ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1979

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

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

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

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 305—316 (1979)

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИНКЛЮЗИВНОМ ПРОЦЕССЕ $e^+e^- \to VX$ В МОДЕЛИ ПАРТОНОВ

Г. Н. ХАЧАТРЯН, Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

На основе ковариантной партонной модели рассмотрен инклюзивный процесс $e^+e^- \to VX$ в случае, когда суммирование по поляризациям векторного мезона не проводится. В бьеркеновском скейлинговом пределе найдено поведение всех восьми структурных функций, описывающих такой процесс, в предположении, что партоны имеют спин 0 или 1/2. Обсуждены некоторые следствия найденного поведения структурных функций.

1. В работе [1] с учетом поляризационных состояний векторного мезона был проведен феноменологический анализ инклюзивного процесса

$$e^+ + e^- \to V + X, \tag{1}$$

который в общем случае описывается восемью структурными функциями. С целью проверки различных теоретических представлений, в частности, кварк-партонных моделей, в указанной работе [1] обсуждалась возможность экспериментального определения спиновых структурных функций, характеризующих этот процесс.

В настоящей работе мы рассматриваем процесс (1) на основе ковариантной партонной модели [2]. В бьеркеновском скейлинговом пределе будет найдено поведение всех структурных функций в случае скалярных партонов и партонов спина 1/2 и даны предсказания для угловых распределений продуктов распада векторного мезона и поляризационных параметров в конечном состоянии.

2. Дифференциальное сечение процесса (1) имеет вид [1]

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{2\,s^2}\, L_{\mu\nu}\, t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}\, P_{\alpha\beta}\, \frac{d\mathbf{p}}{p_0} \tag{2}$$

(здесь и далее используются обозначения работы [1], если это не оговорено). Лептонная часть хорошо известна, и в дальнейшем мы будем заниматься изучением взаимодействия виртуального γ-кванта с адронным блоком. Это взаимодействие описывается тензором $t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$, который схематически можно изобразить диаграммой рис. 1. На ней $\mu(\nu)$ и $\alpha(\beta)$ — соответственно индексы 4-векторов, описывающих γ-квант и векторный мезон, значок $(+)$ относится к физической амплитуде перехода $\gamma^* \to VX$, а значок $(-)$ — к комплексно-сопряженной амплитуде, внутренние линии соответствуют всевозможным наборам реальных частиц, из которых слагается X.

Тензор $t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$ был построен в работе [1]. Удобно разбить его на симметричную и антисимметричную по индексам μ и ν части:

$$t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}\left(\bar{\delta}_{\mu\nu}t_1+\frac{1}{m_V^2}\bar{p}_\mu\bar{p}_\nu t_2\right)+\frac{1}{m_V^2}q_\alpha q_\beta\left(\bar{\delta}_{\mu\nu}t_3+\frac{1}{m_V^2}\bar{p}_\mu\bar{p}_\nu t_4\right)+$$

$$+\left(\bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta}+\bar{\delta}_{\mu\beta}\bar{\delta}_{\nu\alpha}\right)t_5'+\frac{1}{m_V^2}\left(\bar{p}_\mu\bar{\delta}_{\nu\alpha}q_\beta+\bar{p}_\nu\bar{\delta}_{\mu\beta}q_\alpha+\bar{p}_\mu\bar{\delta}_{\nu\beta}q_\alpha+\bar{p}_\nu\bar{\delta}_{\mu\alpha}q_\beta\right)t_6'+$$

$$+\left(\bar{\delta}_{\mu\alpha}\bar{\delta}_{\nu\beta}-\bar{\delta}_{\mu\beta}\bar{\delta}_{\nu\alpha}\right)t_7'+\frac{1}{m_V^2}\left(\bar{p}_\mu\bar{\delta}_{\nu\alpha}q_\beta+\bar{p}_\nu\bar{\delta}_{\mu\beta}q_\alpha-\bar{p}_\mu\bar{\delta}_{\nu\beta}q_\alpha-\bar{p}_\nu\bar{\delta}_{\mu\alpha}q_\beta\right)t_8', \qquad (3)$$

где

$$\bar{\delta}_{\mu\nu}=\delta_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu}{q^2},\quad \bar{p}_\mu=p_\mu-\frac{(qp)}{q^2}q_\mu.$$

Структурные функции $t_5'\div t_8'$ связаны с соответствующими функциями, используемыми в работе [1], соотношениями

$$t_{5,7}'=\frac{1}{2}(t_5\pm t_6),\quad t_{6,8}'=\frac{1}{2}(t_7\pm t_8).$$

Входящие в (3) структурные функции зависят от двух независимых инвариантов: $s=-q^2$ и $\nu=-(qp)$, которые в физической области процесса (1) положительно определены в используемой метрике.

Рассмотрим матричный элемент виртуального комптон-эффекта $\gamma_\nu^* V_\beta\to\gamma_\mu^* V_\alpha$ (рис. 2):

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(s_0,t_0,u_0,-q_1^2,-q_2^2)=i\int d^4x\,e^{-i\frac{1}{2}(q_1+q_2)\cdot x}\langle p_2,\alpha|T(J_\mu(x)J_\nu(0))|p_1,\beta\rangle, \qquad (4)$$

где T означает хронологическое упорядочение, s_0, t_0, u_0 — обычные мандельстамовские переменные:

$$s_0=-(p_1+q_1)^2,\quad t_0=-(q_1-q_2)^2,\quad u_0=-(p_1-q_2)^2.$$

Аналитические свойства 4-хвосток хорошо изучены, и обычно считается, что при $t_0\leqslant 0$ комптоновская амплитуда является аналитической функцией своих аргументов с правым и левым разрезами по переменной s_0 и правыми разрезами по переменным $(-q_1^2)$ и $(-q_2^2)$.

В области $q^2>0$, которая реализуется в процессах электророждения, комптоновская амплитуда является аналитической при наличии разрезов только по переменной s_0. Поэтому адронный тензор, описывающий процесс глубоконеупругого электророждения, с помощью условия унитарности непосредственно выражается через мнимую часть амплитуды комптоновского рассеяния вперед.

Для времениподобных значений квадрата импульса виртуального фотона мнимая часть комптоновской амплитуды наряду с диаграммой рис. 1 содержит также другие диаграммы [3], существование которых связано с возможностью непосредственного перехода такого фотона в адроны. Для выделения вклада интересующего нас члена, изображаемого диаграммой рис. 1, необходимо в (4) положить $p_1 = p_2 = -p$, $-q_1^2 = s + i\varepsilon'$, $-q_2^2 = s - i\varepsilon'$ и найти скачок [4, 5] по переменной $\nu = \frac{1}{4}(u_0 - s_0)$:

$$2i\pi t^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(\nu, s) = K^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(\nu + i\varepsilon, s + i\varepsilon', s - i\varepsilon') - K^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(\nu - i\varepsilon, s + i\varepsilon', s - i\varepsilon'). \tag{5}$$

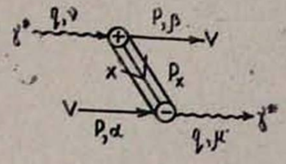


Рис. 1.

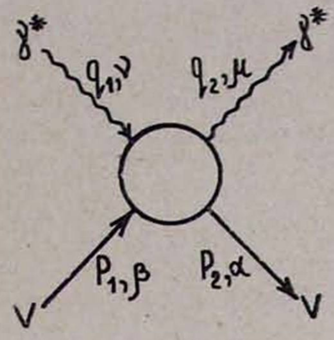


Рис. 2.

Таким образом, задача нахождения поведения структурных функций, описывающих процесс (1), в бьеркеновском скейлинговом пределе (при $\nu \to \infty$ и фиксированном $\omega = 2\nu/s$) сводится к исследованию комптоновской амплитуды $K^{\alpha\beta}_{\mu\nu}$. Наше дальнейшее рассмотрение будет базироваться на партонной модели [2], не связанной с теорией возмущений. В основе модели лежит динамический постулат, согласно которому адронная амплитуда с внешними партонными линиями быстро стремится к нулю, когда квадрат импульса какого-либо партона становится большим. Как было показано в [2], в скейлинговом пределе основной вклад в комптоновскую амплитуду дают диаграммы типа изображенных на рис. 3, на кото-

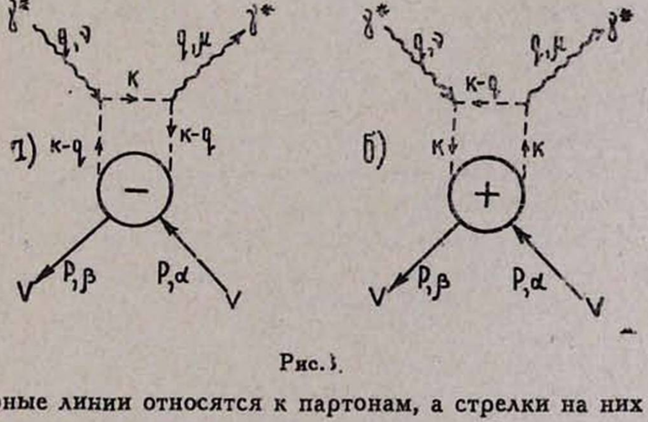


Рис. 3.

рых пунктирные линии относятся к партонам, а стрелки на них указывают направление импульса и положительного заряда. Они не являются фейнмановскими диаграммами, и кружочки на них обозначают полные амплитуды.

Ниже будут рассмотрены случаи скалярных партонов и партонов спина 1/2. Если имеются партоны нескольких типов, то в скейлинговом пределе сечение будет некогерентной суммой вкладов различных типов партонов [2].

3. Для партонов, описываемых заряженным скалярным полем, амплитуда, соответствующая диаграммам рис. 3, записывается в виде

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\,(2k-q)_\mu\,(2k-q)_\nu\,[R_{\alpha\beta}^{-}\,\Delta_F'(k^2) + R_{\alpha\beta}^{+}\,\Delta_F'((k-q)^2)], \qquad (6)$$

где $R_{\alpha\beta}^{\mp}$ — партон-вектонные амплитуды, Δ_F' — пропагатор скалярного поля.

Для анализа интеграла в (6) применяется техника Грибова [6], использующая переменные Судакова. Представим 4-импульс k_μ в виде

$$k_\mu = -xp_\mu + yq_\mu + \varkappa_\mu, \qquad (7)$$

где $\varkappa_\mu$ удовлетворяет условиям $(\varkappa p) = (\varkappa q) = 0$ и в силу этого является пространственноподобным двумерным вектором. Следовательно, величины x, y и $\varkappa$ можно использовать в качестве новых переменных интегрирования, причем

$$d^4k = \nu\sqrt{1-\frac{2m_V^2}{\nu\omega}}\,dx\,dy\,d^2\varkappa. \qquad (8)$$

Рассмотрим первый член в (6), соответствующий диаграмме рис. 3*а*. Амплитуда $R_{\alpha\beta}^{-}$ должна быть построена из 4-импульсов, характеризующих партон-вектонную 4-хвостку на этой диаграмме, но не должна содержать p_α и p_β. Она имеет вид

$$R_{\alpha\beta}^{-} = \delta_{\alpha\beta}\,R_1^{-} + (k-q)_\alpha\,(k-q)_\beta\,R_2^{-}. \qquad (9)$$

Для указанной 4-хвостки мандельстамовские переменные есть

$$s' = -(p+k-q)^2,\ t' = 0,\ u' = -(p-k+q)^2.$$

Они связаны соотношением

$$s' + u' = 2\,m_V^2 + 2\,\mu^2,$$

где $\mu^2 = -(k-q)^2$ — квадрат импульса партона.

Если в качестве независимых инвариантов взять u' и μ^2, то согласно общим идеям аналитичности инвариантные амплитуды $R_{1,2}^{-}$ могут иметь особенности по μ^2 и разрезы по u'. Выразив с помощью (7) эти инварианты через x, y и $\varkappa$, перейдя к пределу $\nu \to \infty$ и требуя, чтобы μ^2 при этом было конечным, как этого требует динамический постулат, нетрудно видеть, что основной вклад в интеграл по y дает область $y \sim 1$. Произведя замену переменной

$$y = 1 + \frac{y'}{2\nu},$$

в скейлинговом пределе находим

$$\begin{aligned} u' &= m_V^2\,(1+x)^2 - (1+x)\,y' - \varkappa^2, \\ \mu^2 &= m_V^2\,x^2 - xy' - \varkappa^2, \\ k^2 &= 2\,\nu x - s. \end{aligned} \qquad (10)$$

Подставим (9) в (6) и исследуем тензорную структуру соответствующей комптоновской амплитуды. Заметим, что произведение нечетного числа векторов $\varkappa_\mu$ не дает вклада в интеграл. В случае четного числа векторов $\varkappa_\mu$ под интегралом можно заменить

$$\varkappa_\mu \varkappa_\nu \to \frac{1}{2}\varkappa^2\left(\overline{\delta}_{\mu\nu} - \frac{s}{\nu\lambda}\overline{p}_\mu \overline{p}_\nu\right),$$

$$\varkappa_\mu \varkappa_\nu \varkappa_\alpha \varkappa_\beta \to \frac{1}{8}\varkappa^4\Big[\overline{\delta}_{\alpha\beta}\overline{\delta}_{\mu\nu} + \overline{\delta}_{\mu\alpha}\overline{\delta}_{\nu\beta} + \overline{\delta}_{\mu\beta}\overline{\delta}_{\nu\alpha} - \frac{m_V^2}{\nu\lambda}\overline{\delta}_{\mu\nu} q_\alpha q_\beta -$$

$$- \frac{s}{\nu\lambda}\overline{p}_\mu \overline{p}_\nu \overline{\delta}_{\alpha\beta} + \frac{1}{\lambda}(\overline{p}_\mu \overline{\delta}_{\nu\alpha} q_\beta + \overline{p}_\nu \overline{\delta}_{\mu\beta} q_\alpha + \overline{p}_\mu \overline{\delta}_{\nu\beta} q_\alpha + \overline{p}_\nu \overline{\delta}_{\mu\alpha} q_\beta) + \tag{11}$$

$$+ \frac{1}{\lambda^2}\left(2 + \frac{m_V^2 s}{\nu^2}\right)\overline{p}_\mu \overline{p}_\nu q_\alpha q_\beta\Big],$$

$$\lambda = \nu\left(1 - \frac{m_V^2 s}{\nu^2}\right).$$

С учетом сохранения электромагнитного тока партонов $(2(kq)+s=0)$ для вклада диаграммы рис. 3а в комптоновскую амплитуду в скейлинговом пределе получаем

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta(-)} = - \frac{1}{2(2\pi)^4}\int \frac{dx\,dy'\,d^2\varkappa}{2\nu x - s}\Big\{2\varkappa^2\left(R_1^- + \frac{1}{4}\varkappa^2 R_2^-\right)\delta_{\alpha\beta}\overline{\delta}_{\mu\nu} +$$

$$+ 2x^2(2R_1^- + \varkappa^2 R_2^-)\,\delta_{\alpha\beta}\overline{p}_\mu \overline{p}_\nu + \Big[\frac{\varkappa^2}{2\nu^2}(y'^2 - m_V^2 x^2)\,q_\alpha q_\beta \overline{\delta}_{\mu\nu} +$$

$$+ \frac{1}{\nu^2}(x^2 y'^2 - 2m_V^2 x^2\varkappa^2 - 4xy'\varkappa^2 + \varkappa^4)\,q_\alpha q_\beta \overline{p}_\mu \overline{p}_\nu + \tag{12}$$

$$+ \frac{1}{2}\varkappa^4(\overline{\delta}_{\mu\alpha}\overline{\delta}_{\nu\beta} + \overline{\delta}_{\mu\beta}\overline{\delta}_{\nu\alpha}) + \frac{\varkappa^2}{2\nu}(\varkappa^2 - 2xy')(\overline{p}_\mu \overline{\delta}_{\nu\alpha} q_\beta + \overline{p}_\nu \overline{\delta}_{\mu\beta} q_\alpha +$$

$$+ \overline{p}_\mu \overline{\delta}_{\nu\beta} q_\alpha + \overline{p}_\nu \overline{\delta}_{\mu\alpha} q_\beta)\Big] R_2^-\Big\}.$$

При вычислении скачка полученного выражения по ν необходимо иметь в виду, что величины $R_{1,2}^-$, будучи функциями инвариантов u' и μ^2, не зависят от ν. Поэтому можно воспользоваться формулой

$$\frac{1}{x(\nu + i\varepsilon)^n - \frac{s}{2}(\nu + i\varepsilon)^{n-1}} - \frac{1}{x(\nu - i\varepsilon)^n - \frac{s}{2}(\nu - i\varepsilon)^{n-1}} =$$

$$= -\frac{2i\pi}{\nu^n}\delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right),\ n \geqslant 1. \tag{13}$$

Наличие мнимых добавок к s в (5) приводит к отличному от случая электророждения расположению особенностей инвариантных амплитуд (типа $R_{1,2}^-$) в плоскости y', чем и обусловлена невозможность в общем случае аналитического продолжения структурных функций электророждения в область e^+e^--аннигиляции [2].

Чтобы найти вклад диаграммы рис. 3(б) в комптоновскую амплитуду, необходимо в (6) подставить

$$R^+_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} R^+_1 + k_\alpha k_\beta R^+_2. \tag{14}$$

Замечая, что для этой диаграммы в интеграле по y существенной является область $y \sim 0$, полагая $y = -y'/2\nu$ и учитывая, что при вычислении скачка по ν в этом случае возникает $\delta(x+1/\omega)$, мы приходим к выражению для скачка, которое получается из (12), если $R^-_{1,2} \to -R^+_{1,2}$.

Введем амплитуды

$$R_{1,2} = R^-_{1,2} - R^+_{1,2},$$

которые являются функциями инвариантов

$$u' = m_V^2\left(1+\frac{1}{\omega}\right)^2 - \left(1+\frac{1}{\omega}\right)y' - \varkappa^2,$$

$$\mu^2 = \frac{m_V^2}{\omega^2} - \frac{y'}{\omega} - \varkappa^2.$$

Из сравнения (3) и (5) для структурных функций в бьеркеновском скейлинговом пределе получаем

$$\frac{\nu}{m_V^2} t_{1,2} = F_{1,2}(\omega), \quad \frac{\nu^3}{m_V^6} t_{3,4} = F_{3,4}(\omega), \quad \frac{\nu}{m_V^2} t'_5 = F_5(\omega),$$

$$\frac{\nu^2}{m_V^4} t'_6 = F_6(\omega), \quad t'_7 = t'_8 = 0, \tag{15}$$

где

$$F_i(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int dy' d^2\varkappa\, f_i(\omega, y', \varkappa^2), \tag{16}$$

$$f_1 = \frac{\varkappa^2}{2m_V^2}\left(R_1 + \frac{1}{4}\varkappa^2 R_2\right), \quad f_2 = \frac{1}{\omega^2}\left(R_1 + \frac{1}{2}\varkappa^2 R_2\right),$$

$$f_3 = \frac{\varkappa^2}{8m_V^4}(y'^2 - m_V^2\varkappa^2) R_2, \quad f_4 = \frac{1}{4m_V^2}\left(\frac{y'^2 - 2m_V^2\varkappa^2}{\omega^2} - \frac{4y'\varkappa^5}{\omega} + \varkappa^4\right) R_2,$$

$$f_5 = \frac{\varkappa^4}{8m_V^2} R_2, \quad f_6 = \frac{\varkappa^2}{8m_V^2}\left(\varkappa^2 - \frac{2y'}{\omega}\right) R_2.$$

Нетрудно установить также скейлинговое поведение структурных функций, непосредственно характеризующих зависимость адронного тензора [1]

$$T_{\mu\nu} = \bar\delta_{\mu\nu} T_1 + \frac{1}{m_V^2}\bar p_\mu \bar p_\nu T_2 + \frac{1}{m_V} a_\rho e_{\mu\nu\gamma\sigma} q_\sigma\left(\delta_{\rho\gamma} T_3 + \frac{1}{m_V^2} q_\rho q_\gamma T_4\right) +$$

$$+ D_{\alpha\beta}\left[\frac{1}{m_V^2} q_\alpha q_\beta\left(\bar\delta_{\mu\nu} T_5 + \frac{1}{m_V^2}\bar p_\mu \bar p_\nu T_6\right) + \bar\delta_{\mu\alpha}\bar\delta_{\nu\beta} T_7 + \right. \tag{17}$$

$$\left. + \frac{1}{m_V^2} q_\alpha (\bar p_\mu \bar\delta_{\nu\beta} + \bar p_\nu \bar\delta_{\mu\beta}) T_8\right]$$

от вектора поляризации вектона и его квадрупольной поляризации. Воспользовавшись приведенными в работе [1] соотношениями, находим

$$\begin{gathered}\frac{\nu}{m_V^2} T_1 = F_1 + \frac{1}{3}(F_3 + 2F_5), \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_2 = F_2 + \frac{1}{3}(F_4 + 2F_5 - 4F_6), \\ T_3 = T_4 = 0, \quad \frac{\nu^3}{m_V^6} T_{5,6} = -\frac{1}{2} F_{3,4}, \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_7 = -\frac{1}{2} F_5, \quad \frac{\nu^2}{m_V^4} T_8 = -\frac{1}{2} F_6.\end{gathered} \tag{18}$$

Посмотрим теперь, к каким наблюдаемым следствиям мы приходим в случае скалярных партонов. Считая скейлинговые структурные функции $F_i(\omega)$ конечными и отличными от нуля, проанализируем общие формулы, полученные в работе [1]. Для структурных функций $\overline{W}_1$ и $\overline{W}_2$, определяющих сечение процесса (1) в случае, когда по поляризациям векторной частицы проводится суммирование, получаем

$$\begin{gathered}\frac{\nu}{m_V^2} \overline{W}_1 = 3F_1 + F_3 + 2F_5, \\ \frac{\nu}{m_V^2} \overline{W}_2 = 3F_2 + F_4 + 2F_5 - 4F_6,\end{gathered} \tag{19}$$

т. е. они имеют одинаковое скейлинговое поведение. В случае не очень малых углов θ рождения векторного мезона недиагональные элементы матрицы плотности $\rho_{\lambda\lambda'}$ векторного мезона малы по сравнению с диагональными элементами $(\rho_{\lambda\lambda'} \sim (m_V/\sqrt{\nu})^{\Delta\lambda}$, где $\Delta\lambda = |\lambda - \lambda'| = 1, 2)$, и угловое распределение продуктов распада векторного мезона на псевдоскалярные частицы принимает простой вид

$$W(\theta', \varphi') = \frac{3}{4\pi}\left[\rho_{00} + \frac{1}{2}(1 - 3\rho_{00})\sin^2\theta'\right], \tag{20}$$

не зависящий от азимутального угла, где

$$\rho_{00} = \frac{F_2 + F_4 + 2F_5 - 4F_6}{3F_2 + F_4 + 2F_5 - 4F_6} \tag{21}$$

при произвольной поляризации аннигилирующей e^+e^--пары и любом угле θ вылета векторного мезона. Для нормированного углового распределения продуктов распада векторного мезона на лептонную пару получаем

$$W(\theta', \varphi') = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{1 + \frac{2m_l^2}{m_V^2}} \left\{1 - \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_V^2}\right)\left[\rho_{00} + \frac{1}{2}(1 - 3\rho_{00})\sin^2\theta'\right]\right\}, \tag{22}$$

где m_l — масса лептона (члены, содержащие массу лептона, не отброшены с целью включения в рассмотрение также векторных мезонов, которые могли бы распадаться на пару тяжелых лептонов). Вектор поляризации вектона выражается через структурные функции T_3 и T_4 и тождественно равен нулю.

