

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա  
ФИЗИКА

1969

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հառույրունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Ռ. Ա. Սաղաթյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վաղապետյան:

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

## О КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЙНИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. П. ГАВРИЛОВ, И. А. НАГОРСКАЯ, В. А. ХОЗЕ

Рассмотрены поляризационные свойства  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате комптоновского рассеяния лазерных фотонов на релятивистских поляризованных электронах. Получены также выражения для поляризационных параметров фотонов, возникающих при рассеянии интенсивной волны поляризованными электронами.

1. В работах [1—3] предложен способ получения пучков жестких  $\gamma$ -квантов на электронных ускорителях больших энергий за счет комптоновского рассеяния света от лазера на релятивистских электронах. Поляризационные особенности этих  $\gamma$ -квантов рассматривались в работах [2, 4, 5] в предположении, что начальные электроны неполяризованы. Из результатов [2, 4] следует, что можно получать пучки жестких  $\gamma$ -квантов с высокой степенью поляризации, что представляет значительный интерес при решении широкого круга физических проблем.

В последнее время в связи с прогрессом в развитии техники встречных пучков и с появлением непрерывных мощных газовых лазеров вызывает интерес возможность получения поляризованных жестких фотонов при рассеянии света от лазера на электронах накопителей, что имеет ряд преимуществ [6].

В то же время излучение при длительном движении в магнитном поле может приводить к возникновению поперечной поляризации электронов (против поля) [7, 8]. Характерное время поляризации сравнимо с временем работы накопителей, поэтому возникает вопрос о влиянии поляризации электронов на поляризационные эффекты при комптоновском рассеянии на электронах накопителя.

В принципе, ставится также задача об ускорении и накоплении поляризованных частиц. Кроме того, комптоновское рассеяние лазерных фотонов на пучках электронов большой энергии может быть использовано для изучения поляризационных свойств электронного пучка [9].

В данной работе рассматриваются поляризационные эффекты при комптоновском рассеянии на произвольно поляризованных электронах.

2. Рассмотрение проводится в системе, где осуществляется лобовое столкновение начальных частиц (ЛС).  $k_1(\omega_1, \vec{n}_1\omega_1)$ ,  $k_2(\omega, \vec{n}_2\omega_2)$  — 4-импульсы начального и конечного фотонов.

$$p(E, \vec{p}) \text{ и } s\left(\frac{\vec{p}\vec{\zeta}}{m}, \vec{\zeta} + \frac{\vec{p}(\vec{p}\vec{\zeta})}{m(E+m)}\right)$$

— 4-векторы импульса и поляризации начального электрона.

Используя результаты работы [10], где расчеты велись в системе покоя начального и конечного электрона (СП), и тот факт, что параметры Стокса начального и конечного фотонов ( $\xi_1^{(1)'}$  и  $\xi_2^{(2)'}$  соответственно) в ортах, привязанных к плоскости рассеяния, остаются неизменными при переходе от (СП) к (ЛС) [4], получим выражения для параметров Стокса конечных фотонов в этих ортах<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} \xi_1^{(2)' } &= F^{-1} \left\{ 2 \cos \theta' \xi_1^{(1)' } + (x_1 - x_2) \frac{\omega_2 m}{x_2} \left[ \vec{n}_1 \times \vec{n}_2 \right] \vec{\zeta} \xi_2^{(1)' } \right\}, \\ \xi_2^{(2)' } &= F^{-1} \left\{ \left( \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) \cos \theta' \xi_2^{(1)' } - \frac{(x_1 - x_2)}{x_1 x_2} \left[ \xi_1^{(1)' } \omega_2 m \left[ \vec{n}_1 \times \vec{n}_2 \right] \right] \vec{\zeta} + \right. \\ &\quad \left. + (\vec{n}_1 \vec{\zeta}) (x_1 + x_2 \xi_3^{(1)' }) - \cos \theta' m (s k_2) (1 - \xi_3^{(1)' }) \right\}, \\ \xi_3^{(2)' } &= F^{-1} \left\{ \sin^2 \theta' + (1 + \cos \theta') \xi_3^{(1)' } + \frac{(x_1 - x_2)}{x_2} \xi_2^{(1)' } \left[ (\vec{n}_1 \vec{\zeta}) \cos \theta' + \frac{m (s k_2)}{x_2} \right] \right\}, \\ F &= \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} + \sin^2 \theta' (\xi_3^{(1)' } - 1) - \xi_2^{(1)' } \frac{(x_1 - x_2)}{x_2} \left[ (\vec{n}_1 \vec{\zeta}) \cos \theta' - \frac{m (s k_2)}{x_1} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\cos \theta' = 1 - \frac{(x_1 - x_2) m^2}{x_1 x_2}$  ( $\theta'$  — угол рассеяния фотона в (СП)).

$$x_1 = (k_1 p), \quad x_2 = (k_2 p). \quad (3)$$

Из (1) следует, что при рассеянии на угол  $\theta$  ( $\pi$ ), независимо от поляризации электрона, если  $\xi_2^{(1)' } = \pm 1$ , то  $\xi_2^{(2)' } = \pm 1$  ( $\mp$ )1. Это обстоятельство является следствием закона сохранения проекции момента на направление движения.

