \nabla P - \frac{1}{\rho} \nabla \delta P = -c^2 \nabla \frac{\partial \rho}{\rho} = c^2 \nabla \left\{ \operatorname{div} \xi - \frac{2r}{D^2} \xi_r \right\}. \quad (6)$$

Следовательно, уравнение (5), определяющее малые колебания среды, примет вид

$$\frac{\partial^2 \xi(r, t)}{\partial t^2} = c^2 \nabla \left\{ \operatorname{div} \xi - \frac{2r}{D^2} \xi_r \right\}. \quad (7)$$

Представим решение уравнения (7) в виде [1, 2]

$$\xi(r, t) = \xi(r) \exp i(\omega t + kz), \quad (8)$$

$$\operatorname{div} \xi = \psi(r) \exp i(\omega t + kz),$$

где  $\xi(r) = \{\xi_r(r), \xi_z(r)\}$  — подлежащие определению неизвестные функции. Подставляя (8) в (7), получаем следующую систему дифференциальных уравнений для определения этих функций:

$$\begin{aligned} -\frac{\omega^2}{c^2} \xi_r &= \psi' - \frac{2}{D^2} \xi_r - \frac{2r}{D^2} \xi_r', \\ -\frac{\omega^2}{c^2} \xi_z &= ik\psi(r) - \frac{2ik}{D^2} r \xi_r, \\ \psi(r) &= \xi_r' + \frac{\xi_r}{r} + ik \xi_z. \end{aligned} \quad (9)$$

Исключая из этой системы последовательно  $\xi_z$  и  $\psi$ , для определения  $\xi_r$  получаем уравнение

$$r^2 \xi_r'' + r(1 - br^2) \xi_r' + (ar^2 - 1) \xi_r = 0, \quad (10)$$

где введены обозначения

$$a = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{2}{D^2}, \quad b = \frac{2}{D^2}. \quad (11)$$

Подстановкой  $\xi_r = r^{-1/2} f(r)$  (10) приводится к уравнению [3]

$$r^2 f'' - br^3 f' + \left( \frac{b}{2} r^2 + ar^2 - \frac{3}{4} \right) f = 0,$$

которое, в свою очередь, можно привести к гипергеометрическому уравнению

$$yU'' + (2-y)U' - \frac{b-a}{2b}U = 0. \quad (12)$$

Здесь

$$y = \frac{b}{2} r^2, \quad U(y) = y^{-3/4} f(y).$$

Решением уравнения (12) является выражение [3]

$$U(y) = c_1 F\left(\frac{b-a}{2b}, 2, y\right) + c_2 \left\{ \frac{1}{y} + C'_{-\frac{a+b}{2}} \left[ F\left(\frac{b-a}{2b}, 2, y\right) \ln y + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\frac{b-a}{2b} \left(\frac{b-a}{2b} + 1\right) (\dots)}{2 \cdot 3 \cdot 4} \frac{y^k}{k!} \sum_{v=0}^k \left( \frac{1}{v + \frac{b-a}{2b}} - \frac{1}{v+2} - \frac{1}{v+1} \right) \right] \right\}. \quad (13)$$

Требование конечности полученного решения в точке  $r = 0$  приводит к значению  $c_2 = 0$ . Далее, возвращаясь к функции  $\xi_r(r, t)$ , находим

$$\xi_r(r, t) = c_1 r F\left(\frac{b-a}{2b}, 2, \frac{br^2}{2}\right) \exp i(\omega t + kz). \quad (14)$$

Нетрудно вычислить также  $\xi_z(r)$ .

Таким образом, мы нашли точное решение линеаризованной задачи, характеризующее природу малых колебаний во вложенной газовой среде (с учетом неоднородности и сжимаемости распределения плотности) в гравитационном поле цилиндрической симметрии.

Для получения спектра собственных частот рассматриваемых колебаний потребуем, чтобы плотность кинетической энергии  $\frac{1}{2} \rho \dot{\xi}^2$  при больших  $r \gg D$  стремилась к нулю [4]. Это требование приводит к обрыванию гипергеометрического ряда из-за экспоненциального стремления к нулю плотности при больших  $r$ .

Из (14) имеем

$$\frac{b-a}{2b} = -n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Подставляя значения констант  $a$  и  $b$  из (11), получаем

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \frac{4c^2}{D^2} n, \quad (15)$$

откуда следует, что  $\omega^2 > 0$ , т. е. вложенная газовая конфигурация цилиндрической формы без учета самогравитации в гравитационном поле звездной компоненты является устойчивой.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 21.V.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. С. Оганесян. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 266 (1967).
2. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян. Астрофизика, 13, 254 (1977).
3. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М., 1961.
4. А. Н. Nelson. MNRAS, 174, 661 (1976).

#### ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՍԻՄԵՏՐԻԱՅԻ ԳՐԱՎԻՏԱՅԻՈՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ՆԵՐԴՐՎԱԾ ԳԱԶԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՓՈՔՐ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ

Ռ. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ս. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում են փոքր տատանումները միջաստղային միջավայրում, որը սեղանավորված է գլանային սիմետրիա ունեցող աստղային կոմպոնենտի գրավիտացիոն դաշտում: Առանց հաշվի առնելու միջաստղային միջավայրի ինքնագրավիտացիոն ստացված է սեփական տատանումների լրիվ սպեկտրը և, ցույց է տված այդպիսի միջավայրի կայունությունը:

#### SMALL OSCILLATIONS OF INTERLOCATED GASEOUS MEDIUM IN CYLINDRICALLY SYMMETRICAL GRAVITATIONAL FIELD

R. S. OGANESYAN, S. V. ARUTUNYAN

Small oscillations of an equilibrium interstellar medium in the cylindrically symmetrical gravitational field of a stellar component are considered. The total spectrum of natural frequencies was obtained without regard for the medium self-gravitation and the stability of such a medium is established.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПАРАХ НАТРИЯ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Ж. МУРАДЯН, А. В. КАРМЕНЯН

Исследуется индуцированная лазерным излучением оптическая анизотропия в поле линейно-поляризованной волны. Показано, что вдали от линий поглощения в газовой среде индуцируются оптические одноосные свойства. Приведены экспериментальные результаты в атомарных парах натрия.

В поле мощного лазерного излучения газовая среда приобретает анизотропные оптические свойства. Вид оптической анизотропии зависит от поляризации интенсивного излучения: в поле интенсивной волны круговой поляризации вдали от линий поглощения газовая среда обладает гиротропными свойствами, а в поле интенсивной волны линейной поляризации в газе индуцируются одноосные свойства с оптической осью вдоль электрического вектора волны. На линиях поглощения проявляется индуцированный дихроизм. Даже при малых нелинейностях индуцированная анизотропия приводит к значительному изменению поляризации пробного сигнала, проходящего через резонансную среду. Это явление было теоретически предсказано и экспериментально наблюдалось в парах калия в [1]. В парах натрия поворот плоскости поляризации был обнаружен в [2, 3]. В спектроскопии изменение поляризации пробного сигнала использовалось для исследования  $\beta$ -линий Бальмера [4], различных линий и сверхтонкой структуры газообразного неона [5], колебательной и вращательной структур некоторых молекул [6]. Теоретическое исследование индуцированной анизотропии в парах щелочных металлов вблизи однофотонного и двухфотонного резонансов было проведено в [7, 8]. В [9] теоретически было исследовано вращение плоскости поляризации с учетом релаксаций среды и уширения спектральных линий.

Ниже изучается явление индуцированной оптической анизотропии в атомарных парах натрия в условиях однофотонного резонанса. Частота  $\omega$  интенсивной волны и частота  $\omega'$  слабой зондирующей волны близки к частоте  $\omega_0$  перехода из основного состояния  $3S_{1/2}$  в состоянии  $3P_{1/2, 3/2}$  первого возбужденного дублета. Заметим, что переход в состояние  $3P_{1/2}$  к индуцированным одноосным свойствам не приводит. Для компонент тензора диэлектрической проницаемости в поле интенсивной волны линейной поляризации в приближении, когда можно пренебречь трехфотонным возбуждением уровня  $3P_{3/2}$  (например, когда волны распространяются навстречу друг другу), получаем

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{xx} = 1 + q \left( \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon' + \varepsilon(\sqrt{1+\xi}-1)},$$

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1 + \frac{q}{4} \left( \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon' + \varepsilon(\sqrt{1+\xi}-1)} +$$

$$+ \frac{3q}{4} \left( \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \right) \frac{1}{\varepsilon' + \frac{\varepsilon}{2}(\sqrt{1+\xi}-1)},$$

где  $x$  и  $z$  — направления поляризации и распространения мощной волны,  $q = 2\pi N|d|^2/3\hbar$ ,  $N$  — плотность атомов,  $d$  — приведенный матричный элемент перехода,  $\xi = 2|d|^2|E|^2/3\hbar^2\varepsilon^2$  — безразмерный параметр интенсивности,  $E$  — амплитуда напряженности электрического поля,  $\varepsilon = \omega_0 - \omega$  — расстройка резонанса мощной волны,  $\varepsilon' = \omega_0 - \omega'$  — расстройка резонанса слабой волны.

Изменение поляризации зондирующей волны рассмотрим в случае, когда она распространяется против направления интенсивной волны (эксперимент был проведен именно в таких условиях). В координатной системе, ось  $x'$  которой направлена вдоль поляризации слабого поля до вхождения в среду (под углом  $\alpha$  к оси  $x$ ), связь между компонентами электрического вектора дается уравнением

$$\left( E_{x'} + \frac{E_{y'}}{\operatorname{tg} 2\alpha} \right)^2 + \left( \frac{E_{y'}}{\sin 2\alpha \operatorname{tg} \alpha} \right)^2 = (2E_0 \cos \alpha z)^2, \quad (1)$$

где  $E_0$  — амплитуда слабого поля,  $\alpha = \frac{\omega'}{2c}(\sqrt{\varepsilon_{\parallel}} - \sqrt{\varepsilon_{\perp}})$ . Линейная поляризация зондирующей волны с прохождением превращается в эллиптическую с осциллирующими значениями главных осей. Одновременно с осцилляциями происходит и колебание осей эллипса. Изменения поляризационных свойств слабой волны незначительны, когда ее поляризация при вхождении в среду почти параллельна поляризации интенсивной волны или перпендикулярна ей. С увеличением  $\alpha$  растет изменение поляризационных свойств, которое является наибольшим при  $\alpha = 45^\circ$ . Колебания эллипса в этом случае отсутствуют и эллипс поляризации принимает вид

$$\frac{E_{x'}^2}{(2E_0 \cos \alpha z)^2} + \frac{E_{y'}^2}{(2E_0 \sin \alpha z)^2} = 1.$$

Эллипс поляризации при этом пульсирует до линии, перпендикулярной к направлению при вхождении.

Для экспериментального изучения индуцированной анизотропии в парах натрия нами использован лазер на красителе с накачкой от азотного лазера АЛ-201 (рис. 1). Лазер на красителе был собран по схеме с отражающей дифракционной решеткой. В качестве среды использовался раствор R6G в этаноле с концентрацией  $5 \cdot 10^{-3}$  моль/л. Ширина генерации лазера  $\Delta\nu \approx 1 \text{ см}^{-1}$ , длительность импульса — 5 нсек. Пары натрия находились в отпаянной кювете, расположенной в печи, при помощи которой регулировалась плотность атомов натрия. Анализатор выставлялся так, чтобы на выходе можно было регистрировать параллельные и перпендикулярные к плоскости поляризации. Это давало возможность регистрации интенсивности слабого поля с повернутой плоскостью поляризации по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии изме-

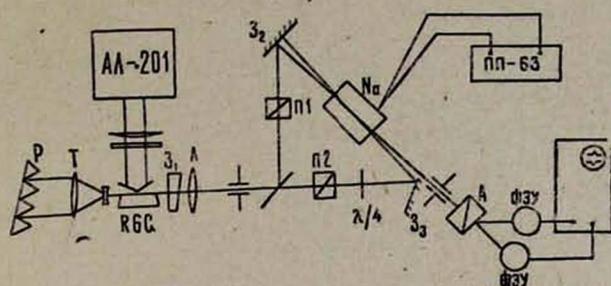


Рис. 1.

нения поляризации. Регистрация этих сигналов проводилась на двух ФЭУ с выходом на двухлучевой осциллограф С1-17.