4. Перейдем к рассмотрению более реалистического случая, когда партоны, с помощью которых осуществляется взаимодействие γ-кванта с адронами, имеют спин 1/2. Комптоновская амплитуда, соответствующая диаграммам рис. 3, есть

$$K_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\,\mathrm{Sp}\,[\gamma_\mu S_F'(k)\gamma_\nu R_{\alpha\beta}^- + \gamma_\nu S_F'(k-q)\gamma_\mu R_{\alpha\beta}^+], \qquad (23)$$

где в отличие от (6) партон-вектонные амплитуды $R_{\alpha\beta}^{\mp}$ являются матрицами в спинорном пространстве. Для пропагатора партона используется спектральное представление [2]

$$S_F'(k) = \int_0^\infty dm^2 \frac{i\hat{k}\rho_2(m^2) - \rho_1(m^2)}{k^2 + m^2} \qquad (24)$$

с условием

$$\int_0^\infty dm^2 \rho_2(m^2) = 1,$$

следующим из требования, чтобы $S_F'(k) \to i\hat{k}/k^2$ при больших k^2.

Анализ выражения (23) значительно сложнее, чем выражения (6) в случае скалярных партонов. Разложим амплитуду $R_{\alpha\beta}^-$ по полному набору матриц 4×4:

$$R_{\alpha\beta}^- = IR_{\alpha\beta}^{(1)-} + i\gamma_\lambda R_{\alpha\beta\lambda}^{(2)-} + \frac{1}{2}(\gamma_\lambda\gamma_\tau - \gamma_\tau\gamma_\lambda)R_{\alpha\beta\lambda\tau}^{(3)-} + i\gamma_5\gamma_\lambda R_{\alpha\beta\lambda}^{(4)-}. \quad (25)$$

Здесь не выписан член, содержащий матрицу γ_5, так как он не дает вклада в (23). Соответствующие тензорные структуры в (25) должны быть построены из 4-импульсов p и $k' \equiv k - q$, но по-прежнему не должны содержать p_α и p_β. Из общих требований для указанных тензоров получаем

$$\begin{gathered}
R_{\alpha\beta}^- = \delta_{\alpha\beta} R_1^- + k_\alpha' k_\beta' R_2^-,\\
R_{\alpha\beta\lambda}^{(2)-} = \delta_{\alpha\beta}(p_\lambda R_3^- + k_\lambda' R_4^-) + k_\alpha' k_\beta'(p_\lambda R_5^- + k_\lambda' R_6^-) + (\delta_{\alpha\lambda} k_\beta' + \delta_{\beta\lambda} k_\alpha') R_7^-,\\
R_{\alpha\beta\lambda\tau}^{(3)-} = \delta_{\alpha\lambda}\delta_{\beta\tau} R_8^- + (\delta_{\alpha\lambda} k_\beta' - \delta_{\beta\lambda} k_\alpha')(p_\tau R_9^- + k_\tau' R_{10}^-),\\
R_{\alpha\beta\lambda}^{(4)-} = e_{\rho\gamma\lambda\tau}[\delta_{\alpha\rho}\delta_{\beta\gamma}(p_\tau R_{11}^- + k_\tau' R_{12}^-) + (\delta_{\alpha\gamma} k_\beta' - \delta_{\beta\gamma} k_\alpha') p_\rho k_\tau' R_{13}^-],
\end{gathered} \qquad (26)$$

где $R_1^- \div R_{13}^-$ — инвариантные амплитуды, для которых остается справедливым все, что говорилось о соответствующих амплитудах в случае скалярных партонов.

Если подставить (24) и (25) в (23), вычислить след и исследовать получающийся при этом тензор, можно видеть, что члены, пропорциональные ρ_i, а именно те члены, которые содержат R_1^-, R_2^-, $R_8^- \div R_{10}^-$, в бьеркеновском скейлинговом пределе в главном порядке не дают вклада в комптоновскую амплитуду. Их вклад не мал лишь в градиентно-неинвариантных структурах, и требование сохранения электромагнитного тока партонов приводит к определенным интегральным соотношениям между указанными инвариантными амплитудами и остальными. Вычислив, наконец, с помощью формулы (13) скачок по ν, найдем вклад диаграммы рис. 3а в интересующий нас тензор $t_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$. Вклад диаграммы рис. 3б можно получить с помощью кроссинга, приводящего в конечном счете к заменам

$$R^-_{3,\,5,\,12} \to R^+_{3,\,5,\,12},\ R^-_{4,\,6,\,7,\,11,\,13} \to -R^+_{4,\,6,\,7,\,11,\,13}. \tag{27}$$

В результате в случае партонов спина 1/2 для структурных функций, определяющих процесс (1), получаем следующее скейлинговое поведение:

$$t_1 = F_1(\omega),\ \frac{\nu}{m_V^2} t_2 = F_2(\omega),\ \frac{\nu^2}{m_V^4} t_3 = F_3(\omega),\ \frac{\nu^3}{m_V^6} t_4 = F_4(\omega),$$

$$\frac{\nu}{m_V^2} t_5' = F_5(\omega),\ \frac{\nu^2}{m_V^4} t_6' = F_6(\omega),\ t_7' = F_7(\omega),\ \frac{\nu}{m_V^2} t_8' = F_8(\omega); \tag{28}$$

$F_i(\omega)$ имеют интегральное представление (16), а f_i есть

$$f_1 = -\frac{\omega}{2} f_2 = R_3 + \frac{1}{2}\varkappa^2 R_5 - \frac{1}{\omega}\left(R_4 + \frac{1}{2}\varkappa^2 R_6\right),$$

$$f_3 = \frac{1}{m_V^2}\left[\frac{1}{4}\left(y'^2 - 2m_V^2\varkappa^2\right)\left(R_5 - \frac{1}{\omega}R_6\right) - y'R_7\right],$$

$$f_4 = \frac{1}{m_V^2}\left[\left(-\frac{y'^2}{2\omega} + \left(y' + \frac{m_V^2}{\omega}\right)\varkappa^2\right)R_5 + \left(\frac{y'^2}{2\omega^2} - \left(\frac{m_V^2}{\omega^2} + \frac{2y'}{\omega} - \frac{1}{2}\varkappa^2\right)\varkappa^2\right)R_6\right],$$

$$f_5 = \frac{\varkappa^2}{4m_V^2}\left(\varkappa^2 R_6 + 4R_7\right), \tag{29}$$

$$f_6 = \frac{1}{4m_V^2}\left[y'\varkappa^2 R_5 - \left(2\frac{y'}{\omega} - \varkappa^2\right)\varkappa^2 R_6 - 2\left(\frac{y'}{\omega} - \varkappa^2\right)R_7\right],$$

$$f_7 = -f_8 = R_{11} - \frac{1}{\omega}R_{12} + \varkappa^2 R_{13},$$

где, согласно (27),

$$R_n = R_n^- + R_n^+,\quad n = 3,\ 5,\ 12,$$

$$R_n = R_n^- - R_n^+,\quad n = 4,\ 6,\ 7,\ 11,\ 13.$$

Нетрудно видеть, что между скейлинговыми структурными функциями имеет место связь

$$F_1 = -\frac{\omega}{2}F_2,\ F_3 = -\frac{\omega}{2}\left(F_4 + 2F_5 - 4F_6\right),\ F_7 = -F_8. \tag{30}$$

Найдем скейлинговое поведение структурных функций T_i. В частности, для T_3 и T_4 в главном порядке по ν с учетом (30) имеем

$$T_3 = \frac{\nu}{m_V^2} T_4 = \frac{\omega}{2} (F_7 + F_8) = 0.$$

Поэтому эти функции необходимо найти в следующем порядке по ν. Для них получаем

$$T_3 = \frac{\omega}{2}\left(t_7' + \frac{\nu}{m_V^2} t_8' \right) - t_8',$$

$$\frac{\nu}{m_V^2} T_4 = \frac{\omega}{2}\left(t_7' + \frac{\nu}{m_V^2} t_8' \right),$$

где с учетом одного из не выписанных здесь соотношений, следующих из условия градиентной инвариантности,

$$\frac{\nu}{m_V^2}\left(t_7' + \frac{\nu}{m_V^2} t_8' \right) = \frac{2}{\omega} F(\omega),$$

а $F(\omega)$ имеет интегральное представление (16), в котором

$$f = -\frac{1}{2} \varkappa^2 R_{13}.$$

Окончательно приходим к следующему скейлинговому поведению структурных функций T_i:

$$\begin{gathered} T_1 = F_1 + \frac{1}{3} F_3, \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_2 = F_2 + \frac{1}{3} (F_4 + 2F_5 - 4F_6), \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_3 = F - F_8, \ \frac{\nu^2}{m_V^4} T_4 = F, \\ \frac{\nu^2}{m_V^4} T_5 = -\frac{1}{2} F_3, \ \frac{\nu^3}{m_V^6} T_6 = -\frac{1}{2} F_4, \\ \frac{\nu}{m_V^2} T_7 = -F_5, \ \frac{\nu^2}{m_V^4} T_8 = -F_6. \end{gathered} \tag{31}$$

Замечая, что $\overline{W}_1 = 3T_1$, $\overline{W}_2 = 3T_2$, и используя связь (30), получаем соотношение типа Каллана—Гросса в электророждении:

$$\frac{\nu}{m_V^2} \overline{W}_2 = -\frac{2}{\omega} \overline{W}_1. \tag{32}$$

Что касается поведения структурных функций T_3 и T_4, определяющих зависимость адронного тензора от вектора поляризации вектона, то необходимо отметить, что аналогичное поведение для соответствующих структурных функций было получено в работе [7] при рассмотрении поляризационных эффектов в глубоконеупругом ep-рассеянии.

В рассматриваемом случае партонов спина 1/2 при всех значениях угла рождения θ недиагональные элементы матрицы плотности векторного мезона малы по сравнению с диагональными элементами, и для распада векторного мезона на псевдоскалярные частицы угловое распределение имеет вид (20), где теперь

$$\rho_{00}=\frac{F_1+F_3}{3F_1+F_3} \tag{33}$$

независимо от поляризации начальных частиц и угла рождения векторного мезона. Прежний вид (22) имеет также угловое распределение продуктов распада $V\to l^+l^-$. Однако разность распределений, соответствующих спиральностям $\xi_1^{\parallel}=\xi_2^{\parallel}=\pm 1$ распавшихся лептонов, в отличие от случая скалярных партонов, не обращается в нуль и дается выражением [1]

$$W^+(\theta',\varphi')-W^-(\theta',\varphi')=(\rho_{11}-\rho_{-1-1})\cos\theta', \tag{34}$$

где

$$\rho_{11}-\rho_{-1-1}=2\frac{F_7}{R}\cos\theta(\zeta_1^{\parallel}+\zeta_2^{\parallel}),$$

$$R=\frac{1}{2}(3F_1+F_3)[(1+\cos^2\theta)(1+\zeta_1^{\parallel}\zeta_2^{\parallel})+\sin^2\theta\cos(\varphi_1+\varphi_2)\zeta_1^{\perp}\zeta_2^{\perp}].$$

Из формулы

$$a_l^0=\frac{2}{R}\left[-\frac{\sqrt{s}}{m_V}T_3v_l+\left(\frac{-\nu+m_V\sqrt{s}}{m_V^2}T_3+\frac{sp^2}{m_V^4}T_4\right)\cos\theta\, n_l\right](\zeta_1^{\parallel}+\zeta_2^{\parallel}) \tag{35}$$

для вектора поляризации вектона в его системе покоя в скейлинговом пределе получаем

$$a_l^0=2\frac{F_8}{R}\cos\theta(\zeta_1^{\parallel}+\zeta_2^{\parallel})\,n_l, \tag{36}$$

т. е. за исключением области углов $\theta\sim\frac{\pi}{2}$ вектор $\mathbf{a}^0$ ориентирован по импульсу вектона.

Авторы выражают благодарность С. Г. Матиняну за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

Ереванский физический
институт

Поступила 30.V.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Н. Хачатрян, Ю. Г. Шахназарян.* ЯФ, 26, 1258 (1977).
2. *P. V. Landshoff, J. C. Polkinghorne, R. D. Short.* Nucl. Phys., B 28, 225 (1971). *P. V. Landshoff, J. C. Polkinghorne.* Phys. Reports, 5C, 1 (1972).
3. *S. D. Drell, D. J. Levy, T. M. Yan.* Phys. Rev., D 1, 1617 (1970).
4. *A. H. Mueller.* Phys. Rev., D 2, 2963 (1970).
5. *P. M. Fishbane, J. D. Sullivan.* Phys. Rev., D 6, 3568 (1972).
6. *В. Н. Грибов.* ЖЭТФ, 53, 654 (1967).
7. *C. Nash.* Nucl. Phys., B 31, 419 (1971).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ $e^+ e^- \to VX$ ԻՆԿԼՅՈՒԶԻՎ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ ՊԱՐՏՈՆԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Գ. Ն. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Կովարիանտ պարտոնային մոդելի հիման վրա ուսումնասիրված է $e^+ e^- \to VX$ ինկլյուզիվ պրոցեսը այն դեպքում, երբ չի կատարվում գումարում ըստ վեկտորական մեզոնի բևեռացումների։ Բյորկենի սահմանային դեպքում գտնված է այդպիսի պրոցեսը նկարագրող բոլոր ութ կառուցվածքային ֆունկցիաների վարքը սպինի 0 և 1/2 արժեք ունեցող պարտոնների համար։ Քննարկված են կառուցվածքային ֆունկցիաների գտնված վարքի որոշ հետևանքներ։

POLARIZATION EFFECTS IN INCLUSIVE PROCESS $e^+e^- \to VX$ IN THE PARTON MODEL

G. N. KHACHATRYAN, Yu. G. SHAKHNAZARYAN

On the basis of covariant parton model, the inclusive process $e^+ e^- \to VX$ is considered in the case, when the summation over the polarizations of vector meson is not performed. The behaviour of all the eight structure functions describing such a process was found in the Bjorken scaling limit under the assumption of spin 0 and spin 1/2 partons. Some consequences of the obtained behaviour of structure functions were discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 317—321 (1979)

НЕПРЯМОЕ МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Л. Л. АЛИХАНОВА, Г. Л. ЕРКНАПЕТЯН, Э. М. КАЗАРЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Рассмотрено поглощение слабой электромагнитной волны, связанное с непрямыми электронными переходами в полупроводниках, в присутствии сильной волны. Показано, что наличие щелей в спектрах энергии носителей заряда в резонансной ситуации приводит к линейной зависимости коэффициента поглощения от частоты слабого сигнала. Эффект насыщения, связанный с присутствием сильной волны, приводит также к усилению слабого сигнала.

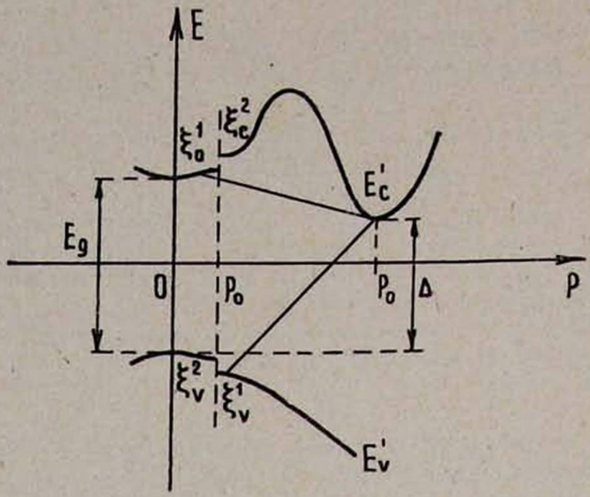
Известно, что резонансное взаимодействие сильной электромагнитной волны с собственным полупроводником приводит к существенному изменению энергетического спектра носителей заряда [1] — в спектрах энергии возникает щель, величина которой пропорциональна амплитуде напряженности электрического поля волны. Учет последнего обстоятельства соответствующим образом влияет на физические, в частности, оптические свойства полупроводников. Так, в работах [2, 3] было исследовано поглощение дополнительной слабой волны ($\omega \sim \Omega$, где Ω — частота сильной волны), связанное с прямыми электронными переходами, в присутствии сильной волны. Наличие щелей в квазиэнергетическом спектре носителей заряда, как показано в [2, 3], резко отражается на характере коэффициента поглощения слабого сигнала *.

С другой стороны, в полупроводниках типа *Ge* возможны непрямые электронные переходы из валентной зоны на побочный минимум зоны проводимости при частотах, меньших прямой ширины запрещенной зоны ($\omega < E_g/\hbar$). При этом поскольку побочный минимум зоны проводимости смещен в пространстве квазиимпульсов, для осуществления указанных переходов необходимо наличие третьего тела. Роль последнего, как правило, играет фонон или какой-либо дефект кристалла.

В настоящей работе рассматривается непрямое межзонное поглощение при наличии сильного поля при учете взаимодействия электронов с акустическими фононами. Здесь рассмотрен случай непрямозонного полупроводника, когда побочный минимум зоны проводимости c' в пространстве волновых векторов расположен ниже энергии прямого минимума c. В резонансной ситуации (прямой междузонный резонанс), как показано в [1, 4], на начальной стадии включения сильного поля имеет место со-

* Как показано в [4], учет электрон-фононного взаимодействия независимо от того, является ли оно слабым или сильным, не изменяет величины щели в спектрах, а затухания возбуждений малы.

стояние насыщения, в котором электроны в зоне проводимости заполняют все состояния с квазиимпульсами, меньшими некоторого $|\mathbf{p}_0|$ (соответственно освобождаются состояния в валентной зоне, см. рисунок). В соот-



ветствии с этим наличие сильной волны, как будет показано ниже, качественно влияет на коэффициент непрямого поглощения слабого сигнала (например, усиление слабой волны другой частоты).

Для нахождения коэффициента поглощения будем исходить из формулы [5]

$$K(\omega) = \frac{2\pi\hbar c}{N\omega}\frac{W}{|\mathbf{A}_1^0|^2}, \tag{1}$$

где ω — частота слабой волны, N — показатель преломления среды, $\mathbf{A}_1^0$ — амплитуда слабой волны, W — вероятность переходов в единицу времени.

Для вычисления вероятности непрямых переходов в поле слабой волны воспользуемся стандартной техникой теории возмущений:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{lmn}\frac{|H_{nm}|^2\,|V_{ml}|^2}{(\mathrm{E}_m - \mathrm{E}_l - \hbar\omega)^2}\,\delta(\mathrm{E}_n - \mathrm{E}_l - \hbar\omega \mp \hbar\omega_{\mathbf{q}}), \tag{2}$$

где H_{nm} — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, V_{ml} — матричный элемент перехода под действием слабой волны, $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ — энергия фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$.

Для параболических законов дисперсий в резонансном приближении волновые функции и квазиэнергии зоны проводимости c и валентной зоны v в поле сильной волны в координатном представлении имеют вид [4]:

$$\Phi_v = C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathrm{E}_v^1 t\right)\varphi_v - C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathrm{E}_c^1 t\right)\varphi_c,$$

$$\Phi_c = C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathrm{E}_v^2 t\right)\varphi_v + C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathrm{E}_c^2 t\right)\varphi_c, \tag{3}$$

$$E_v^{1,2} = -\left(\frac{E_g}{2} + \frac{p_0^2}{2\mu}\right) \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu}\right)^2 + \hbar^2\lambda^2},$$

$$E_c^{1,2} = \left(\frac{E_g}{2} + \frac{p_0^2}{2\mu}\right) \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu}\right)^2 + \hbar^2\lambda^2},$$

где

$$C_{1,2}^2 = \frac{\varepsilon(p) \pm \sqrt{\varepsilon^2(p) + \lambda^2}}{\sqrt{\varepsilon^2(p) + \lambda^2}},$$

$\hbar\lambda = \dfrac{e}{m_0 c}(\mathbf{A}_0\mathbf{P}_{cv})$ — ширина квазиэнергетической щели, A_0 — амплитуда сильной волны, $\mathbf{P}_{cv}$ — матричный элемент квазиимпульса, вычисленный с помощью блоховских амплитуд, $\varepsilon(p) = \dfrac{1}{\hbar}\left(E_g + \dfrac{p^2}{2\mu} - \hbar\Omega\right)$ — расстройка резонанса, $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$ — приведенная эффективная масса c-, v-зон, $|\mathbf{p}_0|$ — резонансный импульс, определенный из условия $\varepsilon(\mathbf{p}) = 0$, E_g — ширина прямой запрещенной зоны, φ_c, φ_v — невозмущенные блоховские волновые функции c-, v-зон.

Волновая функция и энергия зоны c' имеют вид

$$\Phi_{c'} = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_{c'}t\right)\varphi_{c'}, \quad E_{c'} = \Delta - \frac{E_g}{2} + \frac{(\mathbf{p}' - \mathbf{p}_0')^2}{2m_{c'}}, \qquad (4)$$

где Δ — ширина непрямой запрещенной зоны, $\mathbf{p}'$ — квазиимпульс, соответствующий побочному минимуму, $\varphi_{c'}$ — соответствующая блоховская функция.

При вычислении W с помощью волновых функций (3) и (4) получается громоздкое выражение для $K(\omega)$. Выпишем выражение для коэффициента непрямого поглощения вблизи резонанса $\left(\left|\dfrac{\mathbf{p}^2 - \mathbf{p}_0^2}{2\mu}\right| \ll \hbar\lambda\right)$ в случае изотропной щели для представляющих интерес двух областей частот слабого поля.

а) В области

$$\omega \gtrsim \frac{\Omega}{2} + \frac{\Delta}{\hbar} - \frac{E_g}{2\hbar} - \lambda$$

имеем

$$K_1(\omega) = L_1\left(\hbar\omega - \Delta + \frac{p_0^2}{2\mu} - \hbar\lambda\right), \qquad (5)$$

где

$$L_1 = \frac{4(2\pi)^5\hbar^2 p_0^2 \mu^{1/2}(\varkappa_1 m_{c'}^{3/2} + \varkappa_1' m_{v'}^{3/2})}{n\omega c\,|\mathbf{A}_1^0|^2},$$

$$\varkappa_1 = \left|\frac{2D|p_0 - p_0'|\sqrt{n_0}\,(2\rho\omega_0)^{-1/2}\,|C_1|^3 d_{cc'} V_{cv}}{\hbar^2\left(E_g + \dfrac{p_0^2}{2\mu} - \hbar\omega + 2\hbar\lambda\right)}\right|^2,$$

2—1108

$$\varkappa_1' = \frac{2D|p_0 - p_0'| \sqrt{n_0}\,(2\rho\omega_0)^{-1/2}\, d_{v'v}\, V_{c'v'}}{\hbar^2\left(\dfrac{p_0'^2 - p_0^2}{2\mu^*} + \hbar\lambda\right)},$$

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu^2\hbar\lambda}{p_0^2}, \quad \mu = \frac{m_v m_c}{m_v + m_c}, \quad \mu^* = \frac{m_v}{2},$$

D — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, ω_0 — фононная частота, соответствующая переходу $|\mathbf{p}_0| \to |\mathbf{p}_0'|$, n_0 — числа заполнения фононов, d_{cv}, $d_{v'v}$ и $d_{cc'}$ — известные интегралы от произведений соответствующих блоховских функций.