Выражения для  $F$ ,  $\xi_1^{(2)'}$  и  $\xi_3^{(2)'}$  в (1) зависят от электронной поляризации  $\vec{\zeta}$  лишь в комбинации с параметром  $\xi_2^{(1)'}$ , а в выражение для  $\xi_2^{(2)'}$  зависимость от  $\vec{\zeta}$  входит без  $\xi_2^{(1)'}$ . Проекция вектора  $\vec{\zeta}$  на нормаль к плоскости рассеяния входит лишь в выражение для  $\xi_1^{(2)'}$  (в комбинации с  $\xi_2^{(1)'}$ ) и в выражение для  $\xi_2^{(2)'}$  (в комбинации с  $\xi_1^{(1)'}$ ). Перечисленные факты являются следствиями требований Р и Т инвариантности в первом не исчезающем приближении теории возмущений.

Заметим также, что при больших энергиях электронов ( $\gamma = \frac{E}{m} \gg 1$ )

для вторичных фотонов, движущихся под большими углами ( $\theta \gg \frac{m}{E}$ )

к направлению импульса  $\vec{P}$ , в выражениях (1) с ультрарелятивистской ( $\frac{m}{E}$ ) точностью исчезает зависимость от поперечной поляризации электронов. Это обстоятельство является следствием сохранения спи-

<sup>1</sup> Поскольку используемые результаты [10] не согласовывались с результатами некоторых предыдущих работ (напр. [11]), авторы сочли целесообразным повторить соответствующие вычисления параметров поляризации непосредственно в (ЛС). Полученные выражения совпали с (1).

ральности электрона в электромагнитной вершине (напр. [12]).

При комптоновском рассеянии на релятивистских электронах углы  $\theta$  весьма малы практически для всего интервала частот, исключая  $\omega_2 \approx \omega_1$ . В этих условиях

$$\begin{aligned}\omega_2 &= 2\Lambda E/(1+x^2+2\Lambda), \\ x_1 &= \Lambda m^2, \\ x_2 &= \Lambda m^2(1+x^2)/(1+x^2+2\Lambda), \\ \cos \theta' &= \frac{x^2-1}{x^2+1},\end{aligned}\quad (4)$$

где  $x = \theta_1'$ , тогда выражения для параметров  $\xi_i^{(2)'}$  принимают вид:

$$\begin{aligned}\xi_1^{(2)'} &= H^{-1}(1+x^2+2\Lambda)[\xi_1^{(1)'}(x^4-1)+2\xi_2^{(1)'}|\vec{\zeta}| \Lambda x \sin \alpha \sin \Phi], \\ \xi_2^{(2)'} &= H^{-1}\{(x^2-1)[(1+x^2)(1+x^2+2\Lambda)+2\Lambda^2]\xi_2^{(1)'} - 2\Lambda|\vec{\zeta}|[(x^2-1)x \sin \alpha \times \\ &\times \cos \Phi(1-\xi_3^{(1)'}) + \cos \alpha(1+x^4+\Lambda(1+x^2)+2x^2\xi_3^{(1)'}+\xi_1^{(1)'}(1+x^2)x \times \\ &\sin \alpha \sin \Phi]\},\end{aligned}\quad (5)$$

$$\begin{aligned}\xi_3^{(2)'} &= H^{-1}(1+x^2+2\Lambda)[2x^2+\xi_3^{(1)'}(1+x^4)-2\Lambda\xi_2^{(1)'}|\vec{\zeta}|x \sin \alpha \cos \Phi] \\ H &= 2\Lambda^2(1+x^2) + (1+x^2+2\Lambda)(1+2\xi_3^{(1)'}x^2+x^4) - \\ &- 2\Lambda\xi_2^{(1)'}|\vec{\zeta}|[(1+x^2)x \sin \alpha \cos \Phi + \cos \alpha(x^2-1)(1+x^2+\Lambda)],\end{aligned}$$

где  $\cos \alpha = \frac{(\vec{n}_1, \vec{\zeta})}{|\vec{\zeta}|}$ ,  $\Phi$  — угол между плоскостью рассеяния и плос-