Изменения поляризации, как и предсказывает теория, наблюдались только вблизи резонансного перехода  $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ . Поляризация слабой волны составляла некоторый угол с линейной поляризацией сильной волны. Нами изучена угловая зависимость резонансного изменения пробного сигнала для нескольких значений температур газа и интенсивностей сильной волны. Результаты приведены на рис. 2—4, где оси ординат соответствуют энергии перпендикулярной поляризации слабого поля в относительных единицах, а оси абсцисс—частоте лазерного излучения (в  $\text{см}^{-1}$ ):

Для рис. 2 и 3 температура газа составляет  $287^\circ\text{C}$ , но в случае рис. 3 интенсивность сильной волны меньше в 5,5 раз. На рис. 4 интенсивность такая же, что и для рис. 2, но температура понижена до  $232^\circ\text{C}$ . Как и следует из теории, максимальное изменение поляризации наблюдается при  $\alpha = 45^\circ$  (кривые А). С отклонением угла между поляризациями слабого и сильного полей от  $45^\circ$  наблюдается уменьшение повернутой компоненты зондирующего поля до нуля при  $\alpha = 0^\circ, 90^\circ$ . Кривые Б и В соответств-

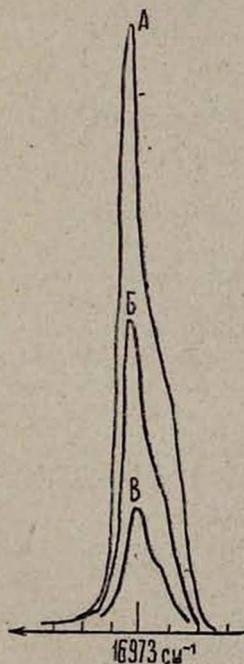


Рис. 2.

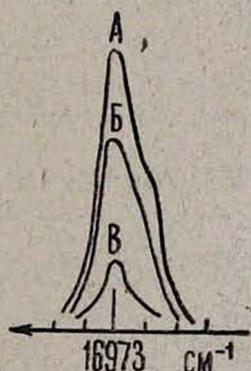


Рис. 3.

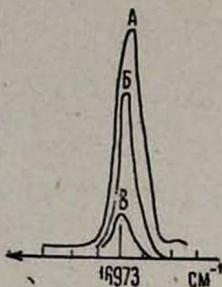


Рис. 4.

ют значениям  $\alpha = 30^\circ$  и  $\alpha = 20^\circ$ . Отношение интенсивностей для разных углов удовлетворительно согласуется с теорией.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 25.VII.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).
2. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev. Lett., 36, 584 (1976).
3. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev., A 15, 2009 (1977).
4. C. Wetman, T. W. Hansch. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
5. J. C. Keller, C. Delsart. Opt. Commun, 20, 147 (1977).
6. В. Штерг. Тезисы IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Москва, 1978, ч. II, стр. 40.
7. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян. Препринт ПАРФ 77—09, Ереван, 1977.
8. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 87 (1979).
9. В. М. Арутюнян, Г. Г. Адонц. Препринт ПАРФ 78—01, Ереван, 1978.

#### ԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ա. Վ. ԿԱՐՄԵՆՅԱՆ

Գծային բևեռացված լազերային ճառագայթման դաշտում դազային միջավայրը ձևոր է բերում միառանցքանի օպտիկական հատկություններ: Այդպիսի անիզոտրոպությունը բերում է, մասնավորապես, թույլ ազդանշանի բևեռացման փոփոխությանը: Փոփոխության շահիլը կախված է միջավայր մտնելիս թույլ և ուժեղ դաշտերի բևեռացումների ուղղությունների կազմած անկյունից: Բերված են անկյունային կախվածության համար նատրիումի զոլորշիներում կատարված փորձնական հետազոտությունների արդյունքները:

#### INVESTIGATION OF INDUCED OPTICAL ANISOTROPY IN SODIUM VAPOURS

V. M. HARUTYUNYAN, A. J. MURADYAN, A. V. KARMENYAN

The optical anisotropy in sodium vapours induced by linearly polarized intense wave was investigated. The components of the permittivity tensor were calculated for the one-photon transition far from the absorption lines. The results of experimental investigation of the angular dependence are given.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

В. М. АВETИСЯН, Н. Н. БАДАЛЯН, М. Ш. ПЕТРОСЯН,  
М. А. ХУРШУДЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Методом когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния света исследован тензор кубической восприимчивости нематического жидкого кристалла МВВА в изотропной и нематической фазах. Получены дисперсионные кривые квадрата модуля компонент нелинейной оптической восприимчивости вблизи комбинационного резонанса с  $\Delta\nu = 1164 \text{ см}^{-1}$ . В изотропной фазе оценен параметр  $\bar{\rho} = \chi_{1331}^{(3)R} / \chi_{1111}^{(3)R}$ , совпадающий со значением степени деполяризации в спонтанном комбинационном рассеянии. Метод «составного» образца, примененный в эксперименте, позволил измерить в нематической фазе абсолютные значения резонансной и нерезонансной составляющих некоторых компонент нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка для МВВА.

### Введение

Жидкокристаллические среды привлекают в последнее время внимание исследователей из-за уникальных физических свойств, обуславливающих их широкое практическое применение. Имеется большое количество работ (см., например, [1]), посвященных особенностям поведения жидких кристаллов, представляющих из себя не полностью упорядоченные структуры, в присутствии слабых полей (электрических и магнитных). Сильные поля меняют структуру среды, поэтому протекание нелинейных оптических явлений в жидких кристаллах имеет специфические особенности. Из нелинейных оптических явлений наиболее изучено явление самовоздействия, как стационарного, так и нестационарного [2, 3] (время релаксации ЖК сред с температурой меняется в широких пределах). Имеется ряд работ по генерации оптических гармоник [4—6]. Эти исследования показывают, в частности, что жидкокристаллические среды могут стать в один ряд с лучшими материалами нелинейной оптики. Однако для этого по аналогии с молекулярными кристаллами необходимо вести направленный поиск и синтез ЖК с большими нелинейностями. С этой точки зрения весьма важным является исследование нелинейных восприимчивостей, их дисперсии и температурной зависимости, в частности, поведения указанных параметров при фазовом переходе жидкий кристалл—изотропная жидкость.

Нелинейные оптические восприимчивости третьего порядка могут быть исследованы с помощью одного из наиболее универсальных методов нелинейной спектроскопии — метода активной спектроскопии комбинационного рассеяния света (АСКР) [7]. Метод, как известно, основан на когерентном возбуждении молекулярных колебаний бигармонической лазерной накачкой, когда разность частот волн накачки близка к частоте комбинационно-активного молекулярного колебания.

В настоящей работе метод активной спектроскопии применен для экспериментального исследования тензора кубической восприимчивости нематического жидкого кристалла МВВА. Компоненты тензора нелинейной оптической восприимчивости  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  содержат информацию о внутренней структуре молекул МВВА и межмолекулярном взаимодействии, знание их величин и поведения позволяет определить параметры упорядоченности  $S_2(\langle \cos^2\theta \rangle)$  и  $S_4(\langle \cos^4\theta \rangle)$  нематического жидкого кристалла ( $\theta$  — угол, образованный направлением оси максимальной поляризуемости молекулы с направлением нематической ориентации).

Параметр  $S_2$  можно определять с помощью целого ряда физических методов. Для нахождения параметра более высокого порядка —  $S_4$  — применимы лишь некоторые нелинейные методы, в частности, спектроскопия спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) света и активная спектроскопия комбинационного рассеяния света. Использование поляризованного СКР успешно продемонстрировано в работах [8, 9]. Однако, учитывая определенные преимущества метода активной спектроскопии по сравнению с методом комбинационного рассеяния (чувствительность, спектральное разрешение, возможность локального зондирования среды), ясно, что применение АСКР к исследованию жидкокристаллических структур представляет определенный интерес. По АСКР жидких кристаллов имеется одна единственная работа [10], в которой измерялась одна из компонент тензора кубической восприимчивости МВВА.

В настоящей работе при соответствующем подборе поляризаций взаимодействующих волн измерены некоторые отличные от нуля компоненты тензора  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  жидкого кристалла в изотропной и нематической фазах.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальная установка, использованная нами, изображена на рис. 1. Бигармоническая накачка обеспечивалась излучением второй гармоники задающего генератора на длине волны 0,53 мкм и возбуждаемым им излучением перестраиваемого лазера на красителе Родамин 6Ж в области 0,57 мкм. Мощности указанных излучений — соответственно 60 кВт и 20 кВт. Система термостабилизации ЖК обеспечивала точность поддержания температуры  $\sim 0,01^\circ\text{C}$ . Антистоксов сигнал с выхода ФЭУ подавался на стробированный преобразователь «амплитуда-код» и интегрировался цифровым частотомером ЧЗ-34.

Для проведения поляризационных измерений необходимо иметь качественные однородно ориентированные образцы. Для приготовления таких образцов нами использовался метод Шателена. Поскольку нематическая мезофаза однородно ориентированного образца одноосна, то проверка готовой ячейки с жидким кристаллом проводилась по оптической методике, используемой для одноосных твердых кристаллов.

На первом этапе исследований в изотропной фазе жидкий кристалл помещался в стеклянную кювету длиной 2 см. Лучи бигармонической накачки фокусировались линзой с фокусным расстоянием 13 см. Из-за силь-

ной дисперсии показателя преломления МВВА синхронное четырехволновое взаимодействие происходило лишь при определенном угле между лучами накачки.

Типичная дисперсионная кривая квадрата модуля нелинейной оптической восприимчивости вблизи линии комбинационного рассеяния  $\Delta\nu = 1164 \text{ см}^{-1}$  приведена на рис. 2. Видно, что на спектрах антистоксо-

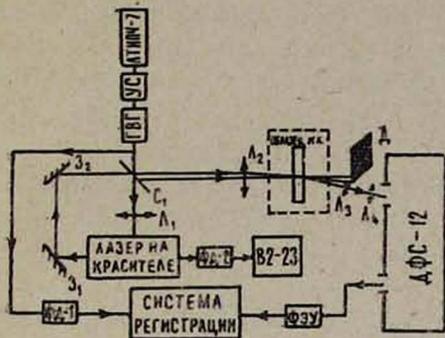


Рис. 1.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

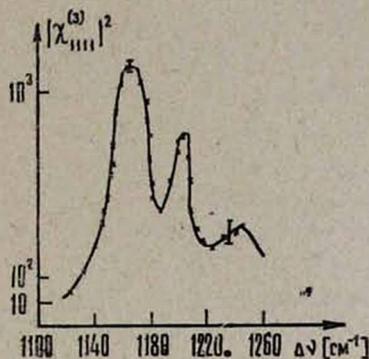


Рис. 2.

Рис. 2. Дисперсионная кривая  $|\chi_{1111}^{(3)}|^2$  в области комбинационного резонанса  $\Delta\nu = 1164 \text{ см}^{-1}$  ( $\Delta T = 12^\circ\text{C}$ , изотропная фаза).

ва сигнала имеется «провал» с высокочастотной стороны. Этот провал, как известно, связан с интерференцией ядерного (резонансного) и электронного (нерезонансного) вкладов в суммарную кубическую нелинейную восприимчивость. По положению этого провала можно судить о том, что знаки этих вкладов одинаковы и положительны ( $\chi^{(3)R}/\chi^{(3)NR} > 0$ ). Как показали измерения, знак этого отношения остается неизменным и в нематической фазе. Необходимо отметить, что в отличие от случая изолированной комбинационной линии, для которой по спектрам АСКР достаточно точно можно определить уровень  $\chi^{NR}$ , при наличии близких к исследуемой слабых линий возникает некоторая трудность и неопределенность, влияющая на точность определения уровня  $\chi^{NR}$ . В этом плане для исследования должны, по возможности, выбираться изолированные комбинационные линии. Измеренные нами отношения резонансной и нерезонансной частей восприимчивостей в изотропной фазе составляют  $\chi_{1111}^R/\chi_{1111}^{NR} = 4,5 \pm 1$  и  $\chi_{1331}^R/\chi_{1331}^{NR} = 3,8 \pm 1$  ( $\Delta T = 12^\circ\text{C}$ ) и не меняются с температурой в пределах точности эксперимента.