Как видно из (5), в резонансной ситуации вместо обычной квадратичной зависимости от частоты [6] имеет место линейная зависимость, а порог непрямого поглощения сдвинут в сторону коротких волн на величину $\Delta\omega = \frac{\Omega}{2} - \frac{E_g}{2\hbar} - \lambda$. Последнее есть следствие того, что в поле сильной волны все состояния в валентной зоне с $|\mathbf{p}| < |\mathbf{p}_0|$ свободны из-за указанной выше инверсной заселенности.

б) В области

$$\frac{1}{\hbar}(E_g - \Delta) \leqslant \omega \leqslant \left(\frac{E_g}{2\hbar} - \frac{\Delta}{\hbar} + \frac{\Omega}{2} - \lambda\right)$$

имеем

$$K_2(\omega) = -L_2\left(\hbar\omega + \Delta - E_g - \frac{p_0^2}{2\mu} + \hbar\lambda\right), \tag{6}$$

где

$$L_2 = \frac{4(2\pi)^5 \hbar^2 p_0^2 \varkappa_2 (m_l)^{3/2} p_0^2 \tilde{\mu}^{1/2}}{n\omega c\,|\mathbf{A}_0|^2},$$

$$\varkappa_2 = \left|\frac{2D|\mathbf{p}_0' - \mathbf{p}_0| \sqrt{n_0}\,(2\rho\omega_0)^{-1/2}\, |C_2|^3 P_{cv} V_{cv}}{\hbar^2\left(E_g + \dfrac{p_0^2}{2\mu} - \hbar\omega - 2\hbar\lambda\right)}\right|^2.$$

Знак минус в (6) соответствует усилению слабой волны с частотой $\omega > \frac{E_g}{\hbar} - \frac{\Delta}{\hbar}$. Таким образом, происходит усиление слабой волны за счет перекачки энергии из сильной.

В заключение заметим, что в отличие от поглощения слабой волны, связанного с прямыми электронными переходами [2, 3], в рассмотренном здесь случае поглощение и усиление в присутствии сильной волны происходят на существенно разных частотах.

Ереванский политехнический
институт

Поступила 15.III.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин.* ЖЭТФ, 57, 207 (1966).
2. *С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин.* Письма ЖЭТФ, 10, 431 (1969).

3. *С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян, Г. Р. Минасян.* ФТТ, 18, 2568 (1976).
4. *В. Ф. Елесин.* ФТТ, 11, 1820 (1969).
5. Оптические свойства полупроводников $A^{III}B^{V}$, Изд. Мир, М., 1969.
6. *J. Bardeen, F. Blatt, L. H. Hill.* Proc. of Atlantic City Conference on Photoconductivity, New York—London, 1956, p. 146.

ՈՉ ՈՒՂԻՂ ՄԻՋԶՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Լ. ԱԼԻԽԱՆՈՎԱ, Հ. Լ. ԵՐԿՆԱՊԵՏՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Դիտարկված է թույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը՝ կապված կիսահաղորդիչներում ոչ ուղիղ էլեկտրոնային անցումների հետ ուժեղ լույսի առկայության դեպքում։ Ցույց է տրված, որ ճեղքերի գոյությունը լիցքակիրների էներգետիկ սպեկտրներում ռեզոնանսային իրադրությունում բերում է թույլ լույսի հաճախությունից կլանման գործակցի գծային կախման։ Հագեցման էֆեկտը, որը կապված է ուժեղ լույսի առկայության հետ, բերում է նաև թույլ լույսի ուժեղացմանը։

INDIRECT INTERZONE ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS IN THE PRESENCE OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE

L. L. ALIKHANOVA, H. L. YERKNAPETYAN, E. M. KAZARYAN,
H. R. MINASYAN

The absorption of a weak electromagnetic wave in semiconductors is discussed in connection with indirect electron transitions in the presence of a strong wave. It is shown that the existence of an energy gap in the energy spectrum of charge carriers leads (in resonance case) to a linear dependence of absorption coefficient on the weak signal frequency. The simultaneous presence of a strong wave leads to a saturation, the ultimate effect of which is the weak signal amplification.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 322—330 (1979)

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТРАСТА ПОЛОС СМЕЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

А. М. ГРИГОРЯН, А. К. КОЧАРЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН, Г. М. АЛАДЖАДЖЯН

Теоретически исследованы основные факторы, определяющие контраст изображения полос смещения рентгеновских лучей. Показано, что при полихроматическом излучении происходит фокусировка различных длин волн вне кристалла. Определено место фокусировки полихроматического излучения. Контраст изображения полос смещения строго зависит от спектрального состава падающего излучения и размера выходной щели коллиматора. Экспериментально исследована зависимость контраста изображения от этих факторов.

Введение

В работе [1] применением приближения геометрической оптики к уравнениям Такаги [2, 3] определены распределения фаз внутри лауэ-дифрагированных пучков. В этой работе показано, что при наложении двух когерентных пучков в рентгеновских интерферометрах со ступенчатым зеркальным блоком получаются полосы дефокусировки и разнотолщинности.

В работе [4] был исследован характер тонкой структуры рентгеноинтерференционных картин: получено наложение муаровых узоров с линиями дефокусировки в трехблочных системах и с полосами межветвьевого рассеяния в двухблочных системах с узким зазором. Полосы межветвьевого рассеяния [5] по характеру не отличаются от полос дефокусировки [6]. Обе они — результат смещения центров пространственно наложенных пучков, и мы далее назовем их полосами смещения (ПС) [4].

Для периода ПС в центре топограммы в [4] получено выражение

$$\Lambda = \frac{\Delta_0 z \operatorname{tg} \theta}{z_g},$$

где z — суммарная толщина блоков интерферометра, z_g — величина дефокусировки (или узкого зазора в двухблочных системах), Δ_0 — экстинкционная длина, θ — угол Брэгга. Получение ПС на муаровых узорах дает возможность детально анализировать структуру кристаллических сред и более точно измерять величины и вид искажений атомных решеток. Однако на эксперименте трудно регистрировать ПС, так как они получаются с недостаточной контрастностью. В работе [4] впервые с помощью кристалл-увеличителя удалось выявить тонкую структуру, однако при этом сильно падала светосила и требовались длительные экспозиции.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию основных факторов, определяющих контраст изображения

ПС, включая размер выходной щели коллиматора, поляризацию и спектральный состав падающего излучения. В эксперименте подбирались такие условия (размер щелей, местоположение щелей и фотопленки), чтобы получить максимально четкую дифракционную картину.

1. Контраст изображения ПС при немонохроматическом излучении

Динамическая теория сферической волны, развитая Като [9, 10], рассматривает случай, когда точечный источник рентгеновского излучения расположен на входной поверхности кристалла. Дифракционная картина, полученная на плоскости фотопластинки, не зависит от расстояния фокус-кристалл-фотопластинка. Однако в экспериментах этот случай, как правило, не реализуется. В реальных случаях источник рентгеновских лучей и фотопластинка располагаются на расстояниях, отличных от нулевого, и фокус рентгеновской трубки имеет конечный размер. В работе [11] детально исследовано изображение сферической волны, когда точечный источник рентгеновского излучения расположен не на поверхности кристалла, и получено новое качество дифракции рентгеновских лучей — динамическая фокусировка.

Для решения реальной задачи необходимо учесть не только расстояния источника рентгеновских лучей от кристалла и фотопластинки, но и спектральный состав падающего излучения. Действительно, электромагнитная волна от реального физического источника никогда не бывает строго монохроматической [12], так как даже самая узкая спектральная линия обладает конечной шириной $\Delta\lambda$. Поэтому необходимо рассчитать изображение точечного источника на фотопластинке, а потом усреднить результат по спектру падающего излучения [11].

Интенсивность ПС, зарегистрированная на фотопластинке при излучении от точечного монохроматического источника рентгеновских лучей, для симметричного случая Лауэ дается выражением [1, 7]

$$A = A_0 \exp\left\{-\mu_0 \frac{z^2}{\cos\theta\sqrt{z^2+x^2}}\left(1-\frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i}}\right)\right\}\cos^2\left(\frac{\pi z_g x}{\Delta_0 z \operatorname{tg}\theta}\right), \quad (1)$$

где μ_0 — линейный коэффициент поглощения вещества для данной длины падающей волны, A_0 — постоянный множитель, x — координатная ось, показанная на рис. 1, χ_{hi}, χ_{0i} — фурье-компоненты поляризуемости кристалла. Интенсивность A записана для центральной части топограмм ($z\operatorname{tg}\theta \gg x$), т. е. для полос с малыми интерференционными номерами.

Если спектральная плотность падающего излучения есть $\Phi(\omega)$, то на фотопластинке будет регистрироваться интенсивность, усредненная по спектру:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega, x)\, \Phi(\omega)\, d\omega. \quad (2)$$

Необходимо отметить, что формула (1) записана для случая, когда источник расположен на входной поверхности кристалла, а фотопластинка — на выходе, но в формуле (2) величина A относится к случаю, когда расстояния источник-кристалл D и кристалл-фотопластинка d не равны нулю. Поместим начало координат в точке O фотопластинки, куда после дифракции под точным углом Вульфа—Брэгга θ_0 (рис. 1) падает волна с частотой ω_0.

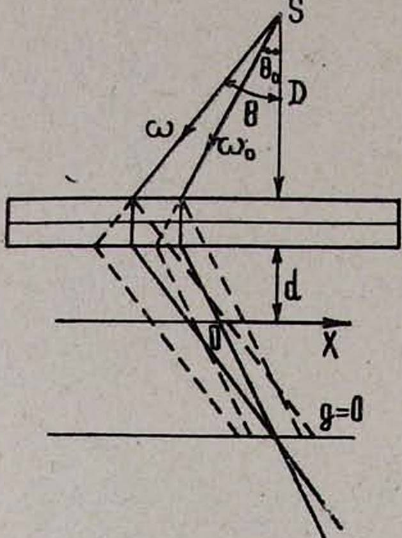


Рис. 1. Схема фокусировки полихроматического излучения: S — источник излучения рентгеновских лучей, D — расстояние источник-образец, d — расстояние образец-фотопластинка.

Волновой пакет с частотой ω после дифракции падает на фотопластинку в точке, которая смещена на величину Δx по отношению к первоначальному изображению, когда $D = d = 0$. Для Δx имеем

$$\Delta x = (D - d)(\operatorname{tg}\theta_0 - \operatorname{tg}\theta) = g(\operatorname{tg}\theta_0 - \operatorname{tg}\theta),$$

где θ — угол Брэгга, соответствующий частоте ω.

$A(\omega, x)$ можно записать в виде

$$A(\omega, x) = A_0 \exp\left\{-\mu_0 \frac{z^2\left(1 - \frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i}}\right)}{\cos\theta \sqrt{z^2 + (x+\Delta x)^2}}\right\} \cos^2\left[\frac{\pi z_g (x + \Delta x)}{z \Delta_0 \operatorname{tg}\theta}\right],$$

или, учитывая зависимость μ_0, θ, Δx и Δ_0 от частоты падающего излучения,

$$A(\omega, x) = A_0 \exp\left\{-\frac{z^2 \gamma(\omega) B}{\sqrt{z^2 + [x - g \operatorname{tg}\theta_0(\gamma(\omega) - 1)]^2}}\right\} \cos^2\{c[x - g \operatorname{tg}\theta_0(\gamma(\omega) - 1)]\},$$

где

$$B = \frac{\mu_0^0\left(1 - \frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i}}\right)}{\cos\theta_0}, \quad c = \frac{\pi z_g}{\Delta_0^0 \operatorname{tg}\theta_0 z},$$

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega_0 \cos\theta_0}{\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2 \sin^2\theta_0}},$$

μ_0^0, Δ_0^0 — величины μ_0 и Δ_0, соответствующие частоте ω_0.

В центре топограмм ($z\operatorname{tg}\theta \gg x$) функция косинус меняется быстрее экспоненты, поэтому, не совершая большой ошибки, можно написать

$$A(\omega, x) = A_0 \exp(-\gamma(\omega) zB) \cos^2 \{c[x - g \operatorname{tg}\theta_0 (\gamma(\omega) - 1)]\}.$$

Для функции спектральной плотности с лоренцевым распределением со средней частотой ω_0 и полушириной b имеем

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{b^2 + (\omega - \omega_0)^2},$$

и интеграл (2) принимает следующий вид:

$$I = A_0 \exp(-Bz) \int_{-\infty}^{\infty} \cos^2 \{c[x - g \operatorname{tg}\theta_0(\gamma(\omega) - 1)]\} \frac{d\omega}{b^2 + (\omega - \omega_0)^2}. \tag{3}$$

Внимательное рассмотрение интеграла показывает, что при $g = 0$ период ПС не изменяется ($\Lambda = \pi/c$), т. е. он не зависит не только от величины b спектральной ширины, но и от формы спектральной линии. На эксперименте фотопластинку нужно поставить на таком расстоянии от кристалла, чтобы выполнялось условие $D = d$. Оно определяет место расположения плоскости нулевой дисперсии [13, 14].

При $g = 0$ получается максимальный контраст

$$\eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 1.$$

Это обусловлено тем, что при расположении фотопластинки на поверхности нулевой дисперсии максимумы и минимумы ПС одного и того же порядка, соответствующие разным частотам падающего излучения, суммируются в одном и том же месте фотопластинки.

На эксперименте условие $D = d$ выполняется с некоторой точностью. Если принять $D - d = g$ и $g \ll \Lambda$, то вышеуказанное приближение справедливо и $\eta \simeq 1$. Период Λ строго зависит от z^g и от z. В нашем эксперименте $\Lambda \simeq 0{,}13$ *мм* и удовлетворить условию $g < \Lambda$ нетрудно.

При невыполнении условия полихроматической фокусировки трудно вычислить интеграл (3). Однако мы можем разделить члены, содержащие параметр x. Раскрывая косинус суммы аргументов в подынтегральном выражении, получим

$$I = A_0 \exp(-Bz) \left[\gamma_1 \cos 2cx + \gamma_2 \sin^2 cx + \gamma_3 \frac{1}{2} \sin 2cx \right],$$

где

$$\gamma_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \cos^2 [cg \operatorname{tg}\theta_0 (\gamma(\omega) - 1)] \frac{d\omega}{b^2 + (\omega - \omega_0)^2},$$

$$\gamma_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{b^2 + (\omega - \omega_0)^2},$$

$$\gamma_3 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \sin\left[2cd\,\mathrm{tg}\,\theta_0\left(\frac{\omega_0\cos\theta_0}{\sqrt{\omega^2-\omega_0^2\sin^2\theta_0}}-1\right)\right]\frac{d\omega}{b^2+(\omega-\omega_0)^2}$$

Отсюда легко можно определить экстремумы ПС $x_{\text{экстр}}$ для центральной части топограмм:

$$x_{\text{экстр}} = \frac{\Lambda}{2\pi}\,\mathrm{arctg}\left(\frac{\gamma_3}{2\gamma_1-\gamma_2}\right)+\frac{\Lambda}{2}n,$$

n — порядок экстремумов. Таким образом, если при монохроматическом падающем излучении основной максимум получается в центре ($x = 0$) топограммы, то наличие спектральной расходимости ($\Delta\lambda$) в падающем пучке приводит к смещению центра интерференционных полос. Контраст в этом случае не равен единице и зависит как от величины b, так и от формы спектральной плотности.

Можно решить и обратную задачу: экспериментально определяя величину η, восстановить потом форму $\Phi(\omega)$. С этой точки зрения задача подобна вопросам, решенным в работах [15, 16], однако в нашем случае нужно точно вычислить интеграл (2) с помощью ЭВМ.

2. Влияние размера щели коллиматора на контраст ПС

Подобно задаче определения влияния спектральной ширины падающего излучения на контраст изображения ПС в случае щели с шириной a мы должны усреднить результат по величине ширины щели. Усреднение должно производиться по дифракционной картине точечного источника. Если размеры щели много меньше «характеристических» размеров (межполосного расстояния при монохроматическом точечном источнике) интерференционной картины точечного источника, то влиянием размера щели на контраст изображения можно пренебречь. В случае ПС в качестве «характеристического» размера нужно принять период полос Λ. Обычно Λ — порядка $50 \div 400$ *мкм*, так что при работе со щелью более 10 *мкм* нельзя не учитывать ее размеры.

Предположим, что из каждой точки щели выходит некоторая постоянная частота падающего излучения и кристалл съюстирован точно в отра-

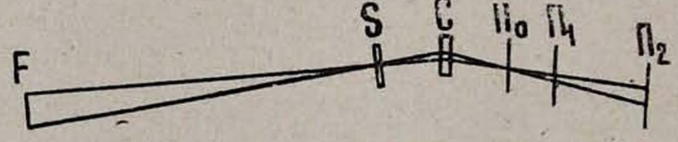


Рис. 2. Схема эксперимента: F — фокус рентгеновской трубки, S — выходная щель коллиматора, C—образец, $П_{0,1,2}$ — местоположения фотопластинок.

жающем положении для этой частоты, т. е. подобно задаче, решенной в работе [17], мы предположим, что щель представляется совокупностью когерентных элементарных источников. Усреднение производим не по амплитудам, а по интенсивностям, формирующимся из одного точечного источника (здесь не будем рассматривать корреляционные соотношения отдельных точек щели [12]). Так как $\Delta\lambda = 0$, то $\theta_B = \text{const}$ и изображение не будет зависеть от расстояний щель-кристалл и щель-фотопластинка, и интенсивность, зарегистрированная на фотопластинке, будет определяться простым интегрированием:

$$I = \frac{1}{a} \int_{a/2}^{-a/2} \exp\left(-\frac{A^0 z^2}{\sqrt{z^2 + (x+y)^2}}\right) \cos^2 [B^0(x+y)]\, dy.$$

Отметим, что начало координатной оси x выбрано в центре щели, т. е. пучок, выходящий из центральной точки щели, изображается симметрично относительно точки $x = 0$, y — переменная щели с шириной a,

$$A^0 = \frac{\mu_0\left(1 - \frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i}}\right)}{\cos\theta_B}, \quad B^0 = \frac{\pi}{\Delta_0 \operatorname{tg}\theta_B}\frac{z_g}{z}.$$

Для малых значений x и a ($a \leqslant \Lambda$ и $x^2 \ll z^2$) можно написать

$$I = \frac{e^{-A^0 z}}{a} \int_{x+a/2}^{x-a/2} \cos^2 (B^0 p)\, dp.$$

В результате находим

$$I = \frac{e^{-A^0 z}}{2}\left(B^0 - \frac{\cos 2B^0 x}{a} \sin B^0 a\right),$$

а для контраста η получаем

$$\eta = \frac{\dfrac{\sin B^0 a}{B^0 a}}{2 - \dfrac{\sin B^0 a}{B^0 a}},$$

т. е. при нулевом значении щели контраст получается максимальным, с увеличением a контраст падает, а при значении $a = \Lambda$ он равняется нулю.

3. Влияние поляризации

Исходный рентгеновский пучок, выходящий из рентгеновской трубки, имеет две компоненты поляризации: σ — с поляризационным фактором $c = 1$ и π — с фактором $c = \cos 2\theta_B$. Рентгеноинтерференционная картина обычно представляет некогерентную суперпозицию этих двух компонент. В случае прозрачных кристаллов ($\mu z \ll 1$) эффект поляризации может привести либо к появлению биения интерференционной картины [18], либо к размытию дифракционного фокуса [19].

В случае работы с поглощающими кристаллами коэффициенты линейного поглощения для ветвей, отличающихся поляризацией, сильно различаются. При наличии двух компонент поляризации общая интенсивность дается выражением [7]

$$I_h \sim A_1 \cos^2\left(\frac{\pi}{\Delta_0^\sigma}\frac{z_g}{z}x\right) + A_2\cos^2\left[\frac{\pi}{\Delta_0^\sigma}|\cos 2\theta|\frac{z_g}{z}x\right],$$

где Δ_0^σ — период маятниковых полос для σ-поляризации, A_1 и A_2 определяются выражениями

$$A_1 = \exp(-\mu^\sigma z), \quad A_2 = |\cos 2\theta| \exp(-\mu^\pi z).$$

Сравнивая μ^π и μ^σ, можно сказать, что $A_1 \gg A_2$. В итоге, исключая последнее слагаемое в I_h, получаем (1), т. е. для случая сильно поглощающего кристалла ($\mu_0 z \gg 1$) π-компонента поляризации дает малый вклад в интенсивность ПС.

4. Эксперимент

Для экспериментального исследования контраста ПС рентгеновских лучей в зависимости от условий съемки был проведен следующий эксперимент. Рентгеновский пучок, выходящий из фокуса трубки, проходил через коллиматор длиной 1,25 *м* (см. рис. 2) и падал на кристалл-образец *C*, который был съюстирован в отражающем положении. Отраженный пучок регистрировался на фотопластинке *П*. Кристалл-образец представлял собой двухблочную систему с узким зазором, с помощью которой получались полосы смещения с периодом (в центральной части топограммы) 136 *мкм*. Кристалл-образец был изготовлен из почти бездислокационного монокристалла кремния. Большие поверхности пластин были перпендикулярны к оси роста кристалла [111], а отражающие плоскости (110) были перпендикулярны к плоскостям (111) и к основанию системы. Регистрировалось (220)-отражение. Толщины блоков системы были соответственно 4 *мм* и 4,37 *мм*, а величина зазора $z_g \simeq 360$ *мкм*. Использовалось Mo_{K_α}-излучение.

В конце коллиматора была закреплена щель *S*, ширину которой можно было менять с точностью 10 *мкм*. Топограммы снимались как в разных

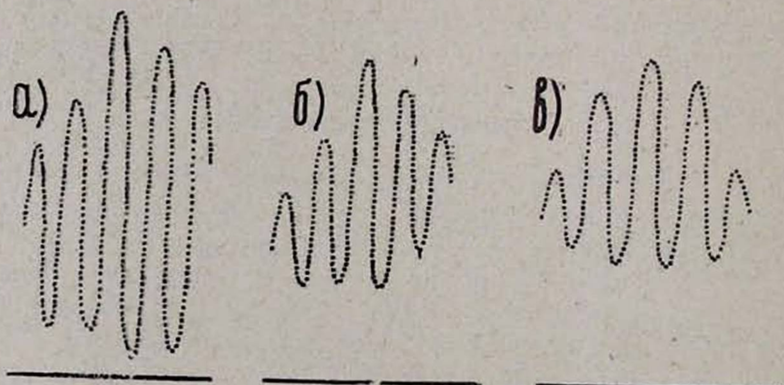


Рис. 3. Микрофотометрические записи распределения интенсивности центральной части топограмм полос смещения: *а*) фотопластинка расположена в плоскости $П_0$; *б*) фотопластинка расположена в плоскости $П_1$; *в*) фотопластинка расположена в плоскости $П_2$.