костью, образованной векторами  $\vec{n}_1$  и  $\vec{\zeta}$ . Из (5) следует, что зависимость от поляризации начальных электронов становится существенной, когда величина  $\Lambda$  не мала, т. е. когда в (СП) отдача электрона сравнима с его массой. Для существующих накопителей и лазеров величина  $\Lambda$  невелика, но она растет с ростом энергии начальных электронов и фотонов. Так при  $E = 40$  Гэв и  $\omega_1 = 3,56$  эв  $\Lambda \sim 1,1$ . Если экспериментальные условия не позволяют выделить вторичные фотоны, испускаемые под определенными азимутальными углами, то для таких случаев необходимо знать усредненные по всем азимутальным углам параметры поляризации конечных фотонов [4]. Вводя в качестве поляризационных ортов фиксированные  $x, y$  (ось  $z$  совпадает по направлению с  $\vec{n}_1$ ), и учитывая малость угла  $\theta$ , можно выразить параметры  $\xi_l^{(1)'}$  и  $\xi_k^{(2)'}$  через параметры Стокса в этой фиксированной системе ортов  $\xi_l^{(1)}$ ,  $\xi_k^{(2)}$ :

$$\begin{aligned}\xi_1^{(1)'} &= \xi_1^{(1)} \cos 2\varphi + \xi_3^{(1)} \sin 2\varphi, \\ \xi_3^{(1)'} &= \xi_3^{(1)} \cos 2\varphi - \xi_1^{(1)} \sin 2\varphi,\end{aligned}\quad (6a)$$

$$\begin{aligned}
 \xi_2^{(1)'} &= \xi_2^{(1)}, \\
 \xi_1^{(2)'} &= \xi_1^{(2)} \cos 2\varphi - \xi_3^{(2)} \sin 2\varphi, \\
 \xi_2^{(2)'} &= \xi_3^{(2)} \cos 2\varphi + \xi_1^{(2)} \sin 2\varphi, \\
 \xi_3^{(2)'} &= \xi_2^{(2)}.
 \end{aligned} \tag{66}$$

В формулах (6)  $\varphi$  — угол между плоскостью рассеяния и плоскостью *xy*. Проводя усреднение  $\xi_i^{(2)}$  по углу  $\varphi$  с весом, пропорциональным сечению рассеяния, получим

$$\bar{\xi}_1^{(2)} = -(\bar{H})^{-1} (1 + x^2 + 2\Lambda) \xi_1^{(1)},$$

$$\bar{\xi}_2^{(2)} = (\bar{H})^{-1} \{ \xi_2^{(1)} (x^2 - 1) [(1 + x^2)(1 + x^2 + 2\Lambda) + 2\Lambda^2] - 2\Lambda \vec{\zeta}_1 \cos \alpha [1 + x^4 + \Lambda(1 + x^2)] \},$$

$$\bar{\xi}_3^{(2)} = (\bar{H})^{-1} (1 + x^2 + 2\Lambda) \xi_3^{(1)}, \tag{7}$$

$$\bar{H} = 2\Lambda^2 (1 + x^2) + (1 + x^4)(1 + x^2 + 2\Lambda) - 2\xi_2^{(1)} \Lambda \vec{\zeta}_1 \cos \alpha (x^2 - 1)(1 + x^2 + \Lambda).$$

Из (7) следует, что после усреднения по углу  $\varphi$  исчезает зависимость от поперечной поляризации начального электрона. Если начальные фотоны не были поляризованы, то конечные будут обладать лишь циркулярной поляризацией

$$\bar{\xi}_2^{(2)} = -\frac{2\Lambda \vec{\zeta}_1 \cos \alpha [1 + x^4 + \Lambda(1 + x^2)]}{2\Lambda^2 (1 + x^2) + (1 + x^4)(1 + x^2 + 2\Lambda)}. \tag{8}$$

3. При очень больших плотностях фотонов становятся существенными процессы с участием нескольких ( $n$ ) падающих фотонов [13]. В случае циркулярной (правой) поляризации первичных фотонов параметры Стокса конечного фотона в ортах, привязанных к плоскости рассеяния, имеют вид<sup>2</sup>)

$$\xi_1^{(2)} = (G)^{-1} \left\{ -2 \vec{\zeta}_1 \sin \alpha \sin \Phi \cdot \xi^{-1} \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} J_n J_n' \right\},$$