Теоретические оценки [11] показывают, что в случае, когда у тензора КР отсутствует антисимметричная часть, измеренный с помощью метода активной спектроскопии параметр  $\bar{\rho} = \chi_{1331}^{(3)R}/\chi_{1111}^{(3)R}$  совпадает со значением степени деполяризации  $\rho$ , полученным из измерений спонтанного комбинационного рассеяния. С помощью амплитудной АСКР, которая применялась в наших экспериментах, параметр  $\bar{\rho}$  можно оценить, если измерить компоненты кубической нелинейной восприимчивости в двух слу-

чаях, когда поляризации волн накачки параллельны и когда они перпендикулярны друг к другу.

Оцененное нами из измерений значение величины  $\bar{\rho}$  для линии  $\Delta\nu = 1164 \text{ см}^{-1}$  оказалось равным  $\bar{\rho} = \chi_{1331}^{(3)R} / \chi_{1111}^{(3)R} = 0,28 \pm 0,1$ . К сожалению, нам не известна соответствующая степень депolarизации по данным СКР. Однако для другой интенсивной линии  $\Delta\nu = 1576 \text{ см}^{-1}$  в МВВА, например, в работе [8] имеются измерения степени депolarизации по спектрам спонтанного КР. Представляло интерес сравнение с этими данными, для чего специально был поставлен контрольный эксперимент. Полученное нами значение для линии  $\Delta\nu = 1576 \text{ см}^{-1}$  для  $\bar{\rho}$  оказалось равным  $0,34 \pm 0,1$ , что хорошо согласуется со значением для степени депolarизации, измеренным в работе [8]. Из проведенных измерений можно сделать вывод, что вклад антисимметричной части тензора КР для указанного колебания в  $\Delta\nu = 1576 \text{ см}^{-1}$  отсутствует, что следовало ожидать для валентных колебаний.

Перейдем к экспериментам в нематической фазе. По общепринятым представлениям, с точки зрения макроскопической симметрии нематические жидкие кристаллы обладают следующими элементами симметрии:  $L_z / mm P_x P_y P_z$ , т. е. осью бесконечного порядка  $C_\infty$ , зеркальной плоскостью, перпендикулярной к этой оси, зеркальной плоскостью, содержащей эту ось, и непрерывными трансляциями по всем направлениям. С учетом дополнительной симметрии по отношению к перестановке двух средних индексов тензор  $\chi_{ijkl}(\omega_a; \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$  имеет 21 отличную от нуля компоненту (некоторые из них равны друг другу). При гомогенной ориентации ЖК в зависимости от поляризации падающих волн и положения кюветы определялись следующие компоненты тензора нелинейной восприимчивости:  $\chi_{1111}^{(3)}$ ,  $\chi_{1331}^{(3)}$ ,  $\chi_{3113}^{(3)}$  и  $\chi_{3333}^{(3)}$ . При гомеотропной ориентации могла дополнительно определяться компонента  $\chi_{1221}^{(3)}$  (рис. 3).

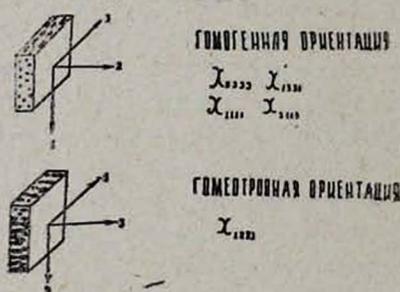


Рис. 3.

Виды ориентации жидкокристаллического образца и измеряемые компоненты  $\chi_{ijkl}^{(3)}$ .

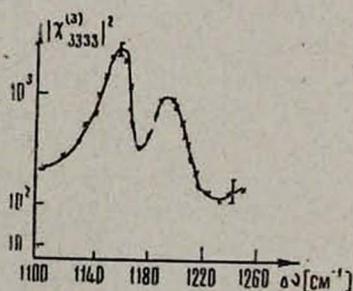


Рис. 4.

Дисперсионная кривая  $|\chi_{3333}^{(3)}|^2$  ( $\Delta T = -16^\circ\text{C}$ , нематическая фаза).

На рис. 4, 5 показаны дисперсионные кривые квадрата модуля компонент  $\chi_{3333}^{(3)}$  и  $\chi_{1331}^{(3)}$  нелинейной восприимчивости, измеренные в тонком слое ЖК ( $l = 60 \text{ мкм}$ ). Ясно, что если не принять специальных мер, то в этих спектрах для столь тонких образцов будет присутствовать паразит-

ный вклад стекол в нерезонансную составляющую восприимчивости, что исказит результат отношения  $\chi^R/\chi^{NR}$ . Поэтому измерения проводились методом «составного» образца [10, 12]. Образец представлял из себя кювету с плоским задним стеклом толщиной  $\sim 160$  мкм и ступенчатой передней частью, состоящей из двух стекол по  $\sim 160$  мкм. Между ними находился слой ориентированного МВВА (толщиной 60 мкм) (рис. 6). Тол-

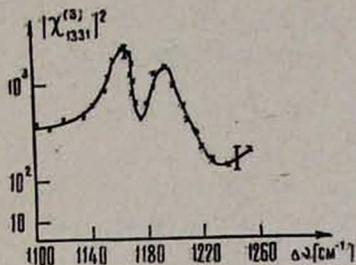


Рис. 5.

Рис. 5. Дисперсионная кривая  $|\chi_{1331}^{(3)}|^2$  ( $\Delta T = -16^\circ\text{C}$ , нематическая фаза).

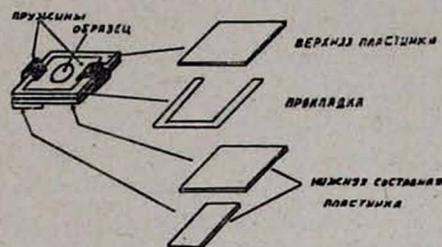


Рис. 6.

Рис. 6. «Составной» образец.

щина всего образца не превышала длины когерентного взаимодействия, поэтому при определенном угле между лучами накачки вклады АСКР из стекол и жидкого кристалла интерферируют между собой. Измерение отношений квадратов модулей резонансной и нерезонансной составляющих восприимчивости для правой и левой половин образца позволяет рассчитать  $\chi_{\text{МВВА}}^R/\chi_{\text{ст}}^{NR}$  и  $\chi_{\text{МВВА}}^{NR}/\chi_{\text{ст}}^{NR}$  и, следовательно, кроме отношения резонансной и нерезонансной составляющих тензора  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  (его различных компонент) методом «составного» образца можно измерить абсолютные значения соответствующих составляющих, взяв известное значение для  $\chi_{\text{ст}}^{NR}$  из независимого эксперимента.

Экспериментальные результаты, полученные с «составным» образцом, приведены в табл. 1 и 2. В табл. 1 приведены отношения нерезонансной и

Таблица 1

Компоненты тензора	$\frac{\chi_{\text{МВВА}}^{NR}}{\chi_{\text{ст}}^{NR}}$	$\frac{\chi_{\text{МВВА}}^R}{\chi_{\text{ст}}^{NR}}$	$\frac{\chi_{\text{МВВА}}^R}{\chi_{\text{МВВА}}^{NR}}$
1111	$5,4 \pm 1$	$26 \pm 3$	$5,6 \pm 1$
1331	$5 \pm 1$	$102 \pm 12$	$25 \pm 7$
3113	$4,6 \pm 1$	$29 \pm 3$	$6,2 \pm 1$
3333	$2 \pm 0,3$	$18 \pm 4$	$9,3 \pm 2$

Таблица 2

Компоненты тензора	$\frac{\chi_{\text{МВВА}}^{NR}}{\chi_{1111\text{ст}}^{NR}}$	$\frac{\chi_{\text{МВВА}}^R}{\chi_{1111\text{ст}}^{NR}}$
1111	$5,4 \pm 1$	$28 \pm 3$
1331	$1,7 \pm 0,3$	$34 \pm 3$
3113	$1,6 \pm 0,3$	$10 \pm 2$
3333	$2 \pm 0,3$	$18 \pm 4$

резонансной составляющих некоторых компонент нелинейной восприимчивости жидкого кристалла к нерезонансным составляющим соответствующих компонент стекла для  $\Delta T = -16^\circ\text{C}$ . На основе этих значений рассчитаны приведенные в последнем столбце таблицы величины отношения

$\chi_{\text{МВВА}}^R / \chi_{\text{МВВА}}^{NR}$ . В табл. 2 даны пересчитанные с учетом соотношений Клеймана величины нерезонансной и резонансной составляющих компонент нелинейной восприимчивости третьего порядка для МВВА, отнесенные к нерезонансной составляющей одной и той же компоненты, а именно  $\chi_{1111}^{NR}$  стекла. Значение величины  $\chi_{1111}^{NR}$  для стекла по данным работы [12] составляет  $(0,92 \pm 0,15) \cdot 10^{-14}$  см<sup>3</sup>/эрг. Таким образом, табл. 2 дает фактически абсолютные значения нерезонансной и резонансной составляющих для указанных компонент нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка для МВВА.

В заключение отметим одно важное обстоятельство. При постановке настоящих экспериментов и объяснении результатов мы исходили из предположения о центросимметричности жидкого кристалла МВВА. Однако эксперименты в работе [13], в которых наблюдалась генерация второй гармоники, доказывают, что МВВА, по-видимому, надо причислить к двусосным нецентросимметричным кристаллам, к кристаллографическому классу «*m*». Ясно, что если нематическая жидkokристаллическая среда не центросимметрична, то вопрос о нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка становится нетривиальным, и на эксперименте надо учитывать вклад каскадных процессов, идущих на нелинейности второго порядка [14, 15].

Компоненты  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  измеренные в настоящем эксперименте, отличны от нуля и в классе «*m*» (кроме того, величины нелинейных восприимчивостей второго порядка для МВВА в [13] невелики и, вероятно, конкретно в наших экспериментах роль каскадных процессов пренебрежимо мала). Однако более подробное рассмотрение требует дополнительных экспериментальных исследований, которые предполагается провести.

В принципе, с помощью соответствующего подбора поляризаций воли бигармонической накачки можно измерять все отличные от нуля компоненты макроскопической восприимчивости  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  жидкого кристалла и устанавливать полную картину структуры этого тензора. В работе [10] имеется расчет компонент тензора  $\chi_{ijk}^{(3)}$  ( $\omega_a$ ;  $\omega_1, \omega_1, -\omega_2$ ), выраженных через компоненты молекулярного тензора КР и параметры нематической упорядоченности. Таким образом, измеряя на эксперименте компоненты  $\chi_{ijkl}^{(3)}$ , можно определять параметры порядка  $S_2$  и  $S_4$ . Еще раз отметим, что метод активной спектроскопии позволяет находить  $S_2$  и  $S_4$  для любых валентных связей в молекуле при изучении различных комбинационных резонансов и тем самым определять поведение тех или иных групп молекулы при образовании мезофазы.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 15.VIII.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. де Жен. Физика жидких кристаллов, Изд. Мир, М., 1977.
2. G. K. L. Wong, Y. R. Shen. Phys. Rev. Lett., 30, 895 (1973).
3. G. K. L. Wong, Y. R. Shen. Phys. Rev. Lett., 32, 527 (1974).
4. J. W. Shelton, Y. R. Shen. Phys. Rev., A 5, 1867 (1972).

5. L. S. Goldber, J. H. Shnur. Radio Electr. Eng., 39, 279 (1970).
6. С. А. Аюпян и др. Квантовая электроника, 42, 1441 (1977).
7. С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев. УФН, 123, 405 (1977).
8. S. Jen, N. A. Clark, E. B. Priestley. J. Chem. Phys., 65, 4635 (1977).
9. В. Ф. Шабанов и др. Препринт ИФ СО АН СССР № 79Ф, 1978.
10. А. Ф. Бункин и др. Вестник МГУ, Физика, 18, 35 (1977).
11. С. А. Ахманов и др. ЖЭТФ, 74, 1272 (1978).
12. M. D. Levenson. IEEE, J. Quant. El., QE-10, 110 (1974).
13. С. М. Аракелян и др. Письма ЖЭТФ, 28, 202 (1978).
14. С. А. Ахманов и др. Письма ЖЭТФ, 20, 264 (1974).
15. А. Т. Суходольский. Письма ЖЭТФ, 27, 185 (1978).