положениях фотопластинки ($П_0$, $П_1$, $П_2$), так и для различных величин ширины щели: 20, 30 и 50 *мкм*.

На рис. 3 приведены микрофотометрические записи распределения интенсивностей ПС, зарегистрированных при различных положениях фотопластинки. Ширина щели равнялась 50 *мкм*. Положение $П_0$ фотопластинки соответствовало условию $D = d$, в положении $П_1$ расстояния были $D = 5{,}5$ *см* и $d = 17{,}4$ *см*, а в положении $П_2$ — соответственно $D = 5{,}5$ *см* и $d = 106$ *см*. Как видно из рис. 3, максимальный контраст получается в плоскости $П_0$ ($\eta_{П_0} = 0{,}96$), в которой происходит фокусировка полихроматического излучения. На рис. 4 приведена микрофотометрическая запись ПС, когда ширина щели составляла 30 *мкм*, а фотопластинка находилась в положении $П_1$. Сравнивая рис. 3б и рис. 4, можно сказать, что контраст полос смещения увеличивается с уменьшением размера щели.

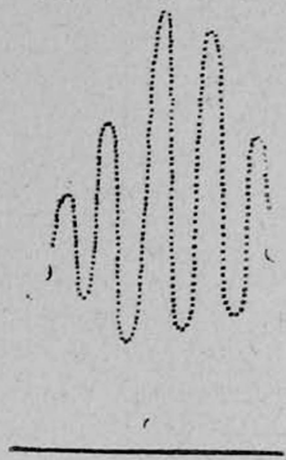


Рис. 4. Микрофотометрическая запись распределения интенсивности полос смещения при ширине выходной щели коллиматора 30 *мкм*. Фотопластинка расположена в плоскости $П_1$.

5. Заключение

1. Как известно [7, 8], с помощью периода ПС можно с большой точностью измерять величину структурных факторов рассеивающего вещества. Этот период, как показано в настоящей работе, зависит от спектральной плотности падающего излучения, и если падающий пучок недостаточно монохроматичен, то полученные значения структурных амплитуд будут неточными, а эксперимент и расчет ошибочными.

2. Чтобы получить ПС с максимальной контрастностью, нужно снять топограмму в плоскости нулевой дисперсии, в которой происходит фокусировка различных длин волн полихроматического излучения.

3. Контраст ПС строго зависит от размера щели коллиматора. С сужением ширины щели контраст изображения стремится к единице. Однако чрезмерное уменьшение ширины щели нецелесообразно, так как при этом падает светосила и происходит дифракционное уширение.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Л. В. Левоняну за обсуждение ряда вопросов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 27.II.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. М. Аладжаджян, А. К. Кочарян, К. Г. Труни.* Кристаллография, 24, 1135 (1979).
2. *S. Takagi.* Acta Cryst., 15, 1311 (1962).
3. *S. Takagi.* J. Phys. Soc. Japan, 26, 1239 (1969).
4. *П. А. Безирганян, Г. Р. Дрмеян, Г. М. Аладжаджян.* Препринт ЕрГУ—ФТТ—15 (1978).
5. *A. Authier, A. D. Milne, M. Sauvage.* Phys. Stat. Sol., 26, 469 (1968).
6. *U. Bonse, E. te Kaat.* Z. Phys., 243, 14 (1971).
7. *M. Hart, A. D. Milne.* Acta Cryst., A26, 223 (1970).
8. *J. F. C. Boker, M. Hart, J. Halliar.* Z. Naturforsch., 28a, 668 (1973).
9. *N. Kato.* Acta Cryst., 14, 526 (1961).
10. *N. Kato.* Acta Cryst., 14, 627 (1961).
11. *А. М. Афанасьев, В. Г. Кон.* ФТТ, 19, 1775 (1977).
12. *М. Борн, Э. Вольф.* Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970.
13. *В. Л. Инденбом, Г. М. Аладжаджян.* ДАН СССР, 227, 827 (1976).
14. *Е. В. Шулаков, В. В. Аристов.* Интерферометрия в расходящемся полихроматическом пучке рентгеновских лучей, Препринт, Черноголовка (1977).
15. *P. H. Besirganyan.* Phys. Stat. Sol., (a) 40, K 77 (1977).
16. *А. О. Абоян, П. А. Безирганян, Ф. О. Эйрамджян.* ДАН АрмССР, 59, 245 (1974).
17. *В. Л. Инденбом, Э. В. Суворов, И. Ш. Слободецкий.* ЖЭТФ, 71, 359 (1976).
18. *R. W. James.* Solid State Physik, 15, 53 (1963).
19. *Г. М. Аладжаджян, П. А. Безирганян.* Кристаллография, 24, 887 (1979).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՇԵՂՄԱՆ ԳԾԵՐԻ ԿՈՆՏՐԱՍՏԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Մ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Կ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ԱԼԱՋԱՋՅԱՆ

Տեսականորեն և փորձնականորեն հետազոտված են այն հիմնական գործոնները (ներառյալ կոլիմատորի ելքի ճեղքի չափը, ընկնող փնջի բևեռացման աստիճանը և սպեկտրալ բաղադրությունը), որոնք ազդում են ռենտգենյան ճառագայթների շեղման գծերի կոնտրաստի վրա։ Ցույց է տրված, որ ոչ մոնոքրոմատիկ ճառագայթման դեպքում բյուրեղից դուրս տեղի ունի ֆոկուսացում և որոշված է ֆոկուսացման տեղը։ Էքսպերիմենտում ընտրվել են այնպիսի պայմաններ, որոնց դեպքում ստացվում է առավելագույն հստակ դիֆրակցիոն պատկեր։

STUDY OF CONTRAST IN *X*-RAY INTERBRANCH SCATTERING FRINGES

A. M. GRIGORYAN, A. K. KOCHARYAN, P. H. BESIRGANYAN, G. M. ALADZHADZHYAN

The main factors affecting the contrast of interbranch scattering fringes, namely, the size of a collimator exit slit, the polarization and the wave length composition of an incident beam, are discussed theoretically and studied experimentally. It is shown, that in case of nonmonocromatic radiation a focusing for different wave lengths takes place outside the crystal. The position of the focal point is determined. The conditions were chosen so as to obtain the most clear diffraction pattern.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 331—337 (1979)

О ТЕПЛОЕМКОСТИ УПОРЯДОЧЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ НЕГО ИНТЕНСИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Л. Г. ТОРИКЯН

Обсуждается зависимость теплоемкости упорядоченного диэлектрика от интенсивности проходящей через него интенсивной ультразвуковой волны. Вычислена поправка к теплоемкости диэлектрика для случая захваченных потенциальным рельефом звуковой волны резонансных тепловых фононов диэлектрика.

Изменения скорости интенсивного ультразвука в диэлектрике и теплоемкости диэлектрика обусловлены как нерезонансными фононами, так и фононами диэлектрика, находящимися в нелинейном резонансе с ультразвуковой волной. При увеличении интенсивности ультразвуковой волны резонансные фононы образуют группы пролетных и захваченных потенциальным рельефом звуковой волны частиц. Захваченные частицы движутся когерентно со звуковой волной и, релаксируя на тепловых фононах, поглощают энергию поля звуковой волны. Это, в свою очередь, приводит к зависимости скорости звука и, следовательно, теплоемкости диэлектрика от интенсивности звуковой волны.

1. Введение

В последнее время значительно возрос интерес к нелинейным эффектам, возникающим при распространении интенсивной ультразвуковой волны через полупроводники и диэлектрики (см., например, работы [1—3] и ссылки, приведенные в них). В упорядоченных диэлектриках нелинейные эффекты, связанные с распространением интенсивной звуковой волны, обусловлены, в основном, фонон-фононными взаимодействиями ввиду отсутствия свободных электронов в диэлектрической среде.

В работе [4] рассмотрен вопрос об изменении скорости ультразвука с учетом фонон-фононного взаимодействия. С другой стороны, как известно, теплоемкость диэлектрика является функцией скорости звуковой волны в диэлектрике. В связи с этим представляет интерес рассмотрение задачи о влиянии нелинейного фонон-фононного резонанса на изменение теплоемкости диэлектрика.

Настоящая работа посвящена вопросу об изменении теплоемкости диэлектрика в результате нелинейного фонон-фононного резонанса для случая $\omega\tau_ф \gg 1$, где ω — частота ультразвуковой волны, $\tau_ф$ — время релаксации тепловых фононов в диэлектрике.

2. Основные уравнения и решения

Под ультразвуковой волной будем, следуя [1], подразумевать звуковую волну с частотой ω, превышающей обратное время релаксации фононов диэлектрика $\tau_{\text{ф}}^{-1}$, т. е. частоту звука будем считать большой по сравнению с частотой столкновений тепловых фононов среды,

$$\omega\tau_{\text{ф}} \gg 1. \tag{1}$$

Будем также считать выполненным условие

$$\omega \ll \omega_x = \begin{cases} \dfrac{T}{\hbar}, & T \ll \Theta \\ \dfrac{\Theta}{\hbar}, & T \gg \Theta, \end{cases} \tag{2}$$

где ω_x — частота характерных тепловых фононов диэлектрика, T — температура в энергетических единицах, Θ — дебаевская температура в энергетических единицах. Благодаря условию (1) звуковые кванты являются хорошо определенными квазичастицами. С другой стороны, условие (2) позволяет рассматривать звуковую волну как внешнее поле, действующее на фононную систему диэлектрика.

Мы ограничимся рассмотрением случая почти гармонической волны, т. е. интенсивной настолько, чтобы вызвать, не нарушая линейной теории упругости, нелинейные по интенсивности эффекты, связанные с созданием неравновесности в небольшой группе фононов, находящихся в резонансе с ультразвуковой волной [1].

Внешнее звуковое поле, как известно, модулирует энергию фононов:

$$\varepsilon_{\mathbf{q}l} = \hbar\omega_{\mathbf{q}l}\left[1 + \lambda_{ik}(\mathbf{q})\frac{\partial u_{ik}(\mathbf{r}, t)}{\partial x_k}\right], \tag{3}$$

где $\omega_{\mathbf{q}l}$ — частота фонона ветви l с волновым вектором $\mathbf{q}$, $\lambda_{ik}(\mathbf{q})$ — безразмерный тензор Ахиезера, связанный с нелинейным характером собственных колебаний кристалла [5].

Мы рассматриваем взаимодействие поперечного звукового фонона с продольным тепловым фононом. Без ущерба для качественных характеристик рассматриваемых явлений ограничимся случаем одномерной поперечной звуковой волны:

$$u_1 = 0,\ u_2 = u_y,\ u_3 = 0,$$

где $u_y \equiv u_y(x,\ t)$ — поперечное смещение вдоль оси y волны, движущейся в направлении оси x.

Поглощение поперечного звука возможно, как показывает анализ законов сохранения энергии и импульса, в процессе присоединения к продольным фононам [6]. Поглощение продольного фонона невозможно при строгом выполнении законов сохранения энергии и импульса, за исключением случая трехфононных столкновений, когда волновые векторы фононов параллельны. Но число фононов, участвующих в таких процессах, мало, поэтому этими процессами можно пренебречь [7]. Таким образом, скорость продольного звука v_l можно считать не зависящей от поглощения, поскольку коэффициент поглощения продольного звука $\Gamma_l \simeq 0$. Поэтому изменение скорости продольного звука будет обусловлено только нерезонансными фононами, т. е. не будет зависеть от интенсивности ультразвуковой волны. Действительно, в работе [4] была получена поправка к скорости поперечного звука:

$$\frac{\Delta v_t}{v_t^0} = -\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}}\lambda_{yx}^2}{2\rho(v_t^0)^2} T \frac{\partial n_{\mathbf{q}}^0(\omega_{\mathbf{q}})}{\partial T} - \frac{\overline{\left\{\dfrac{\partial U_y}{\partial U_{0y}}\dfrac{\partial U_y}{\partial \psi}\right\}}}{\dfrac{\partial}{\partial U_{0y}}\overline{\left\{\dfrac{\partial U_y}{\partial \psi}\right\}^2}} \frac{1}{k}\Gamma_t, \qquad (4)$$

где v_t^0 — скорость поперечной звуковой волны в невозмущенной среде, ρ — плотность среды, $n_{\mathbf{q}}^0(\omega_{\mathbf{q}})$ — равновесная функция распределения фононов от невозмущенного значения $\omega_{\mathbf{q}}$ частоты теплового фонона, k — модуль волнового вектора ультразвуковой волны, Γ_t — коэффициент поглощения поперечного ультразвука [1], $U_y \equiv ku_y$ — безразмерное смещение частиц среды в поле звуковой волны, $U_{0y} \equiv ku_{0y}$ — безразмерная амплитуда этого смещения (u_{0y} — амплитуда смещения u_y), $\psi \equiv kx - \omega t$ — фаза ультразвуковой волны. В (4) первое слагаемое в правой части обусловлено нерезонансными фононами, а второе слагаемое обусловлено фононами среды, находящимися в нелинейном резонансе со звуковой волной.

Очевидно, что по аналогии с (4) легко записать формулу и для продольного звука. поскольку вывод (4) не зависит от вида колебательной ветви:

$$\frac{\Delta v_l}{v_l^0} = -\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}}\lambda_{xx}^2}{2\rho(v_l^0)^2} T \frac{\partial n_{\mathbf{q}}^0(\omega_{\mathbf{q}})}{\partial T} - \frac{\overline{\left\{\dfrac{\partial U_x}{\partial U_{0x}}\dfrac{\partial U_x}{\partial \psi}\right\}}}{\dfrac{\partial}{\partial U_{0x}}\overline{\left\{\dfrac{\partial U_x}{\partial \psi}\right\}^2}} \frac{1}{k}\Gamma_l, \qquad (5)$$

где v_l^0 — скорость продольной звуковой волны в невозмущенной среде, λ_{xx} — компонента безразмерного тензора Ахиезера для случая продольного звука ($u_1 = u_x$, $u_2 = 0$, $v_3 = 0$), $U_x \equiv ku_x$ и $U_{0x} \equiv ku_{0x}$ — соответственно безразмерное продольное смещение и амплитуда ультразвуковой продольной волны (u_{0x} — амплитуда смещения u_x), Γ_l — коэффициент продольного ультразвука.

В силу вышесказанного $\Gamma_l \simeq 0$, поэтому имеем

$$\frac{\Delta v_l}{v_l^0} = -\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}}\lambda_{xx}^2}{2\rho(v_l^0)^2} T \frac{\partial n_{\mathbf{q}}^0(\omega_{\mathbf{q}})}{\partial T}. \qquad (6)$$

Таким образом, можно считать, что в условиях точного выполнения законов сохранения энергии и импульса зависимость теплоемкости c_v диэлектрика от интенсивности проходящего через него ультразвука целиком обусловлена поперечной модой, имеющей скорость v_t.

Как известно. теплоемкость определяется формулой

$$c_v = \frac{\partial \overline{\{E\}}}{\partial T}, \tag{7}$$

где $\overline{\{E\}}$ — внутренняя энергия диэлектрика, усредненная по периоду волны. С другой стороны, внутренняя энергия диэлектрика определяется по формуле

$$E = \sum_{\mathbf{q}} \varepsilon_{\mathbf{q}} n_{\mathbf{q}} (\varepsilon_{\mathbf{q}}), \tag{8}$$

$$n_{\mathbf{q}} (\varepsilon_{\mathbf{q}}) = n^0_{\mathbf{q}}(\varepsilon_{\mathbf{q}}) + g_{\mathbf{q}} (x, t). \tag{9}$$

Здесь через $g_{\mathbf{q}}(x, t)$ обозначена добавка к $n^0_{\mathbf{q}}(\varepsilon_{\mathbf{q}})$ — равновесной функции распределения, обусловленная как нерезонансным, так и резонансным взаимодействиями ультразвука с фононами среды. Выражение для $g_{\mathbf{q}}(x, t)$ содержится в работе [1], значение $\varepsilon_{\mathbf{q}}$ определяется из формулы (3).

В случае захваченных потенциальным рельефом звуковой волны тепловых фононов среды при $|\partial u_y/\partial x| \ll 1$ в [1] были получены выражения для $g^+_{\mathbf{q}}$ и $g^-_{\mathbf{q}}$, отвечающих различным направлениям продольного импульса тепловых фононов среды. Оказывается, что для рассматриваемого случая справедливо равенство $g^+_{\mathbf{q}} = -g^-_{\mathbf{q}}$, откуда получаем

$$\sum_{\mathbf{q}} \varepsilon_{\mathbf{q}} g_{\mathbf{q}} \equiv 0. \tag{10}$$

Таким образом,

$$E = \sum_{\mathbf{q}} \varepsilon_{\mathbf{q}} n^0_{\mathbf{q}} (\varepsilon_{\mathbf{q}}). \tag{11}$$

Усредняя (11) по периоду волны, будем иметь

$$\overline{\{E\}} = \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} n^0_{\mathbf{q}} (\omega_{\mathbf{q}}) + O\left[\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}\right)^2\right], \tag{12}$$

где $O[(\partial u_y/\partial x)^2]$ — малая величина порядка $(\partial u_y/\partial x)^2$ и ее можно отбросить, поскольку в (3) учитывались малые величины не выше первого порядка по $(\partial u_y/\partial x)$. Тогда для $\overline{\{E\}}$ получаем

$$\overline{\{E\}} = E_{\text{равн.}}, \tag{13}$$

где $E_{\text{равн.}} = \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} n^0_{\mathbf{q}} (\omega_{\mathbf{q}})$ — равновесная внутренняя энергия кристалла в отсутствие возмущения.

Воспользуемся известной интерполяционной формулой Дебая (см., например, [8])

$$c_V = 3N\nu \left\{ D\left(\frac{\Theta}{T}\right) - \frac{\Theta}{T} D'\left(\frac{\Theta}{T}\right) \right\}, \tag{14}$$

где штрих означает дифференцирование по $z \equiv \Theta/T$. В (14) введены следующие обозначения:

$$D\left(\frac{\Theta}{T}\right) \equiv \frac{3}{\Theta^3} T^3 \int\limits_0^{\Theta/T} \frac{z^3 dz}{\exp(z) - 1}, \tag{15}$$

$$\Theta \equiv \hbar (\omega_q)_{\max} = \hbar \bar{v} \left(\frac{6\pi^2}{V} N\nu\right), \tag{16}$$

$(\omega_q)_{\max}$ — максимальная частота дебаевского теплового фонона,

$$(\bar{v})^3 \equiv \frac{3}{\dfrac{2}{(v_t)^3} + \dfrac{1}{(v_l)^3}}, \tag{17}$$

ν — число атомов в элементарной ячейке, N — число элементарных ячеек решетки в основном объеме V,

$$v_t = v_t^0 + \Delta v_t, \tag{18}$$

$$v_l = v_l^0 + \Delta v_l, \tag{19}$$

где Δv_t и Δv_l определяются из формул (4) и (6).

Из (14) видно, что при $T \gg \Theta$ (высокие температуры) имеем

$$c_V = 3N\nu. \tag{20}$$

При $T \ll \Theta$ (низкие температуры) нахсдим

$$c_V = \frac{2\pi^2}{5(\hbar\bar{v})^3} T^3 V. \tag{21}$$

Подставляя (17) в (21) с учетом (18) и (19) и удерживая члены не выше первого порядка малости по Δv_t и Δv_l, получаем

$$c_V = c_V^0 - 2c_V^0 \left(\frac{\bar{v}^0}{v_t^0}\right)^3 \frac{\Delta v_t}{v_t^0} - c_V^0 \left(\frac{\bar{v}^0}{v_l^0}\right)^3 \frac{\Delta v_l}{v_l^0}, \tag{22}$$

где

$$c_V^0 = \frac{2\pi^2}{5(\hbar\bar{v}^0)^3} T^3 V, \tag{23}$$

$$(\bar{v}^0)^3 \equiv \frac{3}{\dfrac{2}{(v_t^0)^3} + \dfrac{1}{(v_l^0)^3}}. \tag{24}$$

Через c_V^0 в (22) и (23) обозначена теплоемкость невозмущенного диэлектрика.

Таким образом, для $\dfrac{\Delta c_V}{c_V^0} \equiv \dfrac{c_V - c_V^0}{c_V^0}$ получаем

$$\frac{\Delta c_V}{c_V^0} = 2\left(\frac{\bar{v}^0}{v_t^0}\right)^3 \frac{\Delta v_t}{v_t^0} - \left(\frac{\bar{v}^0}{v_l^0}\right)^3 \frac{\Delta v_l}{v_l^0}, \tag{25}$$

где

$$\frac{\Delta v_t}{v_t} = \alpha + \beta W^{\frac{3}{4}}, \tag{26}$$

$$\frac{\Delta v_l}{v_l} = \gamma. \tag{27}$$

Здесь α и γ отрицательны, знак β зависит от формы внешнего звукового сигнала, α, β и γ не зависят от интенсивности звука W [4]. Выражения для α и γ задаются (4) и (5), а именно:

$$\alpha = -\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}} \lambda_{yx}^2}{2\rho (v_l^0)^2} T \frac{\partial n_{\mathbf{q}}^0 (\omega_{\mathbf{q}})}{\partial T}, \tag{28}$$

$$\gamma = -\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}} \lambda_{xx}^2}{2\rho (v_l^0)^2} T \frac{\partial n_{\mathbf{q}}^0 (\omega_{\mathbf{q}})}{\partial T}. \tag{29}$$

Выражение для β содержится в работе [4]:

$$\beta = -\frac{B}{\omega} \int \frac{d^2q_\perp}{(2\pi)^3} \frac{\hbar}{\omega_{\mathbf{q}} \tau_\phi} \left\{ \frac{q_\perp \omega_{\mathbf{q}} \lambda_{yx}}{v_l^0 \left[1 - \left(\frac{v_t^0}{v_l^0} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \right\}^{\frac{3}{2}} \frac{T \frac{\partial n_{\mathbf{q}}^0 (\omega_{\mathbf{q}})}{\partial T} 2^{\frac{3}{4}} 64}{9 \pi \rho (v_l^0)^{\frac{3}{2}}}, \tag{30}$$

где $q_\perp$ — модуль импульса теплового фонона среды, перпендикулярного направлению распространения звука, B — численный коэффициент, величина и знак которого зависят только от вида внешнего звукового сигнала.

Через W обозначена интенсивность поперечной звуковой волны:

$$W \equiv \rho (v_t^0)^2 \overline{\left\{ \frac{\partial u_y}{\partial x} \right\}^2}. \tag{31}$$

Итак, для $\frac{\Delta c_V}{c_V^0}$ окончательно получаем

$$\frac{\Delta c_V}{c_V^0} = -\left[2 \left(\frac{\overline{v^0}}{v_l^0} \right)^3 \alpha + \left(\frac{\overline{v^0}}{v_l^0} \right)^3 \gamma \right] - 2 \left(\frac{\overline{v^0}}{v_l^0} \right)^3 \beta W^{\frac{3}{4}}, \tag{32}$$

где α, γ и β задаются формулами (28)—(30), а W—(31). В (32) член в квадратных скобках обусловлен нерезонансными фононами, член же, содержащий интенсивность W, обусловлен только фононами диэлектрика, находящимися в нелинейном резонансе со звуковой волной.