$$\begin{aligned}
 \xi_2^{(2)} = (G)^{-1} \left\{ 2 \left( \frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) \left( \frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) J_n J_n' + \frac{(\lambda - \lambda')}{\lambda} \vec{\zeta}_1 \cdot \left[ \sin \alpha \cos \Phi \times \right. \right. \\
 \left. \left. \times 2 J_n^2 \xi^{-1} \left( \frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) + \cos \alpha \left( \frac{\lambda + \lambda'}{\lambda} \left( J_n^2 + J_n^2 \left( \frac{n^2}{s^2} - 1 \right) \right) - 2 J_n^2 \xi^{-2} \right) \right] \right\},
 \end{aligned}$$

$$\xi_3^{(2)} = 2(G)^{-1} \left\{ J_n'^2 - \left( \frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right)^2 J_n^2 + \xi^{-1} J_n J_n' \frac{(\lambda - \lambda')}{\lambda} \sin \alpha \cos \Phi \right\}, \tag{9}$$

$$G = \left( \frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) \left[ J_n'^2 + \left( \frac{n^2}{s^2} - 1 \right) J_n^2 \right] - 2 \xi^{-2} J_n^2 + \frac{2(\lambda - \lambda')}{\lambda'} \vec{\zeta}_1 \times$$

<sup>2</sup> Здесь используются обозначения работы [13], однако поляризационные орты отличаются от введенных в [13] знаком при орте  $\vec{\zeta}_2^{(1,2)}$  и совпадают с ортами, введенными в [4].

$$\times \int_n \int_n \left[ \sin \alpha \cos \Phi \xi^{-1} + \frac{\lambda + \lambda'}{\lambda} \left( \frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) \cos \alpha \right].$$

При  $\xi \ll 1$  достаточно взять в (9) лишь главные члены разложения функций Бесселя. Получаемые при этом результаты совпадают с соответствующими формулами (1), в которых частота начального кванта  $\omega_1$  заменена на  $n\omega_1$ .

Авторы весьма благодарны И. И. Гольдману за полезные обсуждения.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян, ЖЭТФ, 44, 2100 (1963).
2. Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян, УФН, 83, 3 (1964).
3. R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett. 10, 75 (1963).
4. Ф. Р. Арутюнян, И. И. Гольдман, В. А. Туманян, ЖЭТФ, 45, 312 (1963).
5. Г. Г. Арушанов, Я. П. Котов, Изв. АН Узб. ССР, 3, 70 (1962)
6. R. Malvano, C. Mancini, C. Schaerf, Preprint, LNF-67/48, 1967.
7. А. А. Соколов, И. М. Тернов, ДАН СССР, 153, 1052 (1963).
8. В. Н. Байер, В. М. Катков, ЖЭТФ, 52, 1422 (1967).
9. В. Н. Байер, В. А. Хозе, Ядерная физика (в печати).
10. F. W. Lippes, H. A. Tolhoek, Physica, 20, 395 (1954).
11. U. Fano, J. Opt. Soc. Am. 39, 859 (1949).
12. В. А. Хозе, Ядерная физика, 7, 1994 (1968).
13. И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 46, 1412 (1964).

#### ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ԿՈՄՊՏՈՆՆՅԱՆ ՑՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Պ. ԳԱՎՐԻԼՈՎ, Ի. Ա. ՆԱԳՈՐՍԿԱՅԱ, Վ. Ա. ԽՈՋԵ

Գիտարկվում է ռելյատիվիստիկ բեռնացված էլեկտրոնների վրա լազերային ֆոտոնների ցրման հետևանքով առաջացած  $\gamma$ -քվանտների բեռնացման հատկությունները: Ստացված են նաև արտահայտություններ բեռնացված էլեկտրոնների վրա ինտենսիվ ալիքի ցրման դեպքում առաջացած ֆոտոնների բեռնացման պարամետրերի համար:

#### ON COMPTON SCATTERING ON RELATIVISTIC POLARIZED ELECTRONS

V. P. GAVRILOV, I. A. NAGORSKAYA, V. A. KHOZE

The polarisation properties of  $\gamma$ -quanta, produced in Compton scattering of laser photons by relativistic polarized electrons are discussed. The expressions are derived for the polarisation parameters of photons, emitted in the scattering of intense wave by polarized electrons.

## К ВОПРОСУ ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $10^{11}$ — $10^{12}$ эв НА УРОВНЕ МОРЯ

Н. А. ГРИГОРОВ, Э. А. МАМИДЖАНИЯ

В работе рассчитываются энергетические спектры нуклонной компоненты космических лучей на разных высотах в атмосфере, в том числе и спектр нейтронов на уровне моря. Результаты расчета сравниваются со спектром, измеренным на уровне моря в работе [5].