**Հնդրոյ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՈՉ-ԳԾԱՅԻՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ  
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ԿՈՄԲԻՆԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ԱԿՏԻՎ  
ՍՊԵԿՏՐՈՍԿՈՊԻԱՅԻ ՄԵԹՈԴՈՎ**

Վ. Մ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ն. Ն. ԲԱԴՅԱՅԱՆ, Մ. Շ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ,  
Մ. Ա. ԽՈՒՐՇՈՒԳՅԱՆ, Յու. Ս. ՉԻԼԻՆԳՅԱՆ

Լույսի կոմբինացիոն ցրման կոհերենտ ակտիվ սպեկտրոսկոպիայի մեթոդով ուսումնասիրված է MBBA նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի խորանարդային ընկալունակության ֆենդորը իզոտրոպ և նեմատիկ ֆազերում: Ստացված են ոչ-գծային օպտիկական ընկալունակության կոմպոնենտների մոդուլի բառակառու դիսպերսիոն կորերը  $\Delta\nu = 1164 \text{ սմ}^{-1}$  կոմբինացիոն օպտիկական մոտակայքում: Իզոտրոպ ֆազում զնաճատված է  $\bar{\rho} = \chi_{1331}^{(3)R} / \chi_{1111}^{(3)R}$  պարամետրը, որը համընկնում է սպոնտան կոմբինացիոն ցրման ապարենացման աստիճանի հետ: Էքսպերիմենտում օգտագործված «բազալայի փորձանմուշի» մեթոդը թույլ է տվել նեմատիկ ֆազում չափել MBBA-ի երրորդ կարգի ոչ-գծային օպտիկական ընկալունակության որոշ կոմպոնենտների օպտիկական և ոչ-օպտիկական բազալայիների բացարձակ արժեքները:

**INVESTIGATION OF NONLINEAR OPTICAL SUSCEPTIBILITY  
OF LIQUID CRYSTALS BY MEANS OF THE ACTIVE  
SPECTROSCOPY OF LIGHT COMBINATION SCATTERING**

V. M. AVETISYAN, N. N. BADALYAN, M. Sh. PETROSYAN,  
M. A. KHURSHUDYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

The tensor of cubic susceptibility of the MBBA liquid nematic crystal in its isotropic and nematic phases is investigated by means of the coherent active spectroscopy of the light combination (Raman) scattering. The dispersion curves of  $\chi^{(3)}(\omega_a)^2$  components near the combination resonance with  $\Delta\nu = 1164 \text{ cm}^{-1}$  are obtained. In the isotropic phase the parameter  $\bar{\rho} = \chi_{1331}^{(3)R} / \chi_{1111}^{(3)R}$  is estimated which coincides with the value of depolarization degree in the spontaneous combination scattering. The "compound" sample method enabled to measure in the nematic phase the absolute values of the resonance and nonresonance constituents of the third order nonlinear optical susceptibility components of MBBA.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛО- И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $n$ - $InAs$

К. М. АМАТУНИ, С. А. АЙРАПЕТЯН, С. К. НИКОГОСЯН, В. А. СААКЯН

Исследовано влияние облучения электронами с энергией 7,5 и 50 Мэв на тепло- и электрофизические свойства монокристаллов  $n$ - $InAs$ . Анализ полученных данных показывает, что при облучении возникают как точечные, так и более сложные дефекты. Однако влияние последних на вышеупомянутые свойства незначительно.

Теплопроводность очень чувствительна к структурным изменениям кристаллической решетки, причем различные типы нарушений по-разному влияют на ее величину и температурную зависимость [1]. Поэтому с целью получения информации о характере радиационных дефектов определенным интерес представляют измерение и сопоставление данных по теплофизическим свойствам полупроводников, особенно  $n$ - $InAs$ , для которого, насколько нам известно, в литературе отсутствуют данные по упомянутым свойствам при облучении электронами с энергией 7,5 и 50 Мэв. Электроны с указанными энергиями способны образовать в  $InAs$  соответственно простые и более сложные дефекты.

В настоящей работе приводятся результаты измерений температурной зависимости теплопроводности  $\chi$ , термоэдс  $\alpha$  и электропроводности  $\sigma$  образцов  $n$ - $InAs$  с исходными концентрациями свободных электронов  $n^I \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n^{II} \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $n^{III} \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  до и после облучения быстрыми электронами вблизи азотной и комнатной температур. Первые образцы были сильно компенсированными, последние — вырожденными. Методика измерений и облучения описаны в работах [2, 3].

На рис. 1 приведена температурная зависимость теплопроводности, а на рис. 2 и 3 — температурные зависимости соответственно термоэдс и электропроводности образцов  $n$ - $InAs$ . Из рисунков видно, что вследствие наличия большой концентрации исходных примесей облучение образцов I и III соответственно дозами  $5 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$  и  $2,3 \cdot 10^{17} \text{ эл/см}^2$  с энергией 7,5 Мэв не приводит к заметному изменению их теплопроводности. Электропроводность же образцов I увеличивается более чем на порядок, что соответствует увеличению концентрации свободных электронов, поскольку облучение создает дефекты, рассеиваясь на которых носители могут только уменьшать свою подвижность, о чем свидетельствует также уменьшение термоэдс в 2 раза (вблизи комнатной температуры, рис. 2). Из сравнения температурного хода электропроводности до и после облучения быстрыми электронами можно заключить, что энергия ионизации радиационных дефектов (доноров) не превышает 0,01 эв.

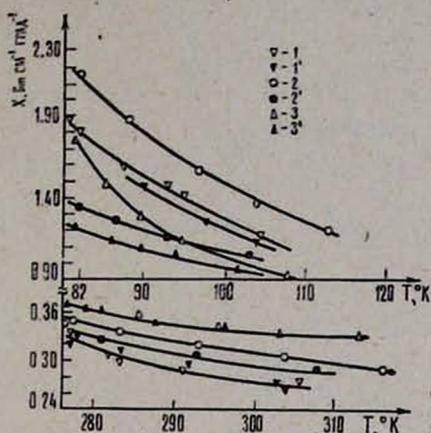


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности образцов *n-InAs* до и после облучения быстрыми электронами. Образец I: 1 и 1'—соответственно до и после облучения дозой  $5 \cdot 10^{16}$  эл/см<sup>2</sup> с энергией 7,5 Мэв; образец II: 2 и 2'—до и после облучения дозой  $8,7 \cdot 10^{16}$  эл/см<sup>2</sup> с энергией 50 Мэв; образец III: 3 и 3'—до и после облучения дозой  $2,3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> с энергией 7,5 Мэв.

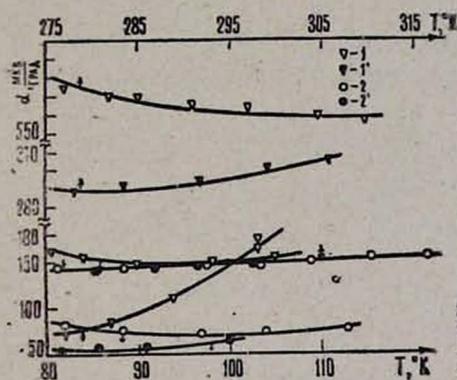


Рис. 2.

Рис. 2. Температурная зависимость термоэлектродвижущей силы образцов *n-InAs* до и после облучения быстрыми электронами (обозначения те же, что и на рис. 1).

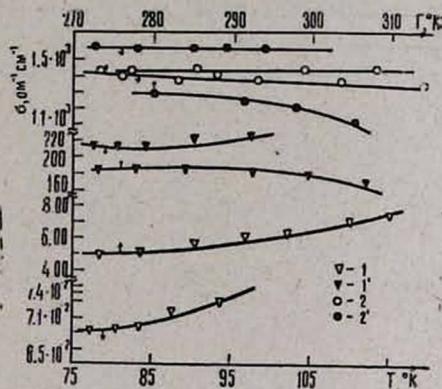


Рис. 3.

Рис. 3. Температурная зависимость электропроводности образцов *n-InAs* до и после облучения быстрыми электронами (обозначения те же, что и на рис. 1).

В работе [4] по аналогии с высокотемпературной термообработкой с последующей быстрой закалкой *InAs* [5] предполагалось, что эффект увеличения концентрации носителей тока обусловлен наличием в образцах неконтролируемых примесей (*Cu*, *S*), локализованных на дислокациях. По мнению автора работы [4] облучение (так же, как и нагрев) освобождает примеси от дислокаций, которые, войдя в решетку, становятся электрически активными (донорами). Отсюда следует, что эти примеси должны иметь большое сечение упругого взаимодействия с налетающими электронами,

что, однако, не подтверждается проведенными нами расчетами согласно формуле Маклея-Фешбаха [6]. По нашему мнению, немаловажную роль здесь играют смещенные атомы матрицы, которые при миграции по кристаллу выбивают примесные атомы из дислокаций, сами занимая их места. Возможно также, что при облучении образуются небольшие металлические включения, приводящие к увеличению концентрации свободных электронов.

Сравнительно большое изменение (уменьшение) теплопроводности получено на образцах II (рис. 1), которые облучались электронами с энергией 50 Мэв (доза облучения  $\varphi = 8,7 \cdot 10^{16}$  эл/см<sup>2</sup>). В них также значительно изменилась подвижность носителей тока, так что при комнатной температуре ее уменьшение преобладает над увеличением концентрации.

Данные по теплопроводности второго типа образцов анализировались с помощью теории Клеменса [7] и теории Амбегаокара [8] соответственно для азотной и комнатной температур. В них учитывался вклад в теплосопротивление кристаллической решетки из-за рассеяния фононов на точечных дефектах (релеевское рассеяние).

Расчет числа френкелевских пар согласно [6] с учетом фактора размножения выбитых атомов дает для обоих типов атомов следующие результаты:  $N^{In} \approx 2,2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $N^{As} \approx 1,1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> при пороговых значениях энергии смещения  $E_d^{In} \approx 6,7$  эв и  $E_d^{As} \approx 8,5$  эв. Используя полученные значения концентраций точечных дефектов, согласно вышеупомянутым теориям [7, 8] для добавочных тепловых сопротивлений получаем

$$W_{i \text{ расч.}}^{(82^\circ K)} \approx 0,22 \text{ вт}^{-1} \text{ см град},$$

$$W_{i \text{ расч.}}^{(300^\circ K)} \approx 0,20 \text{ вт}^{-1} \text{ см град}.$$

По данным рис. 1 для экспериментальных значений этих величин находим

$$W_{i \text{ экс.}}^{(82^\circ K)} \approx 0,29 \text{ вт}^{-1} \text{ см град},$$

$$W_{i \text{ экс.}}^{(300^\circ K)} \approx 0,25 \text{ вт}^{-1} \text{ см град},$$

что довольно хорошо согласуется с расчетными данными.

Однако отсюда нельзя сделать однозначный вывод лишь о точечном характере образовавшихся радиационных дефектов, поскольку электроны с энергией 50 Мэв способны создавать области нарушений в любом материале. В данном случае для их концентрации расчет дает значение  $n_{(p0)} \approx 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Это достаточно большая величина, и если на эксперименте ее роль незаметна, то можно предположить, что образующиеся в *n-InAs* области разупорядочения имеют малые размеры и, что главное, вокруг них не возникают области пространственного заряда. Последнее обстоятельство особенно важно для соединений  $A_{III}B_V$ , так как в области пространственного заряда создавались бы большие деформации, которые привели бы к сильному рассеянию фононов и резкому снижению теплопроводности.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. При энергиях бомбардирующих электронов до  $7,5 \text{ MeV}$  образующиеся дефекты в  $\text{InAs}$  имеют точечный характер, а увеличение концентрации свободных электронов обусловлено как примесями, так и собственными дефектами.

2. При высоких энергиях электронов ( $50 \text{ MeV}$ ) помимо точечных дефектов образуются также разупорядоченные области, роль которых, однако, незначительна из-за малости их размеров и отсутствия вокруг них области пространственного заряда.