Таким образом, в зависимости от формы внешнего ультразвукового сигнала может наблюдаться уменьшение или увеличение теплоемкости c_V диэлектрика как функции от интенсивности W распространяющейся через диэлектрическую среду поперечной ультразвуковой волны.

Автор выражает глубокую благодарность проф. В. С. Сардаряну за постановку задачи и всестороннюю помощь при выполнении работы.

Армянский государственный
пединститут им. Х. Абовяна

Поступила 3.V.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Д. Каган*. ФТТ, 19, 39 (1977).
2. *Ю. В. Гуляев*. ФТТ, 12, 415 (1970).

3. *В. Д. Каган.* ФТТ, 16, 1776 (1974).
4. *В. С. Сардарян, Л. Г. Торикян.* ФТТ, 21, 3118 (1979).
5. *А. И. Ахиезер.* ЖЭТФ, 8, 1318 (1938).
6. *Л. Д. Ландау, Ю. Б. Румер.* Сборник трудов Л. Д. Ландау, Изд. Наука, М., 1969, т. 1, стр. 226.
7. *Дж. Такер, В. Рэмптон.* Гиперзвук в физике твердого тела, Изд. Мир, М., 1975, стр. 102.
8. *Л. Д. Ландау, В М. Лифшиц.* Статистическая физика, Изд. Наука, М., 1976, ч. 1, стр. 223.

ԿԱՐԳԱՎՈՐՎԱԾ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԻ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ, ՆՐԱ ՄԻՋՈՎ ԱՆՑՆՈՂ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ՈՒԼՏՐԱՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Գ. ԹՈՐԻԿՅԱՆ

Քննարկվում է կարգավորված դիէլեկտրիկի ջերմունակության կախվածությունը նրա միջով անցնող ինտենսիվ ուլտրաձայնային ալիքի ինտենսիվությունից։ Հաշված է դիէլեկտրիկի ջերմունակության ուղղումը, երբ դիէլեկտրիկի ռեզոնանսային ջերմային ֆոնոնները գրավված են ձայնային ալիքի պոտենցիալ ռելյեֆով։

ON THE THERMAL CAPACITY OF A REGULATED DIELECTRIC IN THE PRESENCE OF PASSING STRONG ULTRASONIC WAVES

L. G. TORIKYAN

The dependence of the thermal capacity of a regulated dielectric on the intensity of passing strong ultrasonic waves is discussed. Corrections to the dielectric thermal capacity for the resonance thermal phonons captured by the potential relief of sonic waves, were calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 338—345 (1979)

ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОРИЕНТАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА РАБОТУ СВЧ СВЕТОДАЛЬНОМЕРА

К. С. ГЮНАШЯН, О. А. УНАНЯН

Рассмотрена зависимость влияния остаточной интенсивности света от погрешности ориентации оптических элементов и режима питания модулятора СВЧ светодальномера. В выбранном режиме питания модулятора света рассчитаны допуски на ориентацию оптических элементов, при которых влияние величины остаточной интенсивности света на точность измерения светодальномера несущественно.

Каждый элемент оптического тракта СВЧ светодальномера (кристаллический модулятор — демодулятор света, анализатор — фазовая пластинка) практически может быть ориентирован с некоторой ошибкой. В СВЧ светодальномерах точность определения фазы при работе компенсационным методом экстремума существенно зависит также от величины остаточной интенсивности света, возникающей из-за ошибок ориентации оптических элементов [1, 2]. Поэтому особенно в СВЧ светодальномерах должны быть изучены источники остаточной интенсивности света с тем, чтобы уменьшить их влияние на точность измерения светодальномера, работающего компенсационным методом экстремума. Экспериментальное исследование зависимости остаточного светового потока ΔI от ошибок ориентации элементов оптической схемы СВЧ дальномера затруднено многопараметрической зависимостью ΔI от углов ориентации. Для того, чтобы проанализировать эти зависимости, необходимо дать полное теоретическое описание работы оптических схем и выяснить, какие параметры и в какой степени влияют на ΔI.

Схема расположения и ориентация оптических элементов указанного светодальномера относительно координатных осей x и y приведены на рис. 1. Для определения на выходе этой системы относительной величины остаточной интенсивности света, вызванной ошибками ориентации: α_1 — модулятора, α_2 — демодулятора, γ — фазовой пластинки и β — анализатора, применяется матричный метод Джонса [3].

Матрица фазосдвигающего элемента (модулятора на кристалле KDP) с ориентацией, указанной на рис. 1, при малости угла α_1 записывается в виде

$$K_1(\alpha_1) \cong K_1(0) + \alpha_1 K_1'(0) = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\Gamma_1}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Gamma_1}{2}} \end{bmatrix} + \alpha_1 \begin{bmatrix} 0 & 2i\sin\frac{\Gamma_1}{2} \\ 2i\sin\frac{\Gamma_1}{2} & 0 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Аналогичным образом для фазовой пластинки (демодулятора на кристалле KDP), повернутой вокруг оптической оси z на 90°, имеем.

$$K_2\left(\frac{\pi}{2}+\alpha_2\right)\cong K_2\left(\frac{\pi}{2}\right)+\alpha_2 K_2'\left(\frac{\pi}{2}\right)=\begin{bmatrix} e^{i\frac{\Gamma_2}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Gamma_2}{2}} \end{bmatrix}+\alpha_2\begin{bmatrix} 0 & 2i\sin\frac{\Gamma_2}{2} \\ 2i\sin\frac{\Gamma_2}{2} & 0 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2) Γ_1 и Γ_2 — сдвиги фаз света в модуляторе и демодуляторе света при приложении напряжения на кристаллы, $K_1(0)$ — матрица элемента при безошибочной ориентации, $K'_1(0)$ — производная матрицы $K_1(0)$.

Если кристалл демодулятора не повернут на 90°, но разделен от кристалла модулятора, то матрица этого элемента будет иметь вид матрицы $K_1(0)$ с заменой в ней Γ_1 на Γ_2 и α_1 на α_2.

Матрица четвертьволновой пластинки при малых ошибках ориентации γ с учетом того, что через пластинку с $\lambda/4$ свет проходит два раза подряд, записывается в виде

$$p^2\left(\frac{\pi}{4}+\gamma\right)\cong p^2\left(\frac{\pi}{4}\right)+(p')^2\gamma\left(\frac{\pi}{4}\right)=i\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}+i\gamma\begin{bmatrix} -2 & 0 \\ 0 & 2 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Матрица анализатора при малых ошибках ориентации β следующая:

$$A\left(\frac{\pi}{4}+\beta\right)\cong A\left(\frac{\pi}{4}\right)+A'\beta\left(\frac{\pi}{4}\right)=\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}+\beta\begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Матрица всей системы (рис. 1) записывается в следующей последовательности:

$$M=A\left(\frac{\pi}{4}+\beta\right)\cdot K_2\left(\frac{\pi}{2}+\alpha_2\right)\cdot p^2\left(\frac{\pi}{4}+\gamma\right)\cdot K_1(\alpha_1). \quad (5)$$

После прохождения света, поляризованного под углом 45°, с интенсивностью I_0 через систему (рис. 1) составляющие поля E_x и E_y светового потока с точностью до величины второго порядка малости определяются выражением

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}=M\begin{bmatrix} \sqrt{I_0/2} \\ -\sqrt{I_0/2} \end{bmatrix}=\frac{\sqrt{I_0}}{2}\left\{\sin\frac{\Gamma_2-\Gamma_1}{2}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}-2i\alpha_1\sin\frac{\Gamma_1}{2}\sin\frac{\Gamma_2}{2}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}+\right. \quad (6)$$

$$\left.+2i\alpha_2\sin\frac{\Gamma_2}{2}\sin\frac{\Gamma_1}{2}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}+i\beta\begin{bmatrix} e^{i\frac{\Gamma_2-\Gamma_1}{2}} \\ e^{-i\frac{\Gamma_2-\Gamma_1}{2}} \end{bmatrix}-2i\gamma\cos\frac{\Gamma_2-\Gamma_1}{2}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}\right\},$$

а интенсивность света на выходе системы определяется как абсолютное значение суммы квадратов E_x и E_y, $I=|E_x^2+E_y^2|$.

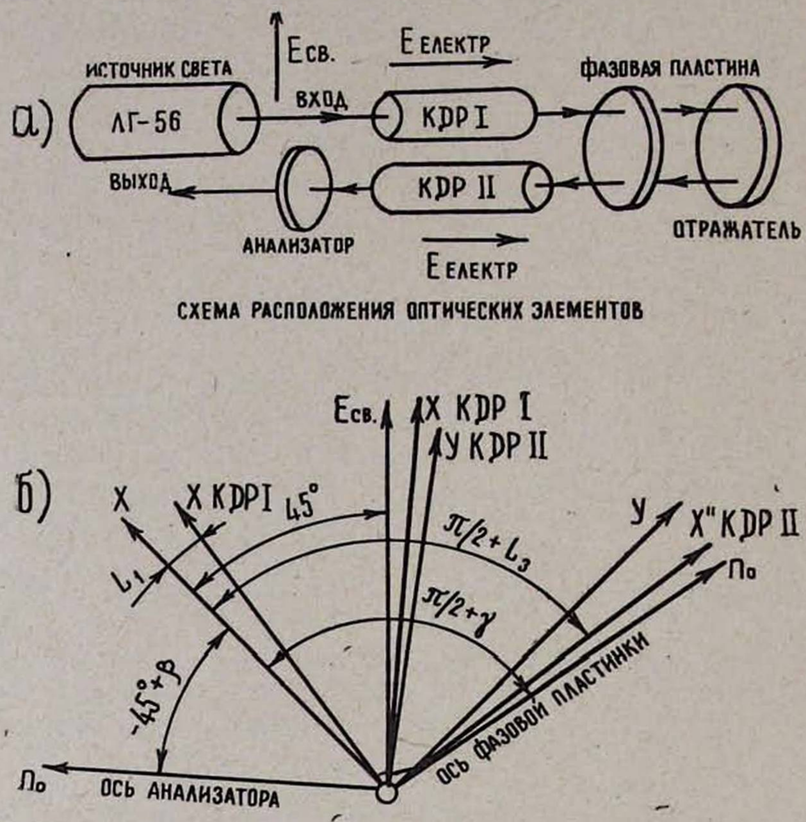
Опуская промежуточные выкладки, для остаточной интенсивности света в положении минимума, когда $\Gamma_1=\Gamma_2=\Gamma$, получаем

$$\Delta I_1/I_0=\beta^2+4(\alpha_1+\alpha_2)^2\sin^4\frac{\Gamma}{2}+4\gamma^2\cos^2\Gamma+8\gamma(\alpha_1+\alpha_2)\times$$

$$\times\cos\Gamma-4(\alpha_1+\alpha_2)\beta\sin^2\frac{\Gamma}{2}-4\beta\gamma\cos\Gamma. \quad (7)$$

Полученное выражение для системы, приведенной на рис. 1, является общим решением, из которого следует ряд выводов.

1) На выходе оптической системы с фазовой пластинкой, установленной после модулятора света, ошибка ориентации модулятора—демодулятора света приводит к появлению остаточного света только при приложении напряжения на кристаллы.



ОРИЕНТАЦИЯ ОСЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОТНОСИТЕЛЬНО КОРДИНАТНЫХ ОСЕЙ X, Y;

Рис. 1.

2) При отсутствии напряжения на кристаллах ошибка ориентации фазовой пластинки больше влияет на остаточный свет, чем ошибка установки анализатора.

3) Если в системе имеется фазовая пластинка, ориентированная безошибочно ($\gamma = 0$), то

$$\Delta I_2/I_0 = \beta^2 + 4(\alpha_1 + \alpha_2)^2 \sin^4 \frac{\Gamma}{2} - 4(\alpha_1 + \alpha_2)\beta \sin^2 \frac{\Gamma}{2}. \quad (8)$$

Остаточный свет зависит от ошибки ориентации модулятора — демодулятора света только при наличии напряжения на кристаллах. Использование одного кристалла для модуляции — демодуляции света в этом случае не приводит к уменьшению остаточного света.

4) В системе не имеется фазовой пластинки — это равносильно рассмотренной системе, в которой фазовая пластинка ориентирована безошибочно и один из кристаллов повернут вокруг оси z на $\frac{\pi}{2} - \alpha$. Следовательно, подставляя в выражение (7) вместо α величину $(-\alpha)$, получим решение для системы без фазовой пластинки:

$$\Delta I_3/I_0 = \beta^2 + 4(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \sin^4 \frac{\Gamma}{2} + 4\beta(\alpha_1 - \alpha_2) \sin^2 \frac{\Gamma}{2}, \tag{9}$$

из которого следует, что при применении одного кристалла для модуляции — демодуляции света ($\alpha_1 = \alpha_2$) исключается влияние ошибки ориентации кристалла на остаточный свет даже при наличии напряжения на нем.

В случае разделения кристаллов модулятора — демодулятора света остаточный свет зависит от разностной ошибки ориентации кристаллов при наличии напряжения на них.

Чтобы определить зависимость остаточной интенсивности света от режима работы модулятора — демодулятора света, рассмотрим интегральное значение выражения (7) за период частоты модуляции. Для системы с фазовой пластинкой при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ и $\frac{\Delta I_1}{I_0} = F_1$ имеем

$$F_1 = \beta^2 + 8\alpha^2 \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{4} J_0(2K) - J_0(K)\right] + 2\gamma^2[1 + J_0(2K)] -$$

$$-4\beta\gamma J_0(K) + 8\alpha\beta\left[J_0(K) - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} J_0(K)\right] - 4\alpha\beta[1 - J_0(K)], \tag{10}$$

а для системы без фазовой пластинки при $\alpha_1 = -\alpha_2$ и $\frac{\Delta I_3}{I_0} = F_2$ получаем

$$F_2 = \beta^2 + 2\alpha^2 \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{4} J_0(2K) - J_0(K)\right] + 2\alpha\beta[1 - J_0(K)], \tag{11}$$

где $J_n(K)$ — функция Бесселя первого рода n-го порядка, $K = \pi \frac{U}{U_\pi}$, U и U_π — соответственно питающее и полуволновое напряжения на кристаллах.

Из этих выражений можно сделать следующие заключения.

1. Если модулятор света и фазовая пластинка ориентированы относительно поляризации луча лазера с одинаковыми ошибками, то остаточный свет не зависит от режима питания модулятора света и определяется формулой $F_1 = (\beta - 2\gamma)^2$. Полагая $\beta = \gamma$, получаем, что при ориентации всей системы относительно луча лазера с некоторой ошибкой $\beta (\beta = \gamma = \alpha)$ остаточный свет определяется только величиной ошибки, $F_1 = \beta^2$.

2. При отсутствии в системе ошибки ориентации анализатора ($\beta = 0$) остаточный свет зависит от ориентации фазовой пластинки. Из условия

определения экстремума функции (10) $\partial F_1/\partial K = 0$ получаем уравнение вида

$$J_1(2K)(\alpha - \gamma) = J_1(K)(2\alpha - \beta),$$

из которого следует, что для ряда значений α, β и γ, удовлетворяющих условию $(2\alpha - \beta)/(\alpha - \gamma) = 1$, имеют место минимумы остаточного света при напряжениях на кристаллах, удовлетворяющих $U = 0{,}39\,U_\pi$, и максимумы при напряжениях $U = 1{,}16\,U_\pi$.

Кривые 1—3 на рис. 2, построенные для указанных случаев ($\alpha = 0$; $\beta = \gamma$; $\alpha = \beta$; $\gamma = 0$), показывают, что увеличение ошибок ориентаций элементов в n раз приводит к увеличению остаточного света в n^2 раз. В случаях $\alpha = -\beta$ и $\beta = 0$ остаточный свет по сравнению с соответствующими случаями кривых 1—3 увеличивается в 4 раза.

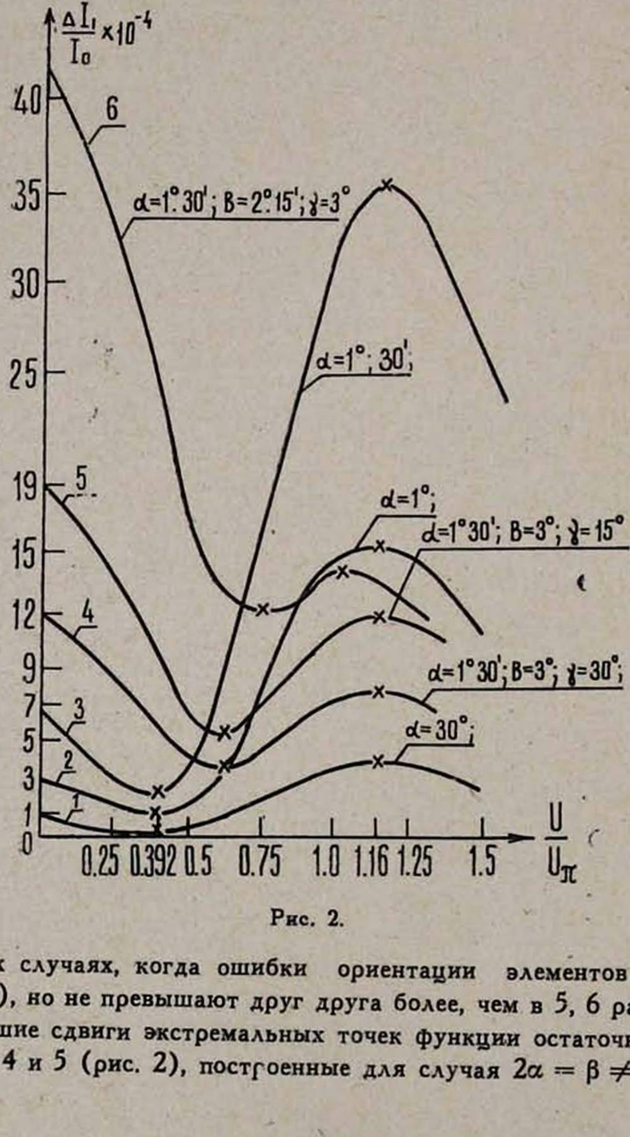


Рис. 2.

3. В тех случаях, когда ошибки ориентации элементов различны ($\alpha \neq \beta \neq \gamma$), но не превышают друг друга более, чем в 5, 6 раз, происходят наибольшие сдвиги экстремальных точек функции остаточного света.

Кривые 4 и 5 (рис. 2), построенные для случая $2\alpha = \beta \neq \gamma$ и имеющие экстремальные точки при напряжениях на кристаллах $U = 0{,}61\ U_\pi$ и $U = 1{,}116\ U_\pi$, показывают, что изменение ориентаций фазовой пластинки не сдвигает положения этих точек, которые были определены из условия $J_1(2K) = 0$.

4. В выбранном режиме $J_1(2K) = 0$ питания модулятора света изменением ориентации фазовой пластинки (при фиксированной ориентации модулятора и анализатора) можно добиться минимума остаточного света. Это следует из сопоставления кривых 4, 5 и 6, приведенных на рис. 2.

5. При работе без фазовой пластинки остаточный свет в зависимости от режима питания также имеет экстремальные значения, которые определяются из условий

$$\partial F_2/\partial K = 0, \; J_1(2K)\alpha = 2(\alpha + \beta) J_1(k).$$

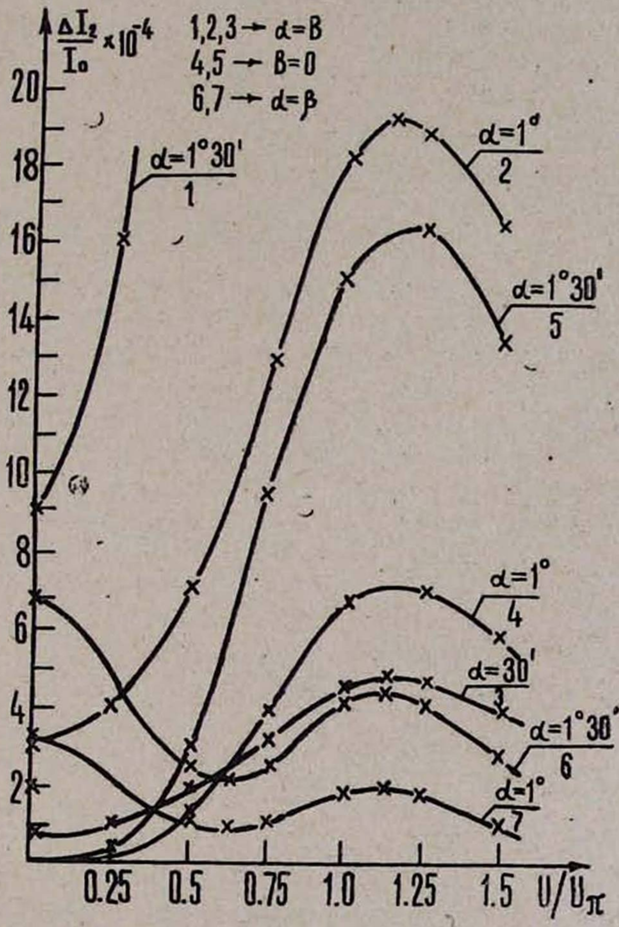


Рис. 3.

В данном случае величина остаточного света существенно зависит от знака ошибки ориентации анализатора относительно разностной ошибки ориентации кристаллов модулятора — демодулятора света. Если $\beta \geqslant 0$, то увеличение напряжения на кристаллах приводит к увеличению остаточного света. Кривые 1—5, построенные при $\beta = 0$ и $\beta = \alpha$ (рис. 3), имеют экстремумы, когда $U=(1\div 1{,}16)U_\pi$. В случае $\beta<0$ (кривые 6 и 7 рис. 3) остаточный свет с увеличением напряжения уменьшается, достигая минимума при $U=(0{,}4\div 0{,}6)U_\pi$, затем увеличивается, достигая максимума, когда $U=(1\div 1{,}16)U_\pi$.

Таким образом, при работе компенсационным методом экстремума с применением фазовой пластинки на $\lambda/4$ или без пластинки остаточный свет в реальных системах минимален при напряжениях на кристаллах, удовлетворяющих $U=(0{,}4\div 0{,}6)U_\pi$.

Указанный режим для компенсационного метода экстремума можно считать оптимальным, так как дальнейшее увеличение напряжения на кристаллах не приводит к заметным повышениям точности фазовых измерений. Поэтому допуски погрешностей ориентации оптических элементов целесообразно определять для режима $U=0{,}5\,U_\pi$.

Подставляя в выражения (10) и (11) $K=0{,}5\,\pi$, получаем

$$F_1=\beta^2+1{,}7\,\alpha^2+1{,}4\,\gamma^2-\alpha\gamma-2{,}1\,\alpha\beta-1{,}9\,\beta\gamma, \tag{12}$$

$$F_2=\beta^2+0{,}43\,\alpha^2+1{,}1\,\alpha\beta. \tag{13}$$

Из этих выражений видно, что ошибка ориентации модулятора с применением фазовой пластинки примерно в 4 раза сильнее влияет на остаточный свет, чем такая же ориентация модулятора без пластинки. Кроме того, величина остаточного света на выходе системы при работе с фазовой пластинкой примерно в 2 раза больше, чем в случае без пластинки.