Для расчета энергетического спектра нуклонов на разных глубинах  $X$  в  $\text{см}^{-2}$  атмосферы необходимо задать спектр нуклонов на границе атмосферы и средние характеристики их взаимодействия.

В соответствии с данными измерений спектра протонов первичных космических лучей, выполненных на искусственных спутниках „Протон-1, 2, 3“ [1], этот спектр можно аппроксимировать функцией

$$J_p(\geq E, X=0) = 5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{100}{E}\right)^{1,7} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E}{1000}\right)^2\right]^{0,3}} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}, \quad (1)$$

где  $E$  измеряется в Гэв.

Интегральный энергетический спектр нуклонов, упакованных в ядрах с  $Z \geq 2$ , можно представить в виде [1]:

$$J_z(\geq E, X=0) = A \left(\frac{100}{E}\right)^{1,73} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}, \quad (2)$$

где  $E$  — энергия на нуклон, измеряемая в Гэв.

В области умеренных энергий доля нуклонов, упакованных в ядрах с энергией  $E$  Гэв/нуклон, составляет 40% от потока свободных протонов с той же энергией [2]. Следовательно, при  $10^{11}$  эв, когда спектр первичных протонов еще подобен спектру ядер,

$$\frac{J_z(\geq E, X=0)}{J_p(\geq E, X=0)} \Big|_{E=100 \text{ Гэв}} = \frac{A}{5 \cdot 10^{-4}} = 0,4; \text{ т. е. } A = 2 \cdot 10^{-4}.$$

Поэтому, если бы все ядра в верхней части атмосферы при своем взаимодействии с ядрами атомов воздуха рассыпались на составляющие их нуклоны, то поток нуклонов от ядер при  $X \approx 0$  был бы равен

$$J_z(\geq E, X \approx 0) = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{100}{E}\right)^{1,73} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}.$$

В действительности, при рассыпании тяжелого ядра первичных космических лучей некоторые нуклоны первичного ядра теряют часть своей энергии и только какая-то доля  $\alpha$  от всех нуклонов первичного ядра вылетает, сохранив первоначальную энергию. Поэтому,

$$J_z (> E, X \approx 0) = 2 \cdot 10^{-4} \alpha \left( \frac{100}{E} \right)^{1,73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Если исходить из химического состава ядерной компоненты, который соответствует космическим лучам малых энергий, и предположить, что теряют энергию при столкновении только те нуклоны налетающего ядра, которые заключены в перекрывающихся при столкновении объемах ядер, то получим для  $\alpha$  значение близкое к 0,5. Поэтому мы в дальнейших расчетах принимаем  $\alpha = 0,5$ .

При этом полный поток всех нуклонов в верхних слоях атмосферы будет равен

$$J_{\text{нукл.}} (> E, X \approx 0) = J_p (> E, X=0) + J_z (> E, X \approx 0) = \\ = 5 \cdot 10^{-4} \left( \frac{100}{E} \right)^{1,7} \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{E}{1000} \right)^2 \right]^{0,3}} + 10^{-4} \left( \frac{100}{E} \right)^{1,73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}. \quad (3)$$

Если энергетический спектр первичных частиц (при  $X \approx 0$ ) не чисто степенной, то прохождение нуклонов через атмосферу при постоянном пробеге для взаимодействия  $\lambda$  и постоянном коэффициенте неупругости  $K$  не будет описываться экспоненциальным законом с постоянным значением пробега для поглощения  $L_{\text{погл.}}$ .

В этом случае дифференциальный спектр нуклонов  $F(E, X) dE$  на глубине атмосферы  $X \cdot \text{см}^{-2}$  будет описываться выражением

$$F(E, X) dE = \sum_{m=0}^{\infty} P_m(\bar{n}) N \left( \frac{E}{(1-K)^m} \right) \frac{nE}{(1-K)^m}, \quad (4)$$

где  $\bar{n} = \frac{X}{\lambda}$ ;  $P_m(\bar{n}) = \frac{(\bar{n})^m}{m!} l^{-\bar{n}}$  — вероятность того, что нуклон в слое  $X$  испытает  $m$  взаимодействий.  $N(E) dE$  — дифференциальный спектр нуклонов при  $X \approx 0$ . Этот спектр легко получить, продифференцировав (3) по  $E$ ,

$$N(E) dE = 8,5 \cdot 10^{-6} \left( \frac{100}{E} \right)^{2,7} \frac{\left[ 1 + \left( \frac{E}{1000} \right)^2 \cdot 1,35 \right]}{\left[ 1 + \left( \frac{E}{1000} \right)^2 \right]^{1,3}} + \\ + 1,73 \cdot 10^{-6} \left( \frac{100}{E} \right)^{2,73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}. \quad (5)$$

При вычислении энергетического спектра нуклонной компоненты мы приняли  $\lambda = 83 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  для частиц с энергией  $E \geq 2 \cdot 10^{11} \text{ эв}$  и  $K = 0,55$ . (Такое значение  $\lambda$  следует из измеренного на ИСЗ „Протон-1, 2, 3“ эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода с последующим пересчетом от углерода к воздуху по закону  $\sigma(A) \sim A^{2/3}$ ).