Ереванский физический  
институт  
Ереванский государственный

Поступила 14.VII.1978

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Оскоцкий, И. А. Смирнов. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Изд. Наука, Л., 1972.
2. Г. Н. Ерицян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 224 (1975).
3. К. М. Аматун и др. Радиационные дефекты в твердых телах, Наукова думка, Киев, 1977, стр. 125.
4. L. W. Aukerman. J. Appl. Phys., 30, 1239 (1959).
5. J. R. Dixon, D. P. Enright. J. Appl. Phys., 30, 753 (1959).
6. J. H. Cahn. J. Appl. Phys., 30, 1311 (1959).
7. P. G. Klemens. Proc. Roy. Soc., A208, 108 (1951).
8. V. Ambegaokar. Phys. Rev., 114, 488 (1959).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ  $n\text{-InAs}$ -Ի  
ԶԵՐՄԱ-ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՋԻՎԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ք. Մ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Ս. Ա. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ս. Կ. ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ,  
Վ. Հ. ՍԱԿՅԱՆ

Հետազոտված է  $7,5$  և  $50 \text{ MeV}$  էներգիա ունեցող էլեկտրոններով ճառագայթման ազդեցությունը  $n\text{-InAs}$  միաբյուրեղների շերտ- և էլեկտրաֆիզիկական հատկությունների վրա: Ստացված արդյունքների վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ ուժեղացման ժամանակ առաջանում են ինչպես կետային, այնպես էլ բարդ ճառագայթային դեֆեկտներ, սակայն վերջիններիս ազդեցությունը վերոհիշյալ հատկությունների վրա աննշան է:

### THE EFFECT OF ELECTRON IRRADIATION ON THERMAL AND ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF $n\text{-InAs}$

K. M. AMATUNI, S. A. AJRAPETYAN, S. K. NIKOGOSYAN,  
V. A. SAAKYAN

The effect of  $7.5$  and  $50 \text{ MeV}$  electron irradiation on the thermal and electro-physical properties of  $n\text{-InAs}$  single crystals was investigated. The analysis of obtained data shows, that at the irradiation both the point and more complicated defects arise. However the effect of the latter on the properties of  $n\text{-InAs}$  is small.

## ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА СПЕКТРЫ ЭКСИТОННОГО ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ $CdTe$

Ж. Р. ПАНОСЯН, В. А. МЕЛИКСЕТАН

Исследуются особенности экситонного отражения в монокристаллах  $CdTe$ . Проводится сопоставление экспериментальных и рассчитанных с учетом пространственной дисперсии спектров отражения. Наблюдается качественное соответствие этих спектров.

Известно [1], что при распространении электромагнитной волны в области отдельного резонанса, например, экситонных возбуждений в полупроводниковых кристаллах могут возникать дополнительные волны, обусловленные пространственной дисперсией, т. е. зависимостью тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$  от волнового вектора  $k$ .

Нами исследовались спектры экситонного отражения монокристаллов  $CdTe$  ( $n \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) в температурном интервале от  $4^\circ$  до  $77^\circ\text{K}$ . На рис. 1

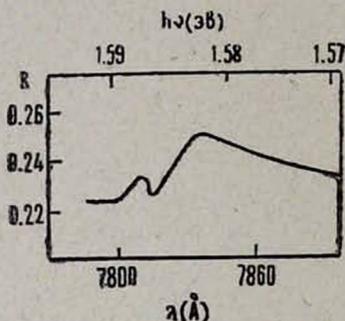


Рис. 1. Экспериментальный спектр экситонного отражения монокристалла  $CdTe$  при  $\alpha \sim 15^\circ$ .

приведен один из полученных спектров экситонного отражения  $CdTe$  при небольшом ( $\alpha \sim 15^\circ$ ) угле падения при  $T = 77^\circ\text{K}$ . Как видно из рисунка, кроме основного пика при  $1,5825 \text{ эВ}$  наблюдается небольшой пик при  $1,586 \text{ эВ}$ . В работах [2, 3], где получена аналогичная дублетная структура для  $CdTe$ , показано, что наблюдаемый небольшой пик не может соответствовать первому возбужденному состоянию экситона. Для выяснения природы возникновения такой структуры, которая слабо зависит от температуры, исследовалось влияние учета пространственной дисперсии на теоретические спектры экситонного отражения. При учете пространственной дисперсии возможно появление недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости даже для кубических кристаллов, как это теоретически показано в [1].

Для теоретического расчета спектров экситонного отражения с учетом пространственной дисперсии возникает необходимость введений кроме обычных граничных условий Максвелла также дополнительных граничных условий (ДГУ) [1, 4—7]. Так в работе [8] в качестве дополнительного граничного условия использовалось условие равенства нулю экситонной по-

ляризации на поверхности или в некотором приповерхностном слое кристалла:

$$P_{\text{ex(пов)}} = 0, \quad (1)$$

$$P_{\text{ex(сл)}} = 0, \quad (2)$$

предложенное в работе [4]. Для случая оптических фононов в работе [5] в качестве ДГУ принято условие равенства нулю вектора смещения оптических колебаний решетки на поверхности:

$$W_{\text{(пов)}} = 0. \quad (3)$$

Это условие аналогично условию (1) для случая экситонов.

При расчете теоретических спектров экситонного отражения нами использовалась та же методика, что и в работе [8]. Для коэффициента отражения при  $\rho$ -поляризации имеем [4, 5, 8]

$$R = \left| \frac{1-n^*}{1+n^*} \right|^2, \quad (4)$$

где

$$n^* = \varepsilon_{0\perp} \cos \varphi \frac{a_2 n_2^2 (n_1^2 - \varepsilon_{0\perp}) - a_1 n_1^2 (n_2^2 - \varepsilon_{0\perp}) + a_1 a_2 a_3 \varepsilon_{0\perp} \sin^3 \varphi (n_1^2 - n_2^2)}{\varepsilon_{0\perp} (n_1^2 - n_2^2) + a_3 \sin^3 \varphi [a_1 n_2^2 (n_1^2 - \varepsilon_{0\perp}) - a_2 n_1^2 (n_2^2 - \varepsilon_{0\perp})]}, \quad (5)$$

$$a_i = (n_i^2 - \sin^2 \varphi)^{-\frac{1}{2}}, \quad i = 1, 2, 3,$$

а

$$n_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left[ \frac{2MC^2(\omega - \omega_0)}{\hbar\omega_0^2} + \varepsilon_{0\perp} \right] \pm \left[ \left( \frac{2MC^2(\omega - \omega_0)}{\hbar\omega_0^2} - \varepsilon_{0\perp} \right)^2 + \frac{8MC^2\varepsilon_{0\perp}\omega_L\Gamma}{\hbar\omega_0^2} \right]^{1/2} \right\}, \quad (6)$$

$$n_3^2 = \frac{n_1^2 n_2^2}{\varepsilon_{0\perp}}, \quad (7)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления поперечных волн (знак плюс относится к  $n_1$ ), а  $n_3$  — показатель преломления продольной волны.

При расчете спектров на ЭВМ Наирис-2 использовались следующие параметры: продольно-поперечное расщепление  $\hbar\omega_{LT} = 0,0035$  эВ,  $M = 0,08 m_0$  — эффективная масса экситона ( $m_0$  — масса свободного электрона).

На рис. 2 приведены рассчитанные на основе формул (4)–(7) спектры экситонного отражения при различных углах падения. Следует отметить, что на рис. 2 показан только представляющий особый интерес коротковолновый участок спектра, а основной максимум, во всех случаях приходящийся на энергию 1,5825 эВ, не показан. При малых углах отражения мы имеем обычную картину спектра. Начиная с  $20^\circ$  на рис. 2а уже нарушается плавный ход кривой и наблюдается излом приблизительно при 1,586 эВ. Как видно из рис. 2б, этот излом становится более четким уже

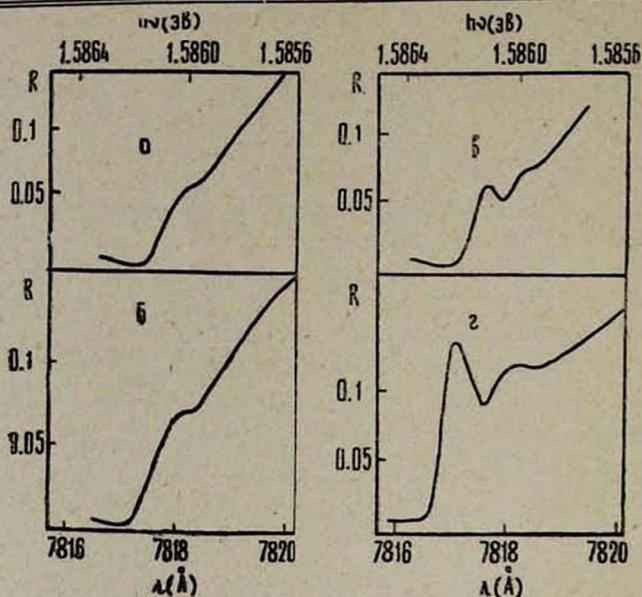


Рис. 2. Теоретические спектры экситонного отражения  $CdTe$  в зависимости от угла падения: а— $20^\circ$ ; б— $25^\circ$ ; в— $30^\circ$ ; г— $40^\circ$ .

при угле  $25^\circ$ . При угле падения  $30^\circ$  (рис. 2в) наблюдается небольшой сдвиг этого излома в сторону более длинных волн и, кроме того, наблюдается довольно-таки отчетливый пик отражения при энергии фотона  $1,5861$  эВ. При

дальнейшем увеличении угла падения (рис. 2г) излом кривой отражения, соответствующий  $1,586$  эВ, превращается в небольшой пичок, а пик отражения, наблюдаемый при  $1,5861$  эВ, с увеличением угла становится более отчетливым и незначительно смещается в сторону более коротких волн. По-видимому полученную триплетную структуру теоретических спектров отражения можно связать с наличием одной продольной и двух поперечных волн. При очень больших углах падения света ( $\alpha = 87^\circ$ ) наблюдается очень резкий минимум при  $1,5866$  эВ (рис. 3). Аналогичная картина получена и в работе [8] для кристаллов  $CdS$  в случае угла паде-

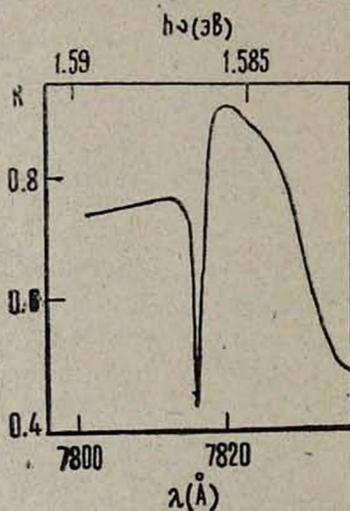


Рис. 3. Теоретический спектр экситонного отражения  $CdTe$  при угле падения  $87^\circ$ .

ния  $85^\circ$ . Как видно из теоретических спектров, влияние пространственной дисперсии растет с увеличением угла падения.

Экспериментальные спектры экситонного отражения монокристаллов  $CdTe$  были получены с помощью спектрометра ДФС-12, и условия экспе-

римента позволяли работать с очень узкими щелями, благодаря чему было достигнуто разрешение  $0,0002$  эВ. На рис. 4 приведены экспериментальные спектры при малом угле падения  $\sim 3^\circ$  (а) и при угле падения  $\sim 40^\circ$  (б). Как видно из рис. 4а, при малом угле падения наблюдается обычная фор-

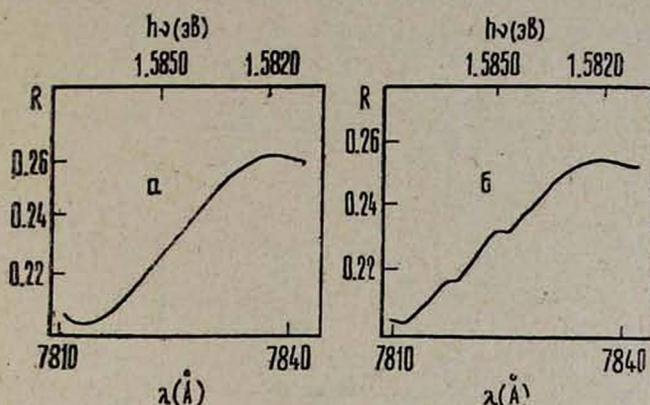


Рис. 4. Экспериментальные спектры экситонного отражения монокристаллического образца  $CdTe$  в зависимости от угла падения: а— $3^\circ$ ; б— $40^\circ$ .

ма кривой экситонного отражения, находящаяся в соответствии с теоретической кривой. При увеличении угла падения до  $\sim 15^\circ$  (рис. 1) наблюдается дублетная структура с максимумами при  $1,5825$  эВ. При дальнейшем увеличении угла падения до  $40^\circ$  (рис. 4б) уже наблюдается триплетная структура с двумя слабо выраженными пиками при энергиях  $1,5863$  эВ и  $1,5852$  эВ с основным максимумом отражения, приходящимся на энергию  $1,5826$  эВ. При сопоставлении этого спектра с теоретическим спектром при угле падения  $40^\circ$  наблюдается качественное соответствие. Так, местоположения основного пика и самого коротковолнового пика почти совпадают, а пик при  $1,5852$  эВ несколько сдвинут в сторону длинных волн по сравнению с его местоположением ( $1,5860$  эВ) на теоретическом спектре.