Для определения допусков на погрешности ориентации элементов в выражениях (12) и (13) величины остаточных интенсивностей берутся ниже порога срабатывания фотоприемника; они были определены экспериментально для светодальномера ДВСД-1200 [4] и составляют $F_1=F_2=1{,}2\cdot 10^{-5}$. Полагая в выражении (12) $\alpha\simeq\beta\simeq\gamma$, получаем, что погрешности ориентации элементов не должны быть больше, чем $0{,}2^\circ$, а из (13) при условии $\alpha=-\beta$ получаем $0{,}3^\circ$.

Эти требования достаточно высокие, и поэтому все элементы в СВЧ светодальномере должны иметь плавные юстировочные узлы, а процесс юстировки необходимо выполнять в положении минимума демодулированного луча с оценкой величины остаточного света.

Ереванский политехнический
институт

Поступила 12.IV.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. А. Мовсесян, Л. Е. Чирков.* Межвузовский сборник научных трудов ЕрПИ, Строительство и архитектура, сер. XII, вып. 1, стр. 49 (1974).
2. Методы и приборы высокоточных геодезических измерений в строительстве, под ред. В. Д. Большакова, Изд. Недра, М., 1976, стр. 128.
3. *У. Шерклифф.* Поляризованный свет, Изд. Мир, М., 1965.
4. *К. С. Гюнашян* и др. Межвузовский сборник научных трудов ЕрПИ, Строительство и архитектура, сер. XII, вып. 2, стр. 304 (1976).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ՕՐԻԵՆՏԱՑԻԱՆԵՐԻ ՇԵՂՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԳԲՀ ԼՈՒՅՍԱՀԵՌԱՉԱՓԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՎՐԱ

Կ. Ս. ԳՅՈՒՆԱՇՅԱՆ, Հ. Ա. ՀՈՒՆԱՆՅԱՆ

Դիտարկված է մնացորդային լույսի ինտենսիվության կախվածությունը ԳԲՀ լույսահեռաչափի օպտիկական էլեմենտների կողմնորոշումից և մոդուլյատորի սնման ռեժիմից։ Լույսի մոդուլյատորի համար ընտրված սնման ռեժիմում որոշված են օպտիկական էլեմենտների օրիենտացիաների շեղման սահմանները, որոնց տիրույթում մնացորդային լույսի ինտենսիվության ազդեցությունը լույսահեռաչափի չափման ճշտության վրա էական չէ։

THE INFLUENCE OF THE ORIENTATION ERRORS OF OPTICAL ELEMENTS ON THE PERFORMANCE OF SHF LIGHT-RANGE FINDER

K. S. GUNASHYAN, O. A. UNANYAN

The dependence of the residual light intensity on the orientation errors of optical elements and the supply conditions of a SHF modulator in the light-range finder is examined. For chosen conditions of the light modulator supply the deviation limits on the orientation of optical elements are defined at which the influence of the residual light intensity on the accuracy of light-range finder measurements is not essential.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 346—349 (1979)

ПРОСТОЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОРРЕЛОМЕТР

В. М. ДЖУЛАКЯН

Описан простой и недорогой оптический коррелометр, существенно сокращающий время обработки пары изображений и в силу этого рекомендуемый при обработке большого экспериментального материала. Приведены результаты его сравнительного с голографическим методом испытания.

Введение

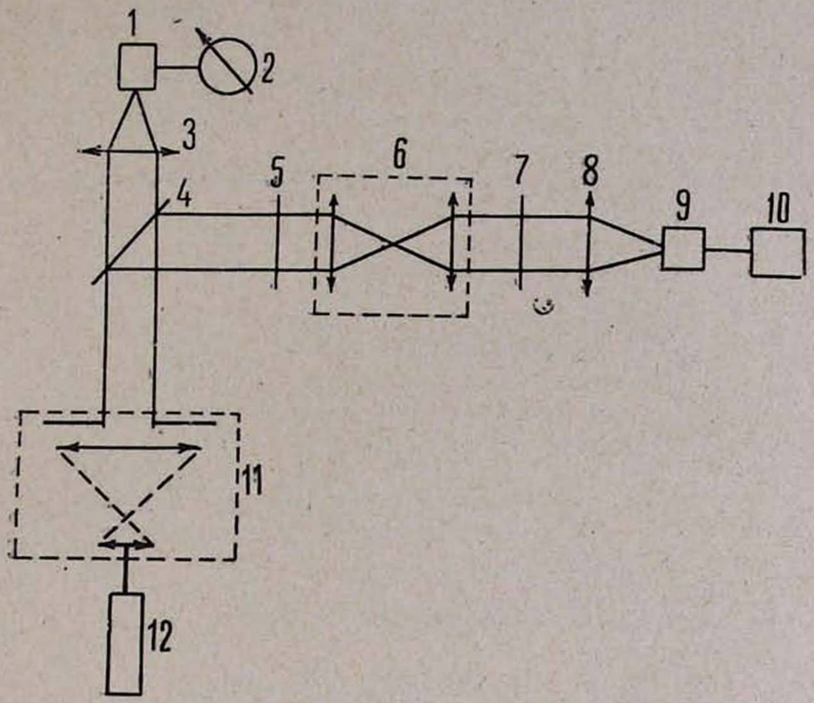
Корреляционная обработка двумерных изображений применяется в самых различных областях науки и техники. Наряду с трудоемкими цифровыми методами их обработки все шире применяются оптические методы. Так, двумерная взаимокорреляционная функция пары изображений может быть получена на голографическом столе, где сопоставляется фурье-спектр одного из изображений с фурье-голографическим фильтром другого изображения. Однако такая установка чувствительна ко всякого рода фазовым шумам, и весь процесс требует больших временных затрат. Для уменьшения влияния шумов необходимо использовать иммерсионные жидкости, что приемлемо лишь при небольшом количестве обрабатываемого материала.

Поскольку перед нами стояла задача исследования продольной корреляции лазерного луча, возникла необходимость оценки коррелированности изображений светового пучка, полученных в различных сечениях его. Это требовало обработки множества изображений. Поэтому была разработана установка, позволяющая существенно сократить время обработки, с привлечением широко доступных оптических элементов.

Описание установки и методика измерения

Действие установки, изображенной на рисунке, известно (см., например, [1—4]) и сводится к следующему. Лазерный пучок после пространственной фильтрации и аподизации в очистителе 11 коллимируется с достаточно равномерной по сечению интенсивностью. Детектором 1 совместно с линзой 3 и гальванометром 2 осуществляется контроль мощности. Далее пучок последовательно освещает транспаранты 5 и 7 с амплитудными характеристиками пропускания соответственно $I_1(x;\ y)$ и $I_2(x;\ y)$. Корректор 6 осуществляет коррекцию масштаба транспарантов 5 и 7, если это необходимо.

Обработка осуществляется по следующей схеме. Имеются пары изображений (негативов), соответствующих двум сечениям лазерного пучка вдоль трассы распространения. Для каждого из негативов изготовляются по два позитива. Затем оценивается корреляция между парой позитивов, относящихся к разным негативам, а также корреляция между парой позитивов, соответствующих одному и тому же негативу. Последняя операция служит для нормирования корреляционной функции.



Простой оптический коррелометр: 1, 9 — детекторы ФД-3, ФЭУ-79; 2 — гальванометр М-95; 3, 8 — интегрирующие линзы с фокусным расстоянием $F = 12{,}5$ *см;* 4 — полупрозрачное зеркало; 5, 7 — транспаранты; 6 — корректор масштаба, состоит из двух линз с фокусным расстоянием 12,5 *см;* 10 — регистрирующее устройство В 7—16; 11 — очиститель с диафрагмой, равной 25 *мкм;* 12 — *He-Ne*-лазер ЛГ-38.

Пусть на выходе j-го транспаранта (позитива) после детектора имеем сигнал

$$i = DAI_0 \iint_S I(x;\, y)\, dx\, dy, \tag{1}$$

где D характеризует преобразование излучения в электрический сигнал, A учитывает особенности пленки, S — площадь поперечного сечения пучка. Тогда после умножения характеристик транспарантов и интегрирования линзой 8 для среднего значения смешанного момента получаем

$$\frac{1}{S}\iint_S I_1(x;\, y)\, I_2(x;\, y)\, dx dy = \overline{I_1(x;\, y)\, I_2(x;\, y)}^{\,S} = \frac{i_{12}}{DA_1A_2SI_0}. \tag{2}$$

Транспарант 5 может перемещаться и поворачиваться в плоскости сечения пучка с целью поиска максимального значения смешанного момента.

Располагая двумя копиями одного и того же транспаранта, находим

$$\frac{1}{S}\iint\limits_S I_1(x;y)\,I_1(x;y)\,dxdy = \overline{I_{11}^2(x;y)}^S = \frac{i_{11}}{DA_1^2\,SI_0}, \tag{3}$$

$$\frac{1}{S}\iint\limits_S I_2(x;y)\,I_2(x;y)\,dxdy = \overline{I_{22}^2(x;y)}^S = \frac{i_{22}}{DA_2^2\,SI_0}. \tag{4}$$

Кроме того, помещая лишь один транспарант, будем иметь

$$\frac{1}{S}\iint\limits_S I_1(x;y)\,dxdy = \overline{I_1(x;y)}^S = \frac{i_1}{DA_1SI_0}, \tag{5}$$

$$\frac{1}{S}\iint I_2(x;y)\,dxdy = \overline{I_2(x;y)}^S = \frac{i_2}{DA_2SI_0}. \tag{6}$$

Запишем нормированную корреляционную функцию траспарантов $I_1(x;y)$ и $I_2(x;y)$ в виде

$$K_{12} = \frac{\overline{I_1(x;y)\,I_2(x;y)} - \overline{I_1(x;y)}\cdot\overline{I_2(x;y)}}{\sqrt{[\overline{I_{11}^2(x;y)} - \overline{I_1(x;y)}^2][\overline{I_{22}^2(x;y)} - \overline{I_2(x;y)}^2]}}$$

или, переходя к принятым выше обозначениям,

$$K_{12} = \frac{i_{12}i_0 - i_1i_2}{\sqrt{(i_{11}\,i_0 - i_1^2)(i_{22}\,i_0 - i_2^2)}}, \tag{7}$$

где $i_0 = DSI_0$.

Результаты испытаний

Собранная установка проверялась на нескольких парах изображений сечений лазерного пучка, прошедшего турбулентную атмосферу, предварительно обработанных на голографическом столе [5].

В таблице приведены результаты обработки, полученные обоими способами для одних и тех же пар изображений (Δx означает расстояние в

Таблица

Значения K_{12}

Метод обработки	Δx, *м*			Некоррел. пара
	5	50	150	
Голографический	1	0,8±0,1	0,65±0,1	0,25÷0,35 без иммерс. среды
На предлагаемой установке	1±0,05	0,85±0,05	0,7±0,06	0,1÷0,2

метрах между сфотографированными сечениями пучка). В последнем столбце в качестве некоррелированной пары взяты изображения, полученные в различные моменты времени. Ненулевая корреляция, в основном, объясняется пространственной ограниченностью пучка. Оценка погрешностей получена из статистической выборки проделанных измерений.

Как видно из сравнения, предлагаемое недорогое и простое устройство обеспечивает достаточную точность и может быть рекомендовано при обработке большого материала.

Автор выражает глубокую признательность Р. А. Казаряну и А. С. Гурвичу за ценные обсуждения.

Институт физических
исследований АН АрмССР

Поступила 7.VI.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дж. Строук.* Введение в когерентную оптику и голографию, Изд. Мир, М., 1967.
2. *Л. М. Сороко.* Основы голографии и когерентной оптики, Изд. Наука, М., 1971.
3. *J. T. Tippett et al.* Optical and Electro-optical Information Processes, Mass. Inst. of Technology Press, 1965.
4. *В. А. Зверев, Е. Ф. Орлов.* Оптические анализаторы, Изд. Советское радио, М., 1971.
5. *А. С. Гурвич, В. М. Джулакян, Р. А. Казарян.* Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере, Томск, 1977, стр. 34.

ՊԱՐԶ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿՈՐԵԼՈՄԵՏՐ

Վ. Մ. ՋՈՒԼՀԱԿՅԱՆ

Նկարագրված է մատչելի օպտիկական մասերից պատրաստված՝ բավականին պարզ կոռելոմետր։ Ի տարբերություն հոլոգրաֆիկ եղանակի, այստեղ երկու պատկերների կոռելյացիան ստանալու համար պահանջվում է զգալիորեն ավելի կարճ ժամանակ, որը հնարավոր է դարձնում մշակել մեծ ծավալի փորձնական նյութ անհրաժեշտ ճշտությամբ։ Բերված են սարքի փորձարկման արդյունքները։

SIMPLE OPTICAL CORRELOMETER

V. M. DZHULAKYAN

A simple inexpensive optical correlometer, which essentially reduces the treatment time of a pair of images, and thus is recommended for the handling of large experimental material is described. The results of its comparison with holographic method are given.

ИЗМЕРЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СПЕКТРА АДРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ ПИОНОВ В НЕЙ НА ВЫСОТЕ 2 *км* НАД УРОВНЕМ МОРЯ

Д. Т. ВАРДУМЯН, Г. А. МАРИКЯН, К. А. МАТЕВОСЯН

С помощью магнитно-искрового спектрометра измерен импульсный спектр адронной компоненты космических лучей и определена доля пионов в ней. Для показателя интегрального спектра импульсов в области 70÷350 *Гэв/с* получено значение $\gamma = 1{,}6 \pm 0{,}2$, а для отношения числа заряженных пионов к числу протонов получена величина $1{,}50\,{}^{+0{,}20}_{-0{,}25}$.

Определение доли пионов в адронной компоненте позволяет получить информацию о неупругих взаимодействиях частиц сверхвысоких энергий с ядрами атомов воздуха. Для этого применяется метод определения количества нейтронов в потоке адронов, на основании чего, в предположении об определенном отношении числа нейтронов и протонов, находится доля пионов в данном энергетическом интервале. При этом выделение адронов и измерение их энергии осуществляется с помощью калориметра.

Полученные такой методикой результаты имеют большой разброс [1]. Отличающиеся от этих результаты были получены на основе прямого метода — измерения ионизующей способности частиц адронной компоненты со средней энергией 160 *Гэв* [2].

Следовательно, возникла необходимость в определении доли пионов другим, непосредственным методом. Одним из таких методов является метод магнитного спектрометра, поэтому, используя опыт создания высокоэффективных широкозазорных искровых камер [3], была построена установка (рис. 1), содержащая магнитно-искровой спектрометр и телескоп сцинтилляционных счетчиков [4].

Спектрометр содержит электромагнит с зазором $214 \times 60 \times 30$ *см*^{3} и две искровые камеры с размерами $80 \times 40 \times 39$ *см*^{3}, расположенные одна над зазором, а другая под зазором магнита на расстоянии 303 *см* друг от друга. Геометрический фактор установки определяется размерами зазора магнита и равен 70 *см*^{2}*стерад*.

Телескоп сцинтилляционных счетчиков состоит из трех рядов, включенных в схему совпадений, и служит для выделения частиц адронной компоненты с энергией выше порогового значения.

Ряд C_1 расположен над верхней искровой камерой, а ряды C_2 и C_3 — под нижней камерой: C_2 — под поглотителем, состоящим из свинца 65 *г/см*^{2} и железа 185 *г/см*^{2}, а C_3 — 65 *г/см*^{2} и 350 *г/см*^{2} соответственно. Вещество над C_3 составляет 38 единиц радиационного пробега и обеспечивает исключение из регистрации практически всех электронов с энергией до 1000 *Гэв*.

Ряд C_1 выделяет импульс при прохождении через него одной или нескольких релятивистских частиц, C_2 — при прохождении ливня с числом частиц $\geqslant 10$, а C_3 — при прохождении ливня, число частиц в котором подбиралось, исходя из величины энергетического порога регистрируемых частиц. Этот порог устанавливался на основании измерений импульса частиц с помощью спектрометра и составлял ~ 20 *Гэв*. Это означает, что регистрировались те события, когда частица с энергией > 20 *Гэв* проходила через C_1 и претерпевала неупругое взаимодействие в веществе над C_2, а генерированный ядерно-электронный ливень достигал до C_2 и C_3.

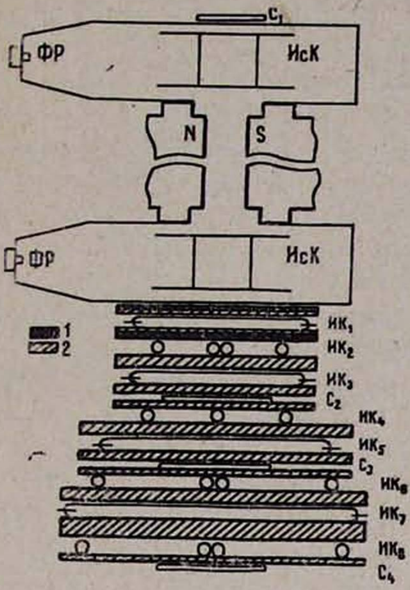


Рис. 1.

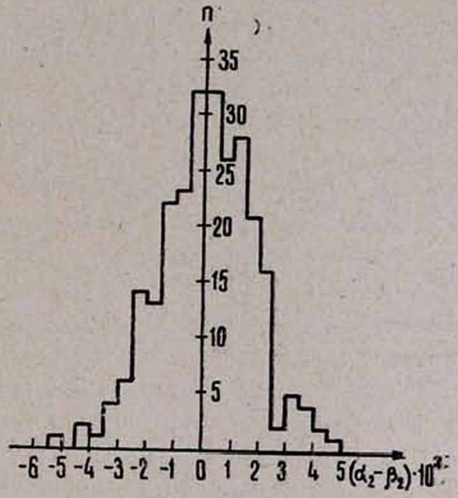


Рис. 2.

Рис. 1. Схематическое изображение установки: *ИсК* — искровые камеры; C_1, C_2, C_3, C_4 — сцинтилляционные счетчики; *ФР* — фоторегистраторы; N, S — полюса электромагнита; $ИК_1$ — $ИК_8$ — ионизационные камеры; 1 — свинец; 2 — железо.

Рис. 2. Распределение разности вторых проекций углов входа и выхода частицы в магнитное поле.

Известно, что в плотном веществе длина каскадов от пионов и протонов различна. Оценочные расчеты показывают, что из-за этого на 2—3% различаются также эффективности регистрации пионов и протонов. Это было учтено при определении величины методических ошибок измерений.

Величина импульса частицы определялась на основе измерения (с помощью искровых камер) углов входа (α_1) и выхода (β_1) частицы в магнитное поле [4, 5].

Применяемая фоторегистрирующая система [5] позволяла идентифицировать треки в верхней и нижней камерах, принадлежащие одной и той же частице, и определять по две проекции углов входа и выхода частицы в магнитное поле: первые — в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю (α_1 и β_1), вторые — в параллельной плоскости (α_2 и β_2)

Максимальное значение измеряемых импульсов было определено на основании распределения (рис. 2) разности вторых проекций углов входа и выхода ($\alpha_2 - \beta_2$).

В условиях нашего опыта отклонения частицы в плоскости, параллельной магнитному полю, незначительны, поэтому наблюдаемая разность вторых проекций углов входа и выхода можно, в основном, отнести за счет погрешностей измерений этих углов.

Методика определения разности α_1 и β_1 идентична определению ее для вторых проекций углов входа и выхода. Следовательно, на основании распределения на рис. 2 можно определить среднеквадратичное значение ошибок разности α_1 и β_1. Оно оказалось $1{,}58 \cdot 10^{-3}$ *рад* для частиц с импульсом > 50 *Гэв/с*.

С учетом этих ошибок и погрешностей, связанных с определением эффективного значения магнитного поля $H_{эф} = 7500 \pm 300$ *э*, получаем, что максимальное значение измеряемых импульсов составляет 410 ± 100 *Гэв/с*.

В статистику для определения импульсного спектра адронной компоненты включены все случаи регистрации частиц, для которых имелась возможность идентифицировать треки в камерах и определить величину импульса. Среди них в интервале $50 \div 400$ *Гэв/с*, в основном, оказались одиночные (на площади 0,4 *м*^{2}) частицы и только 20% сопровождались ливнями с плотностью < 30 *м*$^{-2}$ в объеме камеры.

Распределение числа частиц по интервалам импульсов представлено в таблице, где во второй графе приведены числа, полученные без учета поправок на эффективность регистрации частиц установкой, а в последней— с учетом поправок. Эти поправки связаны с тем, что сцинтилляционная система отбора событий имеет различную эффективность в различных интервалах энергии адронов. Величина этой эффективности была определена на основании распределения числа частиц ядерно-электронного ливня по глубине вещества [6].

Таблица

Интервал импульсов *Гэв/с*	Количество адронов	
	зарегистрированных	с учетом поправок на эффективность
50—70	117	177
70—96	131	187
90—132	100	133
132—184	73	90
184—254	34	39
254—350	22	24
>350	43	43

Рассмотрение экспериментальных данных показывает, что распределение частиц по импульсам в области $70 \div 350$ *Гэв/с* можно представить функцией вида $N(> p) \sim p^{-\gamma}$. При этом получается, что $\gamma = 1{,}60 \pm 0{,}20$ для данных с учетом поправок на эффективность регистрации частиц и $\gamma = 1{,}5$ для данных без учета поправок.

В интервале импульсов $50 \div 350$ *Гэв/с* содержится 465 частиц, из которых 322 имеют положительный знак заряда, а 143 — отрицательный знак. Следует отметить, что измерения проводились при двух альтернативных направлениях магнитного поля. В первом случае для отношения числа отрицательных и положительных частиц получилось значение $N_-/N_+ = 0{,}42 \pm 0{,}06$, а во втором — $0{,}46 \pm 0{,}06$, что указывает на отсутствие асимметрии в системе регистрации частиц.

Пренебрегая количеством каонов, можно считать, что зарегистрированные частицы, в основном, являются пионами. Среди них могут быть также мюоны, претерпевшие электромагнитное взаимодействие в веществе между сцинтилляционными счетчиками. Принимая, что такие мюоны составляют 7% [6], а отношение числа положительных и отрицательных мюонов есть 1, 2, и учитывая разность эффективных значений сечений взаимодействия протонов и пионов [7], для отношения числа заряженных пионов к числу протонов получаем

$$\frac{N_{\pi\pm}}{N_p} = 1{,}50 \begin{array}{l} +\,0{,}20 \\ -\,0{,}25 \end{array},$$

где приведены суммарные значения ошибок, а методические ошибки составляют $-0{,}12$ и $+0{,}19$. Этот результат в пределах ошибок согласуется с данными [2], относящимися к высоте 3200 *м* над уровнем моря.

В заключение авторы выражают благодарность Э. А. Мамиджаняну за ценные обсуждения результатов работы и Н. Х. Бостанджяну, А. П. Оганесяну, Р. Р. Аветисяну, Р. А. Ериднжакяну, Д. Е. Егиазаряну, А. В. Багдасаряну и Д. З. Захаряну за участие в получении экспериментальных данных.