Подставив значение  $N(E)$  в выражение (4) и произведя соответствующие вычисления, мы получим спектр нуклонной компоненты на

разных глубинах атмосферы —  $F(E, X)$ . Результаты этого расчета приведены на рис. 1.

Благодаря эффекту перезарядки нуклонов при неупругих взаимодействиях можно ожидать, что протонный и нейтронный спектры на

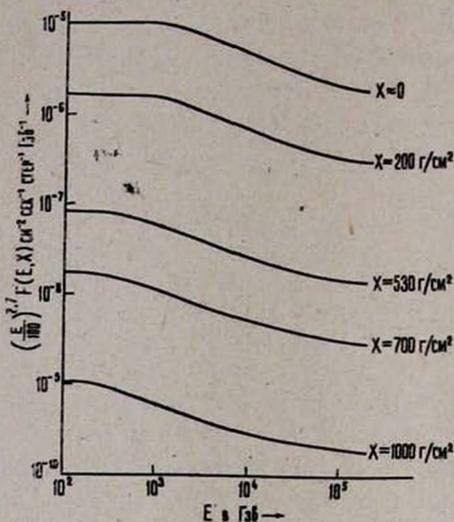


Рис. 1. Дифференциальный энергетический спектр нуклонной компоненты на разных глубинах атмосферы.

больших глубинах атмосферы будут почти тождественными. Подробное рассмотрение этого вопроса, выполненное в работе [3], приводит к этому выводу с точностью, достаточной для наших расчетов. Эксперименты дают то же — измерения протонного [4] и нейтронного спектров [5] космических лучей на уровне моря в области энергий частиц 20—100 Гэв показывают, что эти спектры в пределах статистических ошибок идентичны. Поэтому мы будем считать, что поток нейтронов с энергией  $E$  на уровне моря равен 0,5 потока всей нуклонной компоненты.

Результаты расчета дифференциального спектра нейтронов на уровне моря приведены на рис. 2 прямой линией. Для энергий  $10^2$ — $5 \cdot 10^3$  Гэв он может быть представлен в виде

$$F_n(E) dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E}\right)^{3,0} dE \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}.$$

На том же рисунке нанесены экспериментальные точки из работы [5]. Как видно из рис. 2, рассчитанный спектр в диапазоне энергий  $10^{11}$ — $10^{12}$  эв хорошо соответствует экспериментальному спектру. Небольшое расхождение в абсолютных погрешках легко может быть устранено вариацией параметра  $K$ .

Однако следует отметить, что работа [5] страдает некоторой неопределенностью в определении знака падающей на установку частицы. Это, а также не совсем удачная геометрия установки, застав-

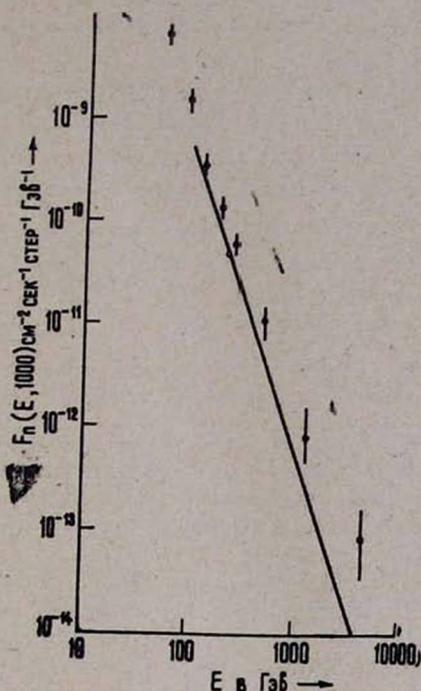


Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр нейтронов на уровне моря.

ляет нас утверждать, что результаты эксперимента могут быть не совсем окончательными. (В настоящее время в той же лаборатории проводятся измерения нейтронного спектра на новом, значительно улучшенном варианте установки).