Следует отметить, что экспериментальные данные в зависимости от конкретного образца имеют некоторый разброс, затрудняющий их сопоставление. На рис. 5 показан экспериментальный спектр для образца  $CdTe$  из другой серии при угле падения  $\sim 30^\circ$ . У образцов этой серии основной максимум экситонного отражения несколько смещен в сторону более коротких волн и приходится на энергию  $1,5842$  эВ. Как видно из рис. 5, у этого образца наблюдается сравнительно более четкая триплетная структура с максимумами  $1,5842$  эВ и  $1,5879$  эВ, повторяющая по форме теоретические спектры при углах падения  $30^\circ$  и  $40^\circ$ , хотя и в этом случае пик при  $1,5870$  эВ сдвинут в сторону более длинных волн по сравнению с теоретическими спектрами. То обстоятельство, что спектры сдвинуты друг относительно друга, объясняется тем, что теоретические спектры рассчитаны при местоположении основного максимума  $\hbar\omega_0 = 1,5825$  эВ, а для данного образца основной максимум приходится на  $\hbar\omega'_0 = 1,5842$  эВ. Сдвиг

между спектрами составляет величину  $0,0017 \text{ эВ}$ , которая как раз соответствует  $\hbar\omega'_0 - \hbar\omega_0$ .

Таким образом, на основе проведенного сопоставления и полученного качественного соответствия теоретических и экспериментальных спектров можно сделать вывод о том, что полученная тонкая структура объясняется

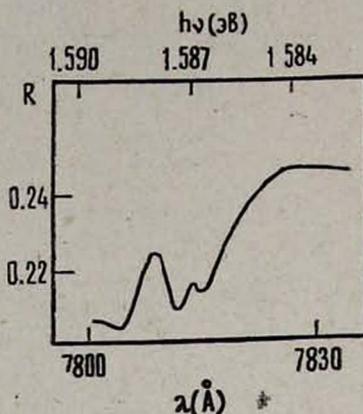


Рис. 5. Экспериментальный спектр экситонного отражения монокристалла  $CdTe$  при угле падения  $30^\circ$ .

влиянием пространственной дисперсии. Некоторый разброс данных в экспериментальных спектрах и наблюдаемое в некоторых случаях несоответствие с теоретическими спектрами можно связать с тем обстоятельством, что в полученных экспериментальных спектрах играют роль также поверхностные состояния и дефекты. В пользу последнего свидетельствует и то обстоятельство, что для образцов со свежесколотой поверхностью, т. е. при сведении поверхностных дефектов к минимуму наблюдаемая тонкая структура проявляется значительно лучше.

Ереванский политехнический  
институт

Поступила 30.IX.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Азранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 1965.
2. А. А. Гиппиус и др. Краткие сообщения по физике, ФИАН, 7, 8 (1970).
3. Ж. Р. Паносян. Труды ФИАН, 68, 147 (1973).
4. С. И. Пекар. ЖЭТФ, 33, 1022 (1957).
5. Р. Г. Тарханян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 451 (1974).
6. J. J. Hopfield, D. G. Thomas. Phys. Rev., 132, 563 (1963).
7. G. S. Agarwal, D. N. Pattanayak, E. Wolf. Opt. Commun., 4, 255 (1971).
8. С. А. Пермогоров, В. В. Травников, А. В. Селькин. ФТТ, 14, 3642 (1972).

ՏԱՐԱՄԱԿԱՆ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ  
ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՎՐԱ

ժ. Բ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ, Վ. Ա. ՄԵԼԻՔՍԵՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված են  $CdTe$  մոնոկրիստալներում էքսիտոնային անդրադարձման տանձնահատկությունները: Տեսական սպեկտրները, որոնք հաշված են տարածական դիսպերսիայի առկայության դեպքում, համեմատված են փորձնական սպեկտրների հետ և ցույց է տրված այդ սպեկտրների որակական համապատասխանումը:

THE INFLUENCE OF SPATIAL DISPERSION ON  
THE EXCITON REFLECTION SPECTRA OF  $CdTe$  CRYSTALS

J. R. PANOSYAN, V. A. MELIKSETYAN

The exciton reflection spectra of  $CdTe$  monocrystals are investigated. The theoretical spectra calculated taking account of the spatial dispersion are compared with the experimental ones and qualitative accordance between these spectra is obtained.

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ УСЛОВИЙ ВЫРАЩИВАНИЯ НА СОВЕРШЕНСТВО КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ БЕЗДИСЛОКАЦИОННОГО КРЕМНИЯ

С. А. ШАБОЯН, А. Г. БАХШЕЦЯН, С. Г. ДОЛМАЗЯН

Приведены результаты исследований влияния тепловых условий выращивания на образование и распределение микродефектов типа кластеров в бездислокационных кристаллах кремния, выращенных методом бестигельной зонной плавки. Показано, что подбором соответствующей подогревной системы в процессе выращивания можно достичь устранения образования А-кластеров.

Исследование причин выхода из строя полупроводниковых приборов и низкий коэффициент воспроизводимости последних позволили установить взаимосвязь между совершенством кристаллической решетки исходного кремния и качеством приборов. Развитие технологии производства полупроводниковых материалов привело к разработке методов выращивания кремния без таких дефектов структуры, как малоугловые границы и дислокации.

Однако отсутствие указанных дефектов еще не решает проблемы получения высококачественных приборов, так как в этом случае становится определяющей роль кластеров точечных дефектов [1—3]. Наблюдаются два типа таких микродефектов, именуемых кластерами типа А и В, которые отличаются размерами, концентрациями, структурой и пространственным распределением в объеме кристалла [1, 4—6]. В случае А-кластеров распределение носит ярко выраженный слоистый характер, тогда как В-кластеры распределяются значительно однороднее. В работах [1, 7, 8] сообщалось о разработке методов получения кристаллов диаметром до 28 мм с незначительной концентрацией микродефектов и даже с полным их отсутствием. Из этих работ следует, что бескластерный рост достигался варьированием скорости и среды выращивания кристаллов. Однако авторы не проводили исследований влияния подогревной системы на образование и распределение микродефектов.

Очевидно, что варьирование скорости выращивания и применение подогревной системы в конечном счете приводит к изменению скорости охлаждения растущего кристалла. Следовательно, на процесс образования микродефектов можно влиять и подбором соответствующей подогревной системы. К такому же заключению приходит и автор работы [1].

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния подогревной системы на образование и распределение микродефектов при обычной скорости выращивания. С этой целью были выращены бездислокационные кристаллы кремния диаметром  $42 \div 44$  мм и длиной  $200 \div 230$  мм. Кристаллы выращивались в направлении  $\langle 111 \rangle$  методом бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона с добавлением  $7 \div 8\%$  водорода. В процессе выращивания кристаллов все основные технологические параметры

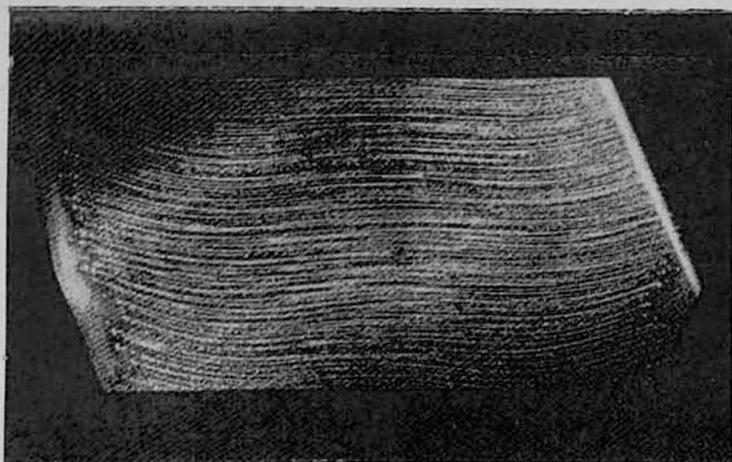


Рис. 1. Рентгенотопограмма продольной, декорированной медью пластины, вырезанной из кристалла 2: отражение (111), негативный контраст,  $\times 4$ .

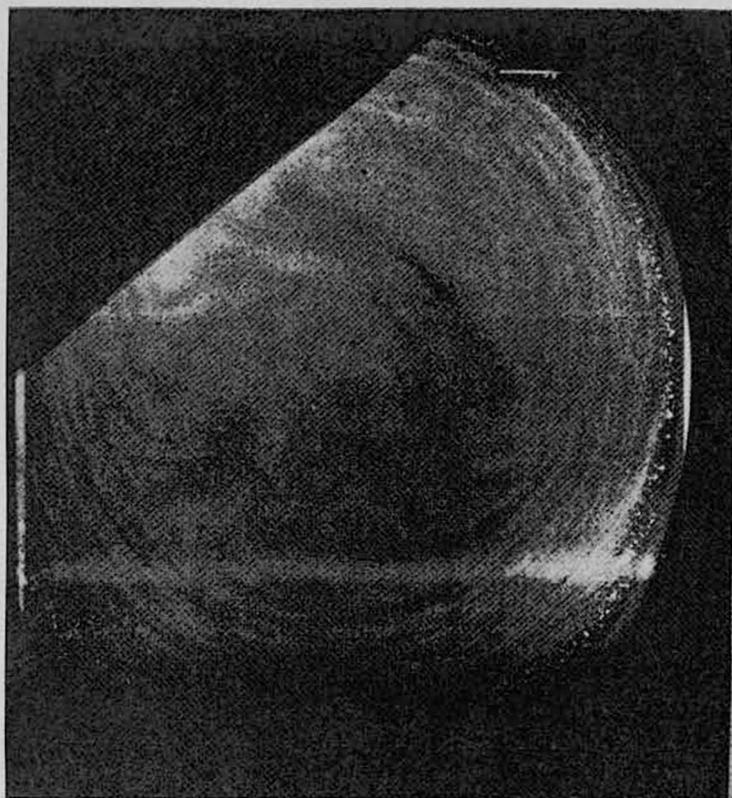


Рис. 2. Рентгенотопограмма поперечной, декорированной медью пластины, вырезанной из кристалла 2: отражение (220), негативный контраст,  $\times 4$ .

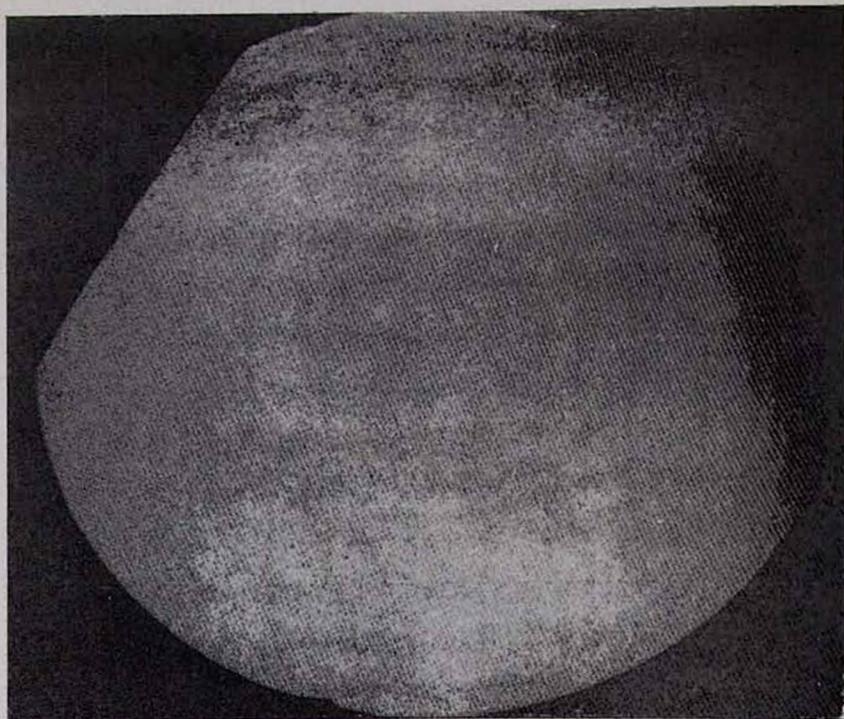


Рис. 3. Рентгенограмма поперечной, декорированной медью пластины, вырезанной из кристалла 3: отражение (220), негативный контраст,  $\times 4$ .