Ереванский физический
институт

Поступила 15.I.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. С. Мурзин* и др. Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам, ч. 1, 90 (1969). *А. М. Абдуллаев* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2065 (1971)
2. *A. I. Anochin et al.* 14th Intern. Cosmic Ray Conf., 7, 2517 (1975).
3. *Н. Х. Бостанджян* и др. ПТЭ, 1, 43 (1969).
4. *Д. Т. Вардумян* и др. Препринт ЕФИ—210—(2)—77.
5. *В. В. Гусев* и др. Труды ФИАН СССР, 46, 29 (1970).
6. *Н. Л. Григоров* и др. Частицы высоких энергий в космических лучах, М., 1973.
7. *В. С. Мурзин* и др. ЯФ, 14, 1214 (1971).

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱԴՐՈՆԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐԻՉԻ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ԵՎ ՊԻՈՆՆԵՐԻ ԲԱՂԱԴՐԱՄԱՍԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԾՈՎԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՑ 2 ԿՄ ԲԱՐՁՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Դ. Տ. ՎԱՐԴՈՒՄՅԱՆ, Գ. Հ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Կայծային խցիկների և սցինտիլյացիոն հաշվիչների տեխնիկայով ընդգրկող մագնիսական սպեկտրոմետրի օգնությամբ չափվել է ադրոնային բաղադրիչի իմպուլսային սպեկտրը և որոշ-

վել բացասական լիցքով պիոնների քանակն այդ բաղադրիչում։ 70-350 ԳէՎ/c միջակայքի համար ինտեգրալ իմպուլսային սպեկտրի ցուցիչի արժեքը ստացվել է $1,60 \pm 0,20$, իսկ լիցքավորված պիոնների և պրոտոնների քանակների հարաբերությունը՝ $1,50^{+0,20}_{-0,25}$։

MEASUREMENT OF THE MOMENTUM SPECTRUM OF COSMIC RAY HADRONIC COMPONENT AND THE DETERMINATION OF PION SHARE AT 2 *km* ALTITUDE

D. T. VARDUMYAN, G. A. MARIKYAN, K. A. MATEVOSYAN

The measurement of the momentum spectrum of cosmic ray hadronic component and the determination of pion share in it were made with a magnetic spark chamber spectrometer. The value of the integral momentum spectrum index $\gamma = 1,6 \pm 0,2$ was obtained in $70 \div 350$ *Cev/c* range. The ratio of the number of charged pions to that of protons made $1,50 \pm {0,20 \atop 0,25}$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 355—358 (1979)

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ СИЛОВЫХ *p-n*-ПЕРЕХОДОВ

Г. Г. МАНУКЯН

Исследовано влияние облучения быстрыми нейтронами на вольт-амперную характеристику неоднородных *p-n*-переходов большой площади силовых полупроводниковых приборов (СПП). Дана оценка воздействия облучения на ВАХ реального *p-n*-перехода в зависимости от разброса электрофизических параметров монокристалла кремния. Показана возможность применения такого облучения для обеспечения воспроизводимости и точности управления параметрами СПП.

При изготовлении любого полупроводникового прибора одним из основных вопросов является распределение электрически активных легирующих атомов, что особенно важно для СПП техники. Обычно для создания СПП используются слитки кремния большого диаметра (более 40 *мм*), которые характеризуются существенной неоднородностью распределения электрофизических параметров. Вследствие этого электрические характеристики силовых диодов и тиристоров больших площадей существенно отличаются от характеристик, рассчитанных по формулам одномерной теории [1, 2]. Кроме того, ток, протекающий через такой прибор, неравномерно распределяется по его площади, что заметно ухудшает электрические характеристики приборов. Поэтому для создания СПП желательно иметь материал с высокой радиальной однородностью распределения электрофизических параметров.

В связи с этим в настоящей работе предпринята попытка улучшения электрических характеристик СПП путем реакторного облучения потоком быстрых нейтронов. Предполагается, что применение такого облучения при более строгом контроле за распределением примесей в материале позволит более точно управлять динамическими характеристиками силовых приборов.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исходя из полученных результатов работы [3], а также для составления полной картины наши исследования сводились к изучению ВАХ *p-n*-переходов по площади большого неоднородного *p-n*-перехода как функции разброса исходных параметров материала. Использовались кремниевые пластины электронного типа проводимости диаметром 40 *мм*. Для проведения исследования большая площадь силового неоднородного *p-n*-перехода, полученного диффузионной технологией, методом фотолитографии была разбита на малые переходы (МП) (с размерами 4×4 *мм*^{2}). В пределах каждого МП электрофизические параметры были постоянными. Каждый МП был независимым от соседних МП в термическом, электрическом и оптическом отношениях, т. е. ВАХ каждого из них определялась только параметрами самого МП и не зависела от параметров соседних. Условия независимости друг от друга соседних МП осуществлялись следующим образом.

1. Для исключения нагревания соседних МП при протекании тока через один из них специальным приспособлением осуществлялось водяное охлаждение.

2. Электрическая связь могла бы возникнуть между соседними МП в силу поперечных диффузионных токов в приборе за счет неоднородной по площади легирования кремниевой пластины. Однако если иметь в виду, что геометрические размеры МП значительно превышали длину диффузии, то становится очевидным, что такая связь исключалась.

3. Явление, приводящее к оптической связи между соседними МП, заключается в перепоглощении кванта света, возникшего за счет прямой рекомбинации электронов и дырок в одном из МП. Поскольку особенности зонной структуры кремния делают интенсивность подобных переходов весьма малой, то в кремниевых приборах ею можно пренебречь.

Итак, практически возможно разделение большого прибора на ряд независимых МП. Такое разделение прибора большой площади на ряд МП, имеющих различные значения электрофизических параметров $x(\rho, \tau, ..., Ng$ и т. д.), позволяет легко находить флуктуации ВАХ по площади большого p-n-перехода.

Для рассмотрения ВАХ p-n-переходов в зависимости от облучения каждая серия пластин облучалась при температуре примерно 50°C следующими дозами быстрых нейтронов: $2 \cdot 10^{12}$ и $1 \cdot 10^{13}$ $н\ см^{-2}$. Выбор доз был обусловлен результатами исследований, проведенных в работе [3], и определен измерениями разбросов параметров материала в зависимости от дозы облучения.

До и после облучения в статическом режиме были исследованы токи прямых ($I_{пр}$) и обратных ($I_{обр}$) ветвей, прямые падения напряжения ($U_{пр}$), напряжения обратных ветвей ($U_{обр}$) и пробивные напряжения ($U_{проб}$) ВАХ каждого МП. По площади большого p-n-перехода изучалось радиальное распределение значений этих величин, изменяющихся от МП к МП. Измерение разброса указанных величин проводилось во взаимно перпендикулярных, диаметральных направлениях. Средние значения указанных параметров получены усреднением данных от восьми МП одинакового радиуса. После измерений для данного радиуса r_i по методикам, приведенным в работе [3], были рассчитаны коэффициенты вариации W как функции средних значений этих величин.

Из экспериментальных результатов (см. таблицу) вытекает, что облучение быстрыми нейтронами приводит к уменьшению W всех исследуемых параметров, что свидетельствует о гомогенизации этих величин по всей площади большого p-n-перехода. Прямые падения напряжения у МП после облучения несколько повысились, а их обратные токи значительно

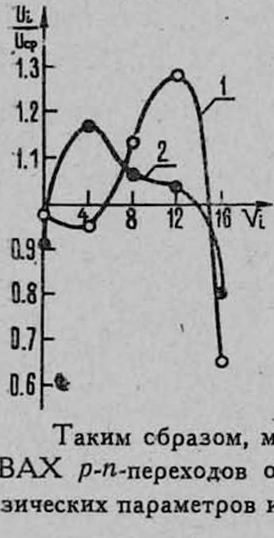
Таблица

Доза облучения $н\ см^{-2}$	№ пластины	Коэффициенты вариации (W) в %									
		до облучения					после облучения				
		$I_{пр.}$	$U_{пр.}$	$I_{обр.}$	$U_{обр.}$	$U_{проб.}$	$I_{пр.}$	$U_{пр.}$	$I_{обр.}$	$U_{обр.}$	$U_{проб.}$
$2 \cdot 10^{12}$	1	22	13	50	56	46,8	9	2	32	13	20,5
	2	30	7,6	58	40	38	4,7	4,2	10	22	12
$1 \cdot 10^{13}$	3	53	43	55	35	23,5	0	27	40	10	14,4

уменьшились. По-видимому, это связано с тем, что легирующие примеси в исходном материале создают генерационно-рекомбинационные центры в середине запрещенной зоны, тогда как центры, образованные радиационными дефектами, ближе к зоне проводимости.

Пробивные напряжения у МП значительно повысились, а коэффициенты вариации W уменьшились. Это значит, что если какой-нибудь МП до облучения мог пробиться при сравнительно малом напряжении, то после облучения такая вероятность уменьшается. Увеличение пробивного напряжения связано, скорее всего, с увеличением ρ в исходном материале, определяемого как концентрацией радиационных дефектов в нем, так и градиентом их концентрации вблизи перехода.

Представляется разумным предположить, что облучение быстрыми нейтронами приводит к появлению скоплений вакансий — кластеров, которые являются центрами, стягивающими к себе имеющиеся в исходном материале дефекты, а именно, примесные атомы. По-видимому, появление кластеров с концентрацией, соответствующей дозе облучения, и является причиной увеличения ρ. Наблюдаемое при этом уменьшение W пробивного напряжения согласуется с результатами работы [3].



Относительные значения пробивного напряжения в зависимости от радиуса большого p-n-перехода.

Таким образом, можно констатировать, что достигнутая однородность ВАХ p-n-переходов обусловлена, в основном, однородностью электрофизических параметров исходного материала.

На рисунке приведены зависимости $U_i/\overline{U}$ от радиуса пластин, где U_i — значение пробивного напряжения для радиуса r_i (*мм*), $\overline{U}$ — усредненное по диаметру значение пробивного напряжения. Кривая 1 характеризует радиальное распределение пробивного напряжения до облучения, а кривая 2 — после облучения дозой $1 \cdot 10^{13}$ *н см*$^{-2}$ быстрых нейтронов.

Таким образом, если учесть высокие требования к исходному кремнию для мощных высоковольтных приборов, то весьма перспективным представляется применение облучения быстрыми нейтронами для регулирования параметров и улучшения их эксплуатационных характеристик.

Автор выражает благодарность С. А. Шабояну за интерес к работе и полезные советы и Е. К. Шахбазян за помощь в работе.

Поступила 7.V.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ф. Джентри* и др. Управляемые полупроводниковые вентили, Изд. Мир, 1967.
2. *В. А. Кузьмин.* Тиристоры малой и средней мощности, Изд. Советское радио, 1971.
3. *Г. Г. Манукян, Р. М. Абрамян.* Изв. АН АрмССР, Физика (в печати).

ԱՐԱԳ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒԺԱՅԻՆ *p–n*–ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ՎՈԼՏ–ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Գ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է արագ նեյտրոնների ճառագայթման ազդեցությունը ուժային կիսահաղորդչային սարքերի անհամասեռ մեծ մակերեսով p–n-անցումների վոլտ-ամպերային բնութագրերի վրա։ Տրված է ռեալ p–n–անցման վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա ճառագայթման ազդեցության գնահատականը, կախված սիլիցիումի միաբյուրեղի էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի բաշխվածությունից։ Ցույց է տրված այդպիսի ճառագայթման կիրառման հնարավորությունը ուժային կիսահաղորդչային սարքերի պարամետրերի ճիշտ ղեկավարումը և վերարտադրումը ապահովելու համար։

THE INFLUENCE OF FAST NEUTRONS IRRADIATION ON THE VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTIC OF POWER *np*-JUNCTIONS

G. G. MANUKYAN

The influence of fast neutrons irradiation on the voltage-current characteristic of inhomogeneous *p-n*-junctions have been investigated. The estimate of irradiation influence on VAC of the real *p-n*-junction has been made depending on electrophysical parameters of Si single crystals. The possibility of the application of such an irradiation for providing high reproducibility and the control of PSD parameters was shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 359—363 (1979)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ И МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПОЛЯРНЫХ МАГНИТОДИОДОВ

Г. А. ЕГИАЗАРЯН, С. А. АЛТУНЯН, Э. И. КАРАКУШАН, Ю. С. МАНВЕЛЯН, В. И. МУРЫГИН

Исследована зависимость полярной и дифференциальной магниточувствительности от условий на противоположных поверхностях базы магнитодиода. Показано, что у большинства исследованных магнитодиодов зависимость тока от напряжения имеет степенной характер. Показатель степени зависит от расстояния между контактами, толщины пластины, токов через магнитодиод и от величины и направления магнитного поля. Проведено обсуждение полученных зависимостей.

В настоящее время имеется лишь несколько работ [1, 2] по кремниевым полярным магнитодиодам, т. е. магнитодиодам, смена знака магниточувствительности которых зависит от направления магнитного поля. Установлено, что для получения полярных магнитодиодов необходимо выполнение ряда конструктивных и технологических условий.

В настоящей работе приводятся результаты исследования магниточувствительности и вольт-амперной характеристики (ВАХ) полярных магнитодиодов. Магнитодиоды изготовлялись методами сплавления и ионного легирования [2]. ВАХ магнитодиодов, изготовленных этими двумя методами, практически были аналогичными. Магнитное поле было направлено так, что носители отклонялись либо к поверхности, на которой расположены контакты (обозначим ее B^-), либо от нее (B^+).

Исследования проводились на магнитодиодах, изготовленных тремя разными партиями. Поскольку SiO_2 на поверхности кремния имеет встроенный заряд положительного знака [3], то для получения отрицательного потенциала с целью уменьшения на планарной стороне скорости поверхностной рекомбинации пластины кремния первой партии обрабатывались раствором бихромата калия. С той же целью на пластинах второй партии осаждалась пленка Al_2O_3, имеющая отрицательный встроенный заряд. Обработка раствором бихромата калия в этом случае не производилась. Третья партия не подвергалась вышеуказанным обработкам. Полярная магниточувствительность наблюдалась на магнитодиодах, изготовленных на пластинах первой и второй партий.

На рис. 1*а* представлена ВАХ магнитодиода из первой партии, изготовленной на пластине толщиной 180 *мкм*. Аналогичный вид имеет и ВАХ магнитодиодов из второй партии. Как видно из рисунка, отрицательный знак магниточувствительности имеет место при направлении B^-, т. е. при таком направлении магнитного поля ВАХ расположена «левее» ВАХ, измеренной в отсутствие магнитного поля. Была обнаружена сильная зависимость магниточувствительности от толщины кремниевой пластины. С уменьшением толщины пластины отрицательная и положительная магниточувствительности растут.

На рис. 1б приведена ВАХ магнитодиода из третьей партии, изготовленной на пластине толщиной 180 *мкм*. Как видно, магниточувствительность не меняет знака. Уменьшение толщины пластины не приводит к появлению отрицательного знака магниточувствительности при направлении B^-.

Дифференциальная вольтовая магниточувствительность (ДВМ) оценивалась из вольт-тесловых характеристик (ВТХ). На рис. 2*а* приведена ВТХ магнитодиода из второй партии. Как видно из рисунка, при направлении B^- имеется минимум, отчетливо проявляющийся при токах 4 и 5 *мА*. При направлении B^+ напряжение на магнитодиоде монотонно рас-

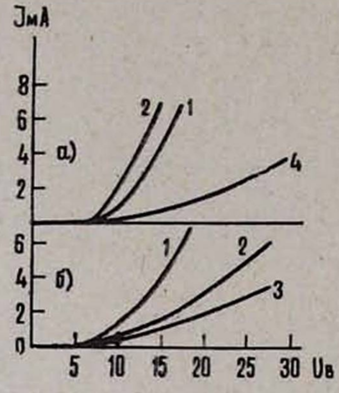


Рис. 1.

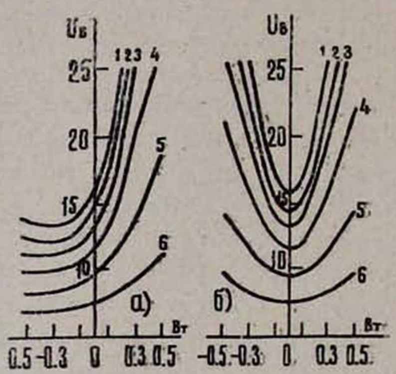


Рис. 2.

Рис. 1. ВАХ полярного (*а*) и неполярного (*б*) магнитодиода в магнитном поле $\pm$ 0,3 T и без магнитного поля: $1 - B = 0$; $2 - B = -0{,}3\ T$; $3 - B = +0{,}3\ T$.

Рис. 2. ВТХ полярного (*а*) и неполярного (*б*) магнитодиода при различных значениях тока I: 1—5; 2—4; 3—3; 4—2; 5—1; 6—0,5 *мА*.

тет с увеличением B. Поскольку ДВМ численно равна тангенсу угла наклона касательной к кривой ВТХ, следовательно при полях направления B^- она меньше нуля, т. е. в минимуме равняется нулю, а правее минимума становится положительной.

Следует отметить, что ДВМ при $B = 0$ отлична от нуля. На рис. 2*б* приведена ВТХ магнитодиода из третьей партии. Из рисунка следует, что напряжение на магнитодиоде с ростом B (при обоих направлениях) возрастает, т. е. на магнитодиодах, изготовленных на пластинах третьей группы, полярная магниточувствительность не проявляется. ДВМ составляет доли *мВ/мТ*.

В длинных диодах, когда ток определяется диффузией инжектированных носителей, зависимость тока от напряжения имеет экспоненциальный характер [4]. В них высокая чувствительность к воздействию магнитного поля проявляется при определенном отношении расстояния d между *p-n*-

переходом и вторым контактом к длине диффузионного смещения L. Результаты исследования показали, что для кремниевых магнитодиодов это отношение есть $d/L \approx 6 \div 7$.

В работе [5] отмечалось, что зависимость тока от напряжения в длинном диоде имеет степенной характер, если $d/L > 10$. На рис. 3*а, б* в логарифмическом масштабе приведены ВАХ двух полярных магнитодиодов с разными значениями d. ВАХ снимались при разных толщинах полупроводниковой пластины. Как следует из рисунков, ВАХ исследуемых магнитодиодов подчиняется закону $I \sim U^{\alpha}$. При этом α принимает различные

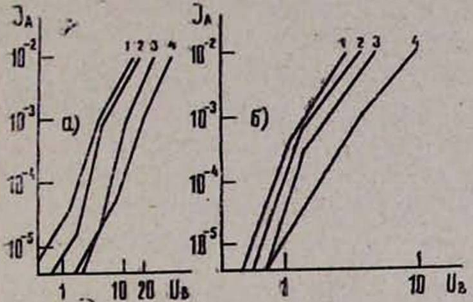


Рис. 3.

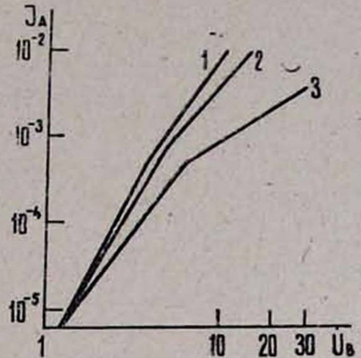


Рис. 4.

Рис. 3. ВАХ полярных магнитодиодов с $d = 990$ *мкм* (*а*) и $d = 470$ *мкм* (*б*) в логарифмическом масштабе при разных толщинах пластины: 1 — 960; 2 — 500; 3 — 250; 4 — 180 *мкм*.

Рис. 4. ВАХ полярного магнитодиода в логарифмическом масштабе без магнитного поля и в поле $B = \pm 0{,}3$ T: 1 — $B = -0{,}3$ T; 2 — $B = 0$, 3 — $B = 0{,}3$ T.

значения в зависимости от d, толщины пластины и диапазона токов (табл. 1, 2). В таблицах указаны также области токов, где наблюдается степенная зависимость тока от напряжения с неизменным значением α. Определены отношения d/L для каждого значения толщины пластины. ВАХ магнитодиодов с $d = 990$ *мкм* имели три участка с неизменным α. ВАХ магнитодиодов с $d = 470$ *мкм* имели как два, так и три участка с постоянным значением α.

Таблица 1

($d = 990$ *мкм*)

Толщина пластины (*мкм*)	10^{-5} A	от $4 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-3} A	d/L_a	от 10^{-3} до 10^{-2} A	d/L_a
960	$\alpha = 1{,}6$	$\alpha = 3$	$6 \div 9$	$\alpha = 2{,}2$	$20 \div 30$
500	$\alpha = 2$	$\alpha = 4$	$4 \div 6$	$\alpha = 2{,}3$	$14 \div 20$
250	$\alpha = 1{,}7$	$\alpha = 3{,}8$	$5 \div 7$	$\alpha = 2{,}4$	$12 \div 18$
180	$\alpha = 1{,}6$	$\alpha = 2{,}8$	$7 \div 10$	$\alpha = 2{,}4$	$12 \div 18$

Учитывая определенную погрешность, связанную с экспериментом, можно степенную зависимость с $\alpha \geqslant 3$ аппроксимировать экспонентой.

Таблица 2

($d=470$ *мкм*)

Толщина пластины (*мкм*)	от $4\cdot10^{-6}$ до $4\cdot10^{-4}$ A	d/La	от $4\cdot10^{-4}$ до 10^{-2} A	d/La
960	$\alpha=5,2$	$3,3\div5$	$\alpha=3$	$6\div9$
500	$\alpha=6$	$3\div4,5$	$\alpha=2,8$	$7\div10$
250	$\alpha=6$	$3\div4,5$	$\alpha=2,7$	$7,5\div11$
180	$\alpha=3$	$6\div9$	$\alpha=2,5$	$10\div15$

Действительно, как видно из приведенных полулогарифмических зависимостей тока от напряжения при токах от $4\cdot10^{-6}$ до $4\cdot10^{-4}$ A ВАХ близка к прямой, т. е. в этом диапазоне ток обусловлен, в основном, диффузией носителей, а в диапазоне токов от $4\cdot10^{-4}$ до 10^{-2} A — и диффузией, и дрейфом.

Как видно из таблицы, с ростом тока отношение d/L увеличивается. Это связано с уменьшением L, обусловленным уменьшением времени жизни носителей вследствие повышения концентрации инжектированных носителей.

Показатель степени α зависит также от величины и направления магнитного поля. На рис. 4 приведена ВАХ полярного магнитодиода в магнитном поле и без поля. При направлении магнитного поля B^- на всех участках ВАХ α растет. При противоположном направлении магнитного поля B^+ α уменьшается. Такую зависимость можно объяснить уменьшением времени жизни носителей на соответствующих поверхностях, к которым направляются потоки носителей под действием магнитного поля.

Поступила 27.III.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Arai, T. Yamada*. Silicon Magnetodiode, Supplement to the J. Jap. Soc. Appl Phys., 40, 93 (1971).
2. *Г. А. Егиазарян* и др. ФТП, 11, 2270 (1978).
3. *В. Ф. Сыноров* и др. МДП структуры, Изд. ВГУ, Воронеж, 1975.
4. *В. И. Стафеев*. ЖТФ, 28, 1631 (1958).
5. *М. Ламперт, П. Марк*. Инжекционные токи в твердых телах, Изд. Мир, М., 1973.

ԲԵՎԵՌԱՅԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԴԻՈԴՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԶԳԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Գ. Ա. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Ս. Ա. ԱՂԹՈՒՆՅԱՆ, Է. Ի. ԿԱՐԱԿՈՒՇԱՆ,
ՅՈՒ. Ս. ՄԱՆՎԵԼՅԱՆ, Վ. Ա. ՄՈՒՐԻԳԻՆ

Աշխատանքում հետազոտված է բևռային դիֆերենցիալ մագնիսազգայնության կախումը մագնիսադիոդի հակադիր մակերևույթների վրա ստեղծված պայմաններից: Ցույց է տրված, որ հոսանքի կախումը լարումից ունի աստիճանային բնույթ և աստիճանացույցը կախված է

կոնտակտների միջև եղած տարածությունից, թիթեղի հաստությունից, մագնիսադիոդի միջով անցնող հոսանքների դաշտի ուղղությունից։

THE STUDY OF *V-A* CHARACTERISTICS OF POLAR MAGNETODIODES AND THE MAGNETOSENSITIVITY

H. H. EGIAZARYAN, S. A. ALTUNYAN, E. I. KARAKUSHAN, Yu. S. MANVELYAN, V. I. MURYGIN

The dependence of polar and differential magnetosensitivities upon the state of opposite surfaces of magnetodiode basis were studied. It was shown that the dependence of current upon the voltage goes as $I = U^{\alpha}$. The obtained dependences are explained by means of theoretical *V-A* characteristics calculated in the drift approximation taking into account the contribution of the diffusion component in the contact regions of the basis.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 364—368 (1979)

РАСЧЕТ НЕКОТОРЫХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИЭТИЛСИЛОКСАНА-2 ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 2000 *атм*

Л. С. КАГРАМАНЯН, А. Л. БАДАЛЯН

Приводятся результаты расчета плотности, адиабатической и изотермической сжимаемостей, отношения теплоемкостей $\gamma = C_P/C_V$, коэффициента теплового расширения (α_p) жидкого полиэтилсилоксана-2 (ПЭС-2) в интервале температур $40 \div 100°C$ и при давлениях до 2000 *атм* по измеренным значениям скорости распространения ультразвука в указанных условиях. Показано, что в этих условиях изотермы перечисленных параметров имеют нелинейный характер, причем сжимаемость и коэффициент теплового расширения плавно убывают в зависимости от приложенного давления, а величина плотности возрастает.

Полиэтилсилоксановые жидкости получили широкое применение в различных отраслях промышленности, в приборостроении, медицине и бытовой химии. В частности, жидкий ПЭС-2 применяется в гидравлических системах в качестве теплоносителя и рабочей жидкости. Поэтому комплексные исследования акустических и термодинамических свойств полиэтилсилоксановых жидкостей представляют несомненный интерес в связи с широким применением их в технике.

Непосредственное определение термодинамических параметров жидкостей методом PVT-измерений, как известно, представляет весьма сложную экспериментальную задачу, которая еще более усложняется при расширении интервала температур и давлений.

Использование акустических методов при изучении термодинамических свойств вещества в широком интервале параметров состояния позволяет с достаточной степенью точности рассчитать многие важные макроскопические свойства жидкостей (плотность ρ, коэффициенты сжимаемости β_S и β_T, отношение теплоемкостей $\gamma = C_P/C_V$, величину внутреннего давления P_i), что диктуется не только потребностями производства, но и имеет большое научно-теоретическое значение.

Термодинамические свойства жидкого ПЭС-2 изучены пока недостаточно [1, 2], а при высоких давлениях они практически не исследованы.

В настоящей статье приведены результаты расчетов плотности ρ, адиабатической β_S и изотермической β_T сжимаемостей, коэффициента объемного расширения α_P при постоянном давлении, отношения теплоемкостей γ в жидком ПЭС-2 в интервале температур $40 \div 100°C$ и при давлениях до 2000 *атм* лишь по величине скорости распространения ультразвука.

В работах [4, 5] было получено следующее изотермическое уравнение для вычисления плотности в жидкостях по величине скорости распространения ультразвука:

$$\rho = \rho_0 + \frac{3}{K}\left[(C - C_0) + 2 Z_2 \ln \frac{C - Z_2}{C_0 - Z_2} - Z_2^2 \left(\frac{1}{C - Z_2} - \frac{1}{C_0 - Z_2} \right) \right], \quad (1)$$

где ρ_0 и C_0 — плотность и скорость ультразвука при атмосферном давлении или на линии насыщения, Z_2—постоянная, не зависящая от давления: она может быть определена из уравнения [4, 5]

$$\gamma = \frac{C^2}{(C - Z_2)^2}, \quad (2)$$

если использовать известные значения для γ и C при атмосферном давлении или на линии насыщения.

Величина Z_2 для жидкого ПЭС-2 была найдена из выражения (2), а плотность была рассчитана согласно уравнению (1) в интервале давлений $1 \div 2000$ *атм* по изотермам 40, 60, 80, 100°C. При расчетах были использованы полученные нами в работе [3] данные для C_0, C и K. Значения ρ_0 и γ_0 были взяты из работ [1, 2].

Полученные значения плотности были использованы для расчета адиабатической и изотермической сжимаемостей

$$\beta_S = \frac{1}{\rho C^2}, \quad (3)$$

$$\beta_T = \frac{1}{\rho (C - Z_2)^2} \quad (4)$$

и коэффициента теплового расширения при постоянном давлении

$$\alpha_P = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P. \quad (5)$$

Для плотности были получены полиномы третьей степени по 20 изобарам, из которых и находились производные $(\partial\rho/\partial T)_P$. Рассчитанные значения ρ, γ, β_S, β_T и α_P приведены в таблицах 1—3.

Таблица 1

	ρ (*кг/м³*)				γ			
$t°C$ / $P_{атм}$	40	60	80	100	40	60	80	100
1	905,1	888,9	872,6	856,0	1,176	1,164	1,149	1,136
100	913,9	898,2	883,2	867,3	1,167	1,154	1,139	1,126
200	922,1	907,0	892,3	878,3	1,159	1,146	1,131	1,118
300	929,1	914,7	900,7	886,5	1,153	1,140	1,125	1,112
400	935,7	921,9	908,3	894,6	1,147	1,134	1,120	1,107
500	942,1	928,5	915,3	901,9	1,142	1,130	1,115	1,103
600	947,8	934,7	921,8	909,0	1,138	1,125	1,111	1,099
700	953,7	940,3	927,9	915,4	1,134	1,122	1,108	1,096
800	958,3	945,9	933,6	921,3	1,131	1,119	1,105	1,093
900	963,2	951,0	939,3	927,0	1,127	1,116	1,102	1,090
1000	967,9	955,9	944,3	932,7	1,125	1,113	1,100	1,088
1100	972,5	960,8	949,4	937,9	1,122	1,110	1,097	1,086
1200	976,8	965,3	953,8	942,8	1,120	1,108	1,095	1,084
1300	981,1	969,6	958,6	948,1	1,117	1,106	1,093	1,082
1400	985,1	973,8	962,9	952,2	1,115	1,104	1,091	1,080
1500	988,9	977,9	967,3	956,6	1,113	1,102	1,090	1,079
1600	992,7	981,8	971,3	960,7	1,111	1,101	1,088	1,078
1700	996,3	985,7	975,1	964,9	1,110	1,099	1,087	1,076
1800	999,6	989,3	978,9	968,8	1,108	1,098	1,085	1,075
1900	1003,3	993,0	982,8	972,5	1,107	1,096	1,084	1,074
2000	1006,8	996,5	986,3	976,4	1,106	1,095	1,083	1,073

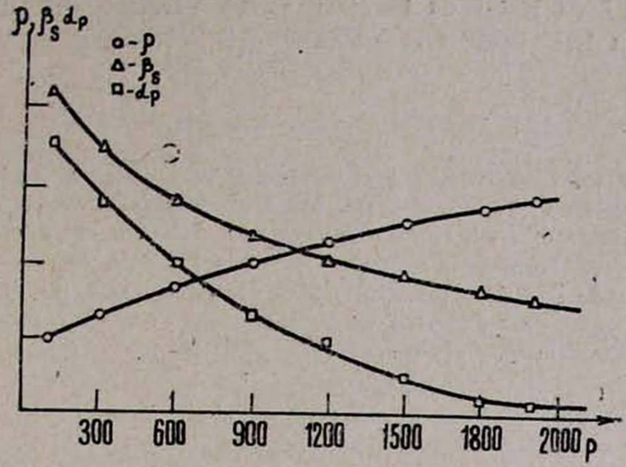
Таблица 2

P атм \ t°C	$\beta_S \cdot 10^{11} \cdot Па^{-1}$ 40	60	80	100	$\beta_T \cdot 10^{11} \cdot Па^{-1}$ 40	60	80	100
1	85,0	96,8	111,0	127,8	100,8	112,7	127,6	145,2
100	76,4	86,1	96,7	109,7	89,1	99,4	110,2	123,6
200	69,4	77,5	86,4	95,5	80,4	88,8	97,7	106,7
300	64,1	70,9	78,1	86,3	73,9	80,8	87,9	96,0
400	59,6	65,4	71,6	78,5	68,4	74,2	80,2	86,9
500	55,6	60,8	66,2	72,2	63,6	68,7	73,8	79,6
600	52,4	56,9	61,7	66,8	59,6	64,1	68,6	73,4
700	49,3	53,6	58,8	62,4	55,9	60,2	64,0	68,4
800	47,1	50,7	54,5	58,7	53,2	56,7	60,2	64,1
900	44,8	48,1	51,4	55,4	50,6	53,7	56,7	60,4
1000	42,8	45,9	48,9	52,3	48,2	51,1	53,8	56,9
1100	41,0	43,8	46,6	49,7	46,0	48,6	51,1	53,9
1200	39,3	41,9	44,6	47,4	44,1	46,5	48,9	51,4
1300	37,8	40,3	42,6	45,1	42,3	44,6	46,6	48,7
1400	36,4	38,7	40,8	43,4	40,7	42,8	44,7	46,9
1500	35,2	37,3	39,3	41,7	39,2	41,2	42,9	45,0
1600	34,0	36,0	37,9	40,2	37,8	39,8	41,3	43,3
1700	33,0	34,8	36,7	38,7	36,6	38,3	39,9	41,6
1800	32,0	33,7	35,5	37,4	35,5	37,0	38,5	40,2
1900	31,0	32,7	34,3	35,8	34,3	35,8	37,2	38,8
2000	30,1	31,7	33,3	35,0	33,3	34,7	36,1	37,5

Таблица 3

P атм \ t°C	α_p 40	60	80	100
1	887,2	914,6	943,2	973,1
100	840,0	859,6	879,1	900,3
200	834,2	820,3	805,6	840,0
300	773,6	779,0	784,1	789,6
400	737,2	744,5	751,8	759,5
500	713,2	720,2	727,0	734,3
600	695,1	696,7	698,3	699,8
700	694,0	685,6	676,2	666,8
800	648,3	653,9	659,6	665,5
900	618,1	631,6	644,1	657,4
1000	608,3	617,6	616,7	619,8
1100	599,9	602,2	604,5	606,8
1200	595,1	593,1	590,6	587,9
1300	582,6	579,7	576,1	572,7
1400	572,2	569,6	562,7	563,4
1500	553,8	553,2	552,2	556,4
1600	548,1	547,1	545,8	545,5
1700	537,2	535,1	533,1	540,8
1800	521,4	522,4	523,5	534,5
1900	512,6	517,1	521,7	526,3
2000	508,2	515,1	518,9	522,2

На рисунке приведены зависимости для ρ, β_S и α_p от приложенного давления при 60°С. Как видно из рисунка, во всем исследованном интервале давлений указанные параметры в зависимости от P изменяются по не-



Плотность, адиабатическая сжимаемость и коэффициент теплового расширения для ПЭС-2 при 60°С.

линейному закону. Плотность с ростом давления монотонно возрастает, а β_S и α_p плавно убывают.

Ереванский политехнический институт

Поступила 24.V.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Л. Расторгуев, В. Г. Немзер.* Теплофизические свойства жидкостей, Изд. Наука, М., 1970, стр. 155.
2. *В. Г. Немзер, Ю. Л. Расторгуев.* Пластические массы, № 1, 46 (1970).
3. *Л. С. Каграманян, А. Л. Бадалян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 478 (1978).
4. *Н. Ф. Отпущенников, А. Л. Бадалян, И. В. Сысоев.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1975, вып. 9, стр. 108.
5. *Б. С. Кирьяков, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1973, вып. 7, стр. 7.

ՈՐՈՇ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ՀԵՂՈՒԿ ՊՈԼԻԷԹԻԼՍԻԼՈՔՍԱՆ—2-ՈՒՄ (ՊԷՍ-2) ՄԻՆՉԵՎ 2000 մթն ՃՆՇՄԱՆ ՏԱԿ

Լ. Ս. ՂԱՀՐԱՄԱՆՅԱՆ, Ա. Լ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Օգտագործելով ուլտրաձայնի տարածման արագության արժեքները, բերված են խտության, ադիաբատ և իզոթերմ սեղմելիության, ջերմունակությունների հարաբերության և ջերմաստիճանային ընդարձակման գործակցի արժեքները հեղուկ պոլիէթիլսիլոքսան-2-ում (ՊԷՍ-2) մինչև 2000 մթն ճնշման տակ, 40÷100°C ջերմաստիճանային միջակայքում։ Ցույց է տրված, որ վերը նշված պարամետրերի իզոթերմերը, կախված ճնշումից, ունեն ոչ գծային տեսք, ընդ որում սեղմելիության և ջերմաստիճանային ընդարձակման գործակիցները կախված ճնշումից մոնոտոն նվազում են, իսկ խտությունը աճում է։

CALCULATION OF SOME THERMODYNAMIC PROPERTIES OF LIQUID POLYETHYLSILOXAN-2 UNDER PRESSURE UP TO 2000 *atm*

L. S. KAGRAMANYAN, A. L. BADALYAN

Based on the measured values of ultrasound propagation in liquid polyethylsiloxan-2 at pressures up to 2000 *atm* and temperatures from 40 to 100°C, the density, ithe adiabatic and isothermic condensabilities, the relation of thermal capacities $\gamma = C_P/C_V$ at the constant pressure were calculated. It is shown that in these conditions the isotherms of these parameters have non-linear character, the condensabilities and the coefficient of thermal extension steadily decreasing depending on the pressure, and the density increasing.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 14, 369—371 (1979)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТР МОНОКРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА, ЛЕГИРОВАННЫХ α-АЛАНИНОМ (АТГС)

Г. Т. ГАЛСТЯН, С. В. ОГУРЦОВ

В диапазоне частот от $5\cdot10^4$ до 10^8 *гц* (область радиочастот) исследован диэлектрический спектр монокристаллов триглицинсульфата, легированных α-аланином (АТГС). Исследования проводились на образцах в виде пластинок, ориентированных перпендикулярно к кристаллографическим направлениям [100], [010] и [001] для измерения соответственно ε_{11}, ε_{22} и ε_{33}.

Как известно [1], у чистых монокристаллов триглицинсульфата в указанной частотной области проявляется дисперсия диэлектрической проницаемости, которая может быть объяснена или осцилляцией доменных стенок, закрепленных в окрестности «ловушек» [2], или релаксационными процессами на уступах доменных стенок [3]. Поэтому представляет определенный интерес проследить, как будет влиять легирование α-аланином на характер дисперсии кристалла.

Для иллюстрации зависимости дисперсии от концентрации лиганда одновременно подвергались измерению образцы с тремя различными концентрациями примеси в решетке кристалла (0,01%, 0,03% и 0,05%), установленными методом бумажной хроматографии с точностью 10%. Измерение частотных зависимостей ε проводилось куметрами типа Е9-4 и Е9-5А на образцах со средними размерами $5\times5\times1$ *мм*^{3}. Точность определения оценивалась по величине относительной ошибки и не превышала $\pm$ 10%.

На рис. 1 в качестве примера представлены диэлектрические спектры образцов АТГС по направлению [010] — $\varepsilon_{22}(\omega)$, полученные при температуре 26°С. Для сравнения на этом рисунке приведена также зависимость $\varepsilon_{22}(\omega)$ для ТГС (штрих-пунктирная линия), взятая из [1]. Как наглядно видно из рисунка, для монокристаллов АТГС значение ε_{22} не изменяется с частотой, что означает отсутствие дисперсии диэлектрической проницаемости. Наблюдаемое на рисунке большое аномальное поведение (указанное пунктиром) в действительности не связано с наличием дисперсии, а объясняется лишь резонансным пьезоэлектрическим зажатием образцов. Из рисунка видно также, что одновременно происходит увеличение значений ε_{22} при увеличении концентрации примеси, что объясняется повышением степени униполярности кристалла в результате легирования [4, 5]. Заметим, что аналогичные результаты нами получены также и по направлениям [100] и [001] (для зависимостей $\varepsilon_{11}(\omega)$ и $\varepsilon_{33}(\omega)$).

Для иллюстрации влияния температуры нами в одном случае (для образца с концентрацией примеси 0,05%) одновременно снимались зависи-

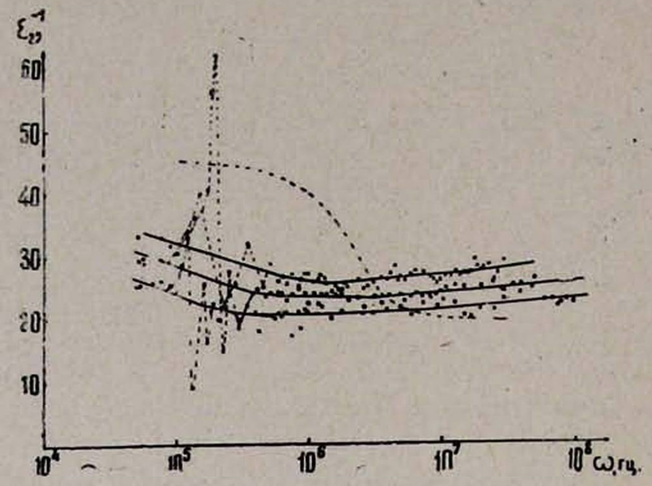


Рис. 1. Зависимость $\varepsilon_{22}(\omega)$ для монокристаллов АТГС. Содержание примеси: □ — 0,01%; ○ — 0,03%; Δ — 0,05%; $T = 26°C$.

мости $\varepsilon_{22}(\omega)$ при температурах 29, 40 и 60°C (рис. 2). Из этого рисунка хорошо видно, что зависимости $\varepsilon_{22}(\omega)$ как вблизи точки перехода (T_k =53,3°C [6]) (кривая 2), так и выше ее (кривая 3), по существу,

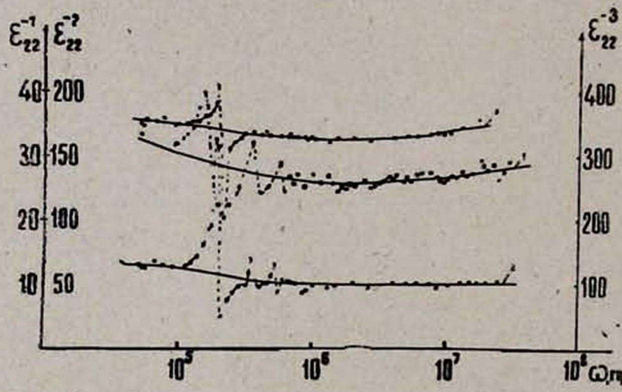


Рис. 2. Зависимость $\varepsilon_{22}(\omega)$ для монокристаллов АТГС при различных температурах: 1 — 29°C; 2 — 40°C; 3 — 60°C. Содержание примесей — 0,05%.

остаются такими же, как и вблизи комнатной температуры (кривая 1). Такой характер зависимостей $\varepsilon_{22}(\omega)$, по нашему мнению, свидетельствует о том, что возникающие вследствие легирования в кристалле ТГС структурные изменения имеют устойчивый и необратимый характер. Повышение температуры приводит лишь к увеличению значений ε_{22}, что, естественно, и не нуждается в особой интерпретации. Как и на рис. 1, аномальное изменение значений ε_{22} (также указанное пунктиром) не следует связывать с наличием дисперсии в этой узкой области частот; оно объясняется только сильной пьезоактивностью кристалла в данном интервале частот.

Ранее [1] при исследовании монокристаллов ТГС, легированных ионами хрома, также обнаруживалось полное выключение дисперсии. Было сделано предположение, что примесные центры приводят к сильному торможению движения доменных стенок, к их «замораживанию». Таким образом, наши экспериментальные результаты полностью совпадают с выводами [1] и, в свою очередь, подтверждают, что при органическом легировании наличие даже незначительных количеств лиганда способно привести к выключению доменных стенок из процесса переполяризации и качественно изменить характер дисперсионных зависимостей ε кристаллов ТГС.

Авторы выражают признательность проф. Ю. М. Поплавко за предоставленную возможность проведения настоящей работы и обсуждение ее результатов, а также благодарят В. Н. Борисова за помощь в проведении эксперимента.

ВЦ МАТ АрмССР
Киевский политехнический
институт

Поступила 18.VI.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. М. Поплавко, Л. П. Соломонова.* ФТТ, 8, 2455 (1966).
2. *J. Fousek, V. Janousek.* Phys. Stat. Sol., 13, 195 (1966).
3. *В. М. Петров, О. И. Коган.* Кристаллография, 15, 1018 (1970).
4. *Г. Т. Галстян, Л. Г. Ломова.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 384 (1978).
5. *Г. Т. Галстян, А. А. Филимонов.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 305 (1978).
6. *Г. Т. Галстян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 472 (1976).

α–ԱԼԱՆԻՆՈՎ ՏՐԻԳԼԻՑԻՆՍՈՒԼՖԱՏԻ (АТГС) ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԸ

Գ. Տ. ԳԱԼՍՏՅԱՆ, Ս. Վ. ՕԳՈՒՐՑՈՎ

Սպեկտրի ռադիոհաճախականային տիրույթում հետազոտվել է α-ալանինով տրիգլիցինսուլֆատի (ТГС) մոնոբյուրեղների դիէլեկտրիկական սպեկտրը։ Հայտնաբերվել է դիսպերսիայի բացակայություն լեգիրացման դեպքում։ Ցույց է տրված, որ այս էֆեկտը կապված է բյուրեղի բևեռացման պրոցեսից դոմենային պատերի անջատման հետ և որ առաջացող ստրուկտուրային փոփոխությունները ունեն կայուն և անշրջելի բնույթ։

THE DIELECTRIC SPECTRUM OF TRIGLYCINE SULPHATE SINGLE CRYSTALS DOPED WITH α-ALANINE (ATGS)

G. T. GALSTYAN, S. V. OGURTSOV

The dielectric spectrum of triglycine sulphate (TGS) single crystals doped with α-alanine were investigated in the radio frequency range. The absence of dispersion in the case of addition was observed. It was shown that this effect is connected with the exception of domain walls from the process of crystal polarization and that arising structural changes have steady and irreversible character.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