Из рассчитанных спектров, приведенных на рис. 1, можно вычислить величину пробега поглощения нуклонной компоненты в атмосфере, пользуясь соотношением  $L_{\text{погл.}} = \frac{X}{\ln \frac{N(E, X=0)}{F(E, X)}}$ . Взяв  $X = 1000 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ,

получим средний пробег, определяющий поглощение нуклонной компоненты космических лучей в интервале глубин от границы атмосферы до уровня моря. Рассчитанные значения  $L_{\text{погл.}}$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

$E \text{ Гэв.}$	$L_{\text{погл.}} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$
$10^2$	108
$10^3$	103
$3 \cdot 10^3$	101
$10^4$	103
$4 \cdot 10^4$	105
$2 \cdot 10^5$	108

Интересно отметить, что в области энергий  $E \approx 10^{11} \text{ эв}$  и в области Ш.А.Л., т. е.  $E \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ эв}$ , экспериментальные значения

$L_{\text{погл.}} = 110 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ . В то же время имеются указания, что при  $E=10^{12}-10^{13}$  эв  $L_{\text{погл.}} \cong 100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  [6].

Следует подчеркнуть, что тот факт, что  $L_{\text{погл.}}$  оказывается величиной, зависящей от  $E$ , вовсе не означает зависимости  $\lambda$  или  $K$  от  $E$ , а является следствием различного вида спектров при  $X=0$  и  $X=1000 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ , что в свою очередь связано с отклонением спектра нуклонов при  $X=0$  от чисто степенного вида.

Институт ядерной физики Московского  
государственного университета,  
Ереванский физический институт ГКАЭ

Поступила 11.III.1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скурдин, Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам. Ташкент, 1968. Изв. АН СССР. В печати.
2. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, „Происхождение космических лучей“. Москва, Изд-во АН СССР, 1963.
3. Yash Pal and B. Peters, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, № 15, 1964.
4. G Brooke, A. W. Wolfendale, Proc. Phys. 85, 843 (1964).
5. F.. Ashton, R. R. Coats, Journal of Physics AL, 169 (1968).
6. М. В. Соловьев, Диссертация. ФИАН, 1968.

#### ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՆՅՏՏՐՈՆՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԸ ԾՈՎԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ

Ն. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Է. Ա. ՄԱՄԻԶՅԱՆ

Աշխատանքում օգտվելով «Պրոտոն» արբանյակների շահումներից, տեսականորեն հաշված է տիեզերական ճառագայթների նեյտրոնների էներգետիկ սպեկտրը ծովի մակերևույթի վրա:

$10^2-5\cdot 10^3$  Գէվ էներգիայի դեպքում նեյտրոնների դիֆֆերենցիալ էներգետիկ սպեկտրը կարելի է արտահայտել հետևյալ ձևով.

$$F_n(E) dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E}\right)^{3,0} dE \text{ սմ}^{-2} \text{ վրկ}^{-1} \text{ ստեր}^{-1} \text{ գեվ}^{-1}$$

#### ON THE ENERGY SPECTRUM OF NEUTRONS IN COSMIC RADIATION OF $10^{11}-10^{13}$ EV AT SEA LEVEL

N. L. GRIGOROV, E. A. MAMIDZHANIAN

A theoretical study has been made to predict the energy spectrum of neutrons in the sea level cosmic radiation in the energy range  $10^2-5\cdot 10^3$  Gev.

The method of calculation was to derive the expected sea level spectrum from the primary spectra, obtained from measurements using the „Proton“ satellites.

The differential spectrum of neutrons can be represented by

$$F_n(E) dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E}\right)^{3,0} dE \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ st}^{-1} \text{ gev}^{-1}.$$

## К РАСЧЕТУ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, К. Н. БЕЗИРГАНЯН

Показано, что в поперечном сечении отраженного пучка распределение интенсивности неоднородно и его структура зависит от размеров отражающих плоскостей. Пропорциональность интегральной интенсивности облучаемому объему нарушается для реальных кристаллов.

Обычно для расчета интегральной интенсивности отражения рентгеновских лучей применяются два метода: метод Лауэ и метод Вульфа-Брегга.

При расчете по методу Лауэ делаются следующие допущения:

а) пренебрегают разностями фаз, возникающими из-за непараллельности волн, рассеянных различными точками (мотивами) облучаемого объема в сторону точки наблюдения [1—3];

в) в выражении амплитуды рассеянной волны

$$A = \frac{\sin N_1 \frac{A_1}{2}}{\sin \frac{A_1}{2}} \cdot \frac{\sin N_2 \frac{A_2}{2}}{\sin \frac{A_2}{2}} \cdot \frac{\sin N_3 \frac{A_3}{2}}{\sin \frac{A_3}{2}},$$

где

$$A_1 = k (\vec{a} \vec{S}), \quad A_2 = k (\vec{b} \vec{S}), \quad A_3 = k (\vec{c} \vec{S}),$$

$\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  и  $\vec{c}$  — трансляции пространственной решетки,  $\vec{S} = \vec{S}_1 - \vec{S}_0$ , ( $\vec{S}_0$  и  $\vec{S}_1$  — единичные векторы в направлении падения и рассеяния соответственно), предполагают, что все три величины  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  независимы друг от друга.