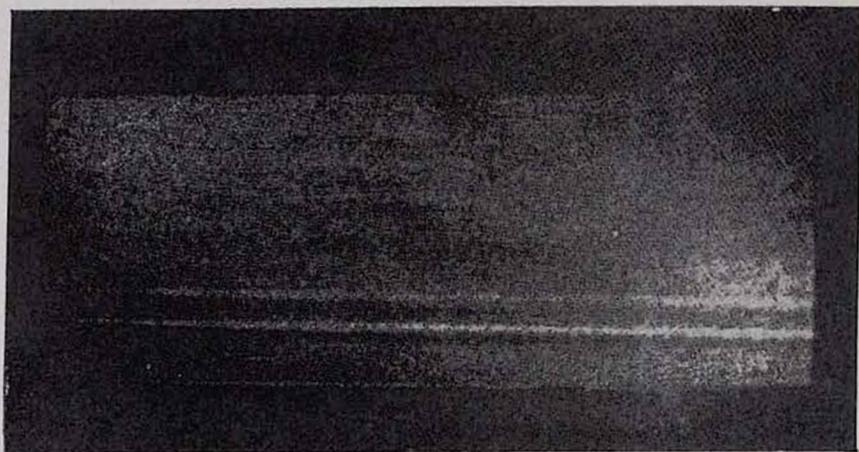


Рис. 4. Рентгенограмма продольной, декорированной медью пластины, вырезанной из кристалла 3: отражение (111), негативный контраст,  $\times 4$ .

поддерживались постоянными в пределах возможностей установки выращивания. В качестве подогревной системы использовался графитовый экран, вставленный в подогревную индуктор. Мощность, подаваемая на последний, варьировалась в зависимости от эксперимента, тогда как мощность, подаваемая на плавильный индуктор, при выращивании основной части кристалла по возможности поддерживалась неизменной. Расстояние между плавильным индуктором и графитовым экраном было одинаковым во всех экспериментах.

Основные параметры и режимы выращивания некоторых из исследованных кристаллов приведены в таблице. Выращивание других кристаллов с указанными в таблице режимами привело к схожей дефектной структуре.

Таблица

№ кристалла	Вид подогрева	Мощность, подаваемая на под. янд. (отн. ед.)	Скорость роста (мм/мин)
1	без экрана	—	1,90
2	„пассивный“ экран	—	1,95
3	с экраном	1,0	2,0
4	с экраном	1,45	1,95

По характеру тепловых условий выращивания бездислокационный кристалл можно условно разделить на три части: конусную (т. е. прилежащую к затравочному кристаллу), основную и конечную. Конец кристалла характеризуется резким изменением тепловых условий в момент прекращения процесса роста, что приводит к образованию дислокаций. Исходя из этого исследовались лишь конусная и основная части кристаллов с целью нахождения связи между дефектной структурой этих частей и тепловыми условиями выращивания.

Исследования проводились на продольных и поперечных образцах. Основными методами исследования служили декорирование медью с последующим рентгенотопографированием методом Ланга и избирательное травление.

Исследование кристаллов 1, 2 и 4 выявило наличие ярко выраженного (с некоторыми вариациями) слоистого распределения микродефектов, очевидно типа *A*, на продольных образцах и «вихревой» картины тех же дефектов на поперечных пластинах. Как слоистое, так и «вихревое» распределение кластеров типа *A* окружено т. н. «ободком», содержащим гомогенно распределенные *B*-кластеры. Топограммы, иллюстрирующие такие характерные распределения микродефектов, приведены на рис. 1 и 2.

Исследование же кристалла 3 показало, что микродефекты, содержащиеся в этом кристалле, имеют примерно одинаковый размер и распределены довольно гомогенно (рис. 3, 4). Примечательно, что на топограммах пластинок, вырезанных из кристалла 3, отсутствует «ободок». Это свидетельствует о том, что микродефекты, наблюдаемые в кристалле 3, являются *B*-кластерами. В пользу этого предположения свидетельствует также и

гомогенное распределение этих дефектов. Полученные результаты были подтверждены и при исследовании методом избирательного химического травления.

Приведенные результаты показывают, что изменение условий охлаждения посредством использования подогревной системы приводит к весьма различной дефектной структуре кристаллов. С точки зрения качества полупроводникового материала, используемого для создания приборов, предпочтительно иметь гомогенное распределение микродефектов. Этому условию удовлетворяют *B*-кластеры, которые распределены значительно однороднее кластеров типа *A*.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что путем подбора соответствующей тепловой системы можно предотвратить образование *A*-кластеров в монокристалле кремния достаточно большого диаметра даже при обычной скорости выращивания. Кроме того, в отличие от работ [1, 7, 8], где выращивание бездислокационных кристаллов кремния осуществлялось методом пьедестала, наши кристаллы выращивались методом вертикальной бестигельной зонной плавки.

СКТБ полупроводниковой  
техники, г. Ереван

Поступила 31.X.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. R. de Kock. Philips Res. Rept. Suppl., № 1 (1973).
2. C. J. Varker, K. V. Ravi. Semiconductor Silicon 1973, Princeton, N. J., 1973, p. 670.
3. H. Shiraki. Japan J. Appl. Phys., 13, 319 (1974).
4. A. J. R. de Kock. J. Electrochem. Soc., 118, 1851 (1971).
5. P. M. Petroff, A. J. R. de Kock. J. Cryst. Growth, 30, 117 (1975).
6. H. Foll, B. O. Kolbessen. Appl. Phys., 8, 319 (1975).
7. A. J. R. de Kock, P. J. Roksnoer, P. G. T. Boonen. Semiconductor Silicon 1973, Princeton, N. J., 1973, p. 83.
8. A. J. R. de Kock, P. J. Roksnoer, P. G. T. Boonen. J. Cryst. Growth, 22, 311 (1974).

#### ԱՃՆՅՄԱՆ ՋԵՐՄԱՑԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՉ-ԴԻՍԼՈՒԿՑԻՈՆ ՄԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԿԱՏԱՐԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ս. Հ. ՇԱԲՈՅԱՆ, Հ. Գ. ԲԱԽՇԵՏՅԱՆ, Ս. Գ. ԴՈԼՄԱԶՅԱՆ

Բերված են ոչ տիգելային հալման մեթոդով աճեցված ոչ դիսլոկացիոն սիլիցիումի բյուրեղներում կլաստերների տիպի միկրոարատների առաջացման և տեղաբաշխման վրա աճեցման ջերմային պայմանների ազդեցության հետազոտության արդյունքները: Ցույց է տրված, որ համապատասխան սխեմայի ընտրության միջոցով, աճեցման պրոցեսում կարելի է հանդել-Ա-կլաստերների առաջացման վերացմանը:

#### THE INFLUENCE OF THERMAL CONDITIONS OF GROWTH ON THE PERFECTION OF CRYSTALLINE STRUCTURE OF DISLOCATION-FREE Si CRYSTALS

S. A. SHABOYAN, H. G. BAKHSHETSYAN, S. G. DOLMAZYAN

The influence of thermal conditions of growth on the generation and distribution of cluster defects in dislocation-free floating zone Si crystals has been studied. It is shown that the formation of A-clusters during the growth could be prevented by the appropriate selection of a heating system.

## ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КВАРЦЕ

С. В. КАРАПЕТЯН, А. А. ДУРГАРЯН

Исследовалась пластическая деформация кристаллов кварца, а также влияние деформации и электрического поля на поглощение ультразвука в этих кристаллах. Наблюдено увеличение плотности дислокаций после пластической деформации образцов кристаллического кварца. Изучение температурной зависимости поглощения ультразвука показало, что деформация приводит к появлению пика поглощения при  $T = 320^\circ\text{C}$ . Показано также, что воздействие электростатического поля приводит к подавлению пиков поглощения ультразвука. Рассчитаны энергии активации процессов.

Исследования акустических потерь кварцевых резонаторов показали, что они, в основном, связаны с различными примесями [1]. Часть поглощения ультразвука в килогерцевой области частот как в природном, так и в синтетическом кристаллах кварца может быть описана движением дислокаций [2, 3]. В работе [4] была исследована амплитудная зависимость декремента затухания кварца после предварительной динамической деформации. Сделанные выводы говорят об участии дислокаций в процессах пластической деформации. Однако прямых доказательств увеличения плотности дислокаций в работе нет.

В работе [5] приводится картина травления, полученная по плоскости скола (10 $\bar{1}1$ ) искусственного кварца, но в ней не было исследовано изменение плотности дислокаций после деформации. Изучение влияния динамической деформации на поглощение ультразвука в кварце показывает, что такая деформация не приводит к появлению новых дислокаций [6]. Несмотря на наличие ряда работ по дислокационному поглощению ультразвука в кристаллическом кварце [1—6] прямых доказательств изменения плотности дислокаций и поглощения ультразвука при пластической деформации нам не известно.

Целью настоящей работы является исследование пластической деформации кристаллического кварца, а также влияния деформации и электростатического поля на поглощение ультразвука в этих кристаллах.

Для измерения поглощения ультразвука в кварце применялся резонансный метод [7, 8]. Измерения проводились в печи, температура в которой поддерживалась с точностью до  $\pm 1^\circ\text{C}$ . Перед измерениями образцы отжигались при  $540^\circ\text{C}$  в течение 48 часов с дальнейшим медленным охлаждением. В течение 5 часов образцы подвергались воздействию электростатического поля от высокостабильного генератора ВС-23 с напряженностью 6 кВ/см. Деформация образцов проводилась методом четырехточечного изгиба в печи под нагрузкой  $P = 4 \text{ кГ}$  при  $540^\circ\text{C}$ . Травление кристаллов кварца проводилось в кипящей плавиковой кислоте в течение 50÷60 минут.

Для деформации были отобраны пластинки и бруски кварца  $zy$ -среза, которые деформировались вдоль оси  $z$ . Кварцевые пластинки  $zy$ -среза толщиной  $d=1$  мм до деформации имели плотность дислокаций  $N \simeq 10^3 \text{ см}^{-2}$  (рис. 1). После деформации плотность дислокаций возросла до  $N \simeq 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Обе фотографии относятся к одному и тому же участку

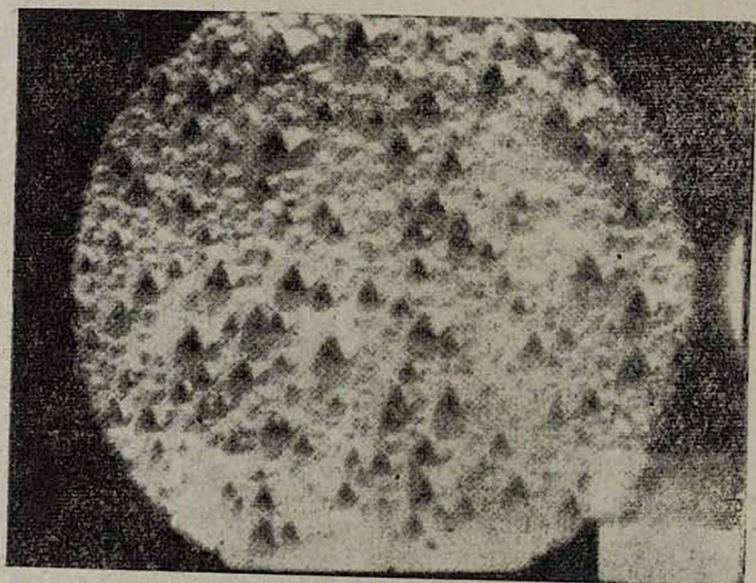
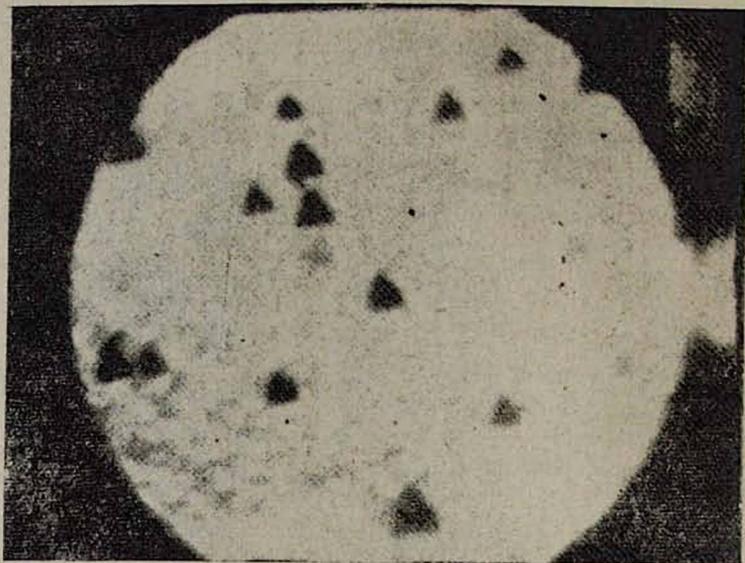


Рис. 1. Картина травления кварцевой пластинки  $zy$ -среза: а) до деформации, б) после деформации.

кристалла. Картина на рис. 16 является результатом двухкратного травления, однако фотографирование проводилось с меньшим увеличением.

Бруски кварца  $z$ -среза толщиной  $d = 3$  мм с собственной частотой  $f = 114$  кГц и  $\dot{f} = 62$  кГц также подвергались деформации четырехточечным изгибом. Плотность дислокаций в этих кристаллах составляла до отжига  $N \approx 10^5$  см $^{-2}$ , после отжига —  $N \approx 10^3$  см $^{-2}$ , после деформации —  $N \approx 10^4$  см $^{-2}$ . Исследования показали, что если деформация изгибом вдоль оси  $z$  осуществляется достаточно хорошо и наблюдается изменение плотности дислокаций, то попытки получить изменение плотности дислокаций при нагружении вдоль оси  $x$  не дали положительного результата.

Исследование температурной зависимости поглощения ультразвука образцов кристаллического кварца на частоте  $f = 62$  кГц в температурном интервале  $300 \div 720^\circ\text{K}$  до и после деформации показало, что увеличение на порядок плотности дислокаций приводит к появлению широкого пика в области температуры  $\sim 320^\circ\text{C}$ . Повторная деформация увеличивает высоту пика и расщепляет его (рис. 2).

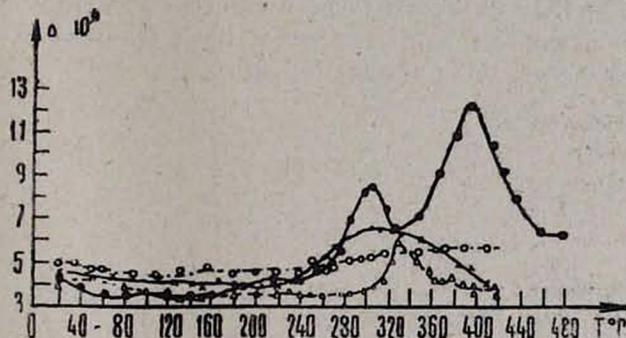


Рис. 2. Температурная зависимость поглощения ультразвука в кварце с собственной частотой  $f = 62$  кГц: O — до деформации, X — после деформации, ● — после повторной деформации, Δ — после отжига.

Расчет энергии активации, произведенный по углу наклона низкотемпературной и высокотемпературной ветвей пика [9], дал значение  $H = 0,6$  эв, а частотный фактор оказался равным  $\sim 4,7 \cdot 10^{10}$ . После отжига в течение 72 часов при  $550^\circ\text{C}$  в этой области температур вместо прежних пиков появляется слабо выраженный пик при температуре  $\sim 330^\circ\text{C}$ .

Аналогичные результаты получены также на других исследованных образцах. Из этих результатов следует, что полученные максимумы должны иметь дислокационное происхождение.

Было исследовано также влияние электростатического поля на температурную зависимость поглощения ультразвука в килогерцевом диапазоне частот. После воздействия электростатического поля вдоль оси  $x$  в течение 5 часов на кривой температурной зависимости поглощения ультразвука обнаруживается максимум поглощения при  $60^\circ\text{C}$  для кварца с собственной частотой  $f = 115$  кГц. Повторное приложение поля вдоль того же направления уменьшает этот пик, а затем приводит к его исчезновению (рис. 3).

Приложение электростатического поля противоположного направления восстанавливает пик, но не полностью. Повторное воздействие поля вновь подавляет этот пик.

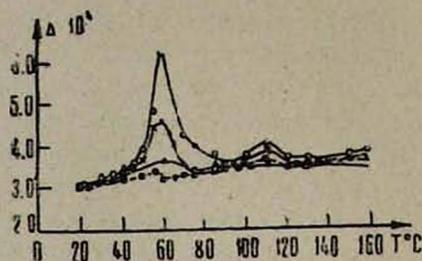


Рис. 3. Влияние электростатического поля на температурную зависимость поглощения ультразвука в кристаллическом кварце с собственной частотой колебаний  $f = 115$  кГц: ● — после отжига, ○ — после электростатического воздействия, ×, Δ — после повторных воздействий поля.

Аналогичная закономерность была обнаружена и у кварца с собственной частотой  $f = 133$  кГц. Расчет энергии активации по смещению пика на температурной шкале при изменении частоты дал значение  $H = 0,145$  эВ, а частотный фактор оказался равным  $\sim 1,06 \cdot 10^8$ .

Ереванский государственный  
университет

Поступила 28.IV.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Фразер. Физическая акустика, Под ред. У. Мезона, т. 5, стр. 72, 1973.
2. Y. Niki. J. Phys. Soc. Japan, 16, 664 (1961).
3. А. А. Дургарян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 423 (1974).
4. В. И. Раткин, А. А. Фогченков. Электронная техника, 10, Радиокомпоненты, вып. 3, 39 (1972).
5. М. С. Йоши, А. С. Ваг. Кристаллография, 12, 4 (1967).
6. В. И. Раткин. Акустический журнал, 16, 563 (1970).
7. Е. Г. Швидковский, А. А. Дургарян. Научные доклады высшей школы, серия физ.-мат. наук, № 5, 211 (1958).
8. А. А. Дургарян, В. В. Есаян, А. Г. Егиазарян. ПТЭ, 4, 135 (1975).
9. В. С. Постников. Внутреннее трение в металлах, М., 1974.

ՊԼԱՍՏԻԿ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏԻ  
ԱՋԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒՆՏՐԱՉԱՅՆԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ  
ԿՎԱՐՑԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ս. Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է կվարցի բյուրեղների պլաստիկ դեֆորմացիան, դեֆորմացիայի և էլեկտրոստատիկ դաշտի ազդեցությունները ուլտրաձայնի կլանման վրա: Դիտվել է դիսլոկացիաների խտության ավելացումը պլաստիկ դեֆորմացիայից հետո: Ստացվել է, որ էլեկտրոստատիկ դաշտի ազդեցությունը բերում է ուլտրաձայնի կլանման մաքսիմումների իջեցմանը:

# THE INFLUENCE OF THE PLASTIC DEFORMATION AND ELECTROSTATIC FIELD ON THE ULTRASOUND ABSORPTION IN QUARTZ CRYSTALS

S. V. KARAPETYAN, A. A. DURGARYAN

The influence of plastic deformation of quartz crystals and of the electrostatic field on the ultrasound absorption in these crystals was investigated. The increase in the density of dislocations after the plastic deformation was observed. It was also observed that the influence of the electrostatic field leads to the ultrasound absorption peaks suppression.



Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Վ. Մ. Հառուրյունյան, Ա. Ժ. Մուրադյան. Գազի օպտիկական անիզոտրոպությունը լազերային ճառագայթման դաշտում . . . . .	87
Գ. Պ. Զոթյան. Բազմամոդ մոդուլի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման ոչ-գծային ուժերի դիսպերս միջավայրում . . . . .	94
Կ. Հ. Անարունյան, Ա. Մ. Ղազարյան. Երկֆոտոնային կլանման մասին սահմանափակ կիսահաղորդչային միջավայրում՝ թաղանթներում . . . . .	100
Զ. Հ. Կասամանյան, Վ. Մ. Գասպարյան, Ա. Հ. Վարդանյան. Բարակ քվանտացված թաղանթների էլեկտրոնային էներգիայի սպեկտրի տեսության մասին . . . . .	107
Ա. Ա. Խաչատրյան. Ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում գտնվող նեղ-զոնային կիսահաղորդիչ բարակ թաղանթներում ձայնի տարածման մասին . . . . .	115
Ռ. Ս. Հովհաննիսյան, Ս. Վ. Հառուրյունյան. Գլանային սիմետրիայի գրավիտացիոն դաշտում ներդրված զազային միջավայրի փոքր տատանումները . . . . .	119
Վ. Մ. Հառուրյունյան, Ա. Ժ. Մուրադյան, Ս. Վ. Կարմենյան. Ինդուկցված օպտիկական անիզոտրոպության հետազոտումը նատրիումի գոլորշիներում . . . . .	123
Վ. Մ. Ավետիսյան, Ն. Ն. Բաղայան, Մ. Շ. Պետրոսյան, Մ. Ա. Խուրշուդյան, Յու. Ս. Զիլինգարյան. Հեղուկ բյուրեղի օպտիկական ոչ-գծային ընկալունակության ուսումնասիրումը լույսի կոմբինացիոն ցրման ակտիվ սպեկտրոսկոպիայի մեթոդով . . . . .	127
Ք. Մ. Ամատունի, Ս. Ա. Հայրապետյան, Ս. Կ. Նիկողոսյան, Վ. Հ. Սաճակյան. էլեկտրոնային ճառագայթման ազդեցությունը n-INAS-ի շերտա- և էլեկտրաֆիզիկական հատկությունների վրա . . . . .	134
Ժ. Ռ. Փառուսյան, Վ. Ա. Մելիքսեբյան. Տարածական դիսպերսիայի ազդեցությունը բյուրեղների էքսիտոնային անզրադարձման սպեկտրների վրա . . . . .	133
Ս. Հ. Շաբոյան, Հ. Գ. Բախշեցյան, Ս. Գ. Դովազյան. Աճեցման շերտային սլաբայինների ազդեցությունը ոչ-դիսլոկացիոն սիլիցիումի բյուրեղային կառուցվածքի կատարելիության վրա . . . . .	144
Ս. Վ. Կառավայան, Ա. Հ. Դուրգարյան. Պլաստիկ դեֆորմացիայի և էլեկտրոստատիկ դաշտի ազդեցությունը ուլտրաձայնի կլանման վրա կվարցի բյուրեղներում . . . . .	147

## СОДЕРЖАНИЕ

В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян. Индуцированная оптическая анизотропия газа в поле лазерного излучения . . . . .	87
Г. П. Джотян. Нелинейный режим ВКР при многомодовой накачке в диспергирующей среде . . . . .	94
К. Г. Агабян, А. М. Казарян. К теории двухфотонного поглощения в пространственно-ограниченных полупроводниковых средах—пленках . . . . .	100
З. А. Касаманян, В. М. Гаспарян, А. А. Варданян. К теории электронного энергетического спектра квантованных тонких пленок . . . . .	107
А. А. Хачатрян. О распространении звука через узкозонные полупроводящие пленки в поле сильной электромагнитной волны . . . . .	115
Р. С. Оганесян, С. В. Арутюнян. Малые колебания вложенной газовой среды в гравитационном поле цилиндрической симметрии . . . . .	119
В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян, А. В. Карменян. Исследование индуцированной оптической анизотропии в парах натрия . . . . .	123
В. М. Аветисян, Н. Н. Бадалян, М. Ш. Петросян, М. А. Хуршудян, Ю. С. Чилинрян. Исследование нелинейной оптической восприимчивости жидких кристаллов методом активной спектроскопии комбинационного рассеяния света . . . . .	127
К. М. Амагунц, С. А. Айрапетян, С. К. Никогосян, В. А. Саакян. Влияние электронного облучения на тепло- и электрофизические свойства <i>n-InAs</i> . . . . .	134
Ж. П. Паносян, В. А. Меликсетян. Влияние пространственной дисперсии на спектры экситонного отражения кристаллов <i>CdTe</i> . . . . .	138
С. А. Шаболян, А. Г. Бахшецян, С. Г. Долмазян. Влияние тепловых условий выращивания на совершенство кристаллической структуры бездислокационного кремния . . . . .	144
С. В. Карапетян, А. А. Дургарян. Влияние пластической деформации и электростатического поля на поглощение ультразвука в кристаллическом кварце . . . . .	147