Однако нетрудно убедиться в том, что эти допущения неприменимы для реальных кристаллов и для реальных условий опыта. Действительно, как показано в работе [4], предположение о параллельности волн, рассеянных различными частицами облучаемого объема в сторону точки наблюдения, верно только для кристаллов, размеры которых меньше, чем  $10^{-5}$  см. Между тем размеры блоков реальных кристаллов порядка  $10^{-4}$ — $10^{-3}$  см. Следовательно, пренебрегать вышеуказанными разностями фаз нельзя. Далее, в работе [5] показано, что величины  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  не независимы друг от друга и в выражении интенсивности

$$A^2 = \frac{\sin^2 N_1 \frac{A_1}{2}}{\sin^2 \frac{A_1}{2}} \cdot \frac{\sin^2 N_2 \frac{A_2}{2}}{\sin^2 \frac{A_2}{2}} \cdot \frac{\sin^2 N_3 \frac{A_3}{2}}{\sin^2 \frac{A_3}{2}}$$

для получения интегральной интенсивности нельзя множители типа

$$\frac{\sin^2 N \frac{A}{2}}{\sin^2 \frac{A}{2}}$$

интегрировать по  $A$  независимо друг от друга.

При расчете интегральной интенсивности по методу Вульфа-Брегга делаются следующие предположения [3]:

а) предполагается, что отражающие плоскости бесконечно велики и для амплитуды волны, отраженной от одной плоскости, независимо от ее размеров, получается  $-iq$ , где

$$q = \frac{n\lambda}{\sin \theta} \cdot f(2\theta, k) \frac{e^2}{mc^2};$$

в) предполагается, что отраженный пучок однороден — во всех его частях интенсивность имеет одно и то же значение и для определения интегральной интенсивности выражение интенсивности умножается на поперечное сечение падающего и отраженного пучков.

Но можно показать, что и эти предположения также неприемлемы для реальных кристаллов. Действительно, отражающие плоскости можно считать бесконечно великими только тогда, когда их размеры намного больше размеров первой зоны Френеля [6]. Однако у реальных кристаллов размеры блоков как раз порядка первой зоны Френеля и амплитуда волны, отраженной от одной плоскости, даже в отсутствие поглощения не чисто мнимая (не  $-iq$ ), а комплексная и равна

$$G_1 = G'_1 + iG''_1,$$

где

$$G'_1 = A_1 \left\{ \int_0^A \cos \frac{\pi}{2} x^2 dx \cdot \int_0^B \cos \frac{\pi}{2} y^2 dy - \int_0^A \sin \frac{\pi}{2} x^2 dx \cdot \int_0^B \sin \frac{\pi}{2} y^2 dy \right\},$$

$$G''_1 = -A_1 \left\{ \int_0^A \cos \frac{\pi}{2} x^2 dx \cdot \int_0^B \sin \frac{\pi}{2} y^2 dy + \int_0^A \sin \frac{\pi}{2} x^2 dx \cdot \int_0^B \cos \frac{\pi}{2} y^2 dy \right\}.$$

$$A_1 = \frac{2n\lambda e^2}{mc^2 \sin \theta} f(2\theta, k), \quad A = \sin \theta \sqrt{\frac{2}{\lambda R}} d_1, \quad B = \sqrt{\frac{2}{\lambda R}} d_2,$$

$d_1$  и  $d_2$  — размеры отражающих плоскостей в направлениях параллельном и перпендикулярном плоскости падения. Поэтому амплитуда  $G$  и фаза отраженной волны  $\text{tg } \varphi = \frac{G''_1}{G'_1}$  зависят как от размеров отражающих

плоскостей, так и от направлений отражения (от направлений плоскости падения [7]). Более того, в точке наблюдения разность фаз волн, отраженных от соседних плоскостей, зависит не только от разностей их оптических путей, но и от размеров отражающих плоскостей, т. е.

эти разности фаз нельзя определять только выражением  $kd \sin \theta$ . Следовательно, выражение интенсивности

$$|q|^2 \frac{\sin^2(P \cdot B\varepsilon)}{\sin^2(B\varepsilon)},$$

где  $B = kd \sin \theta_0$ ,  $\theta_0$  — угол Вульфа-Брегга, а  $\varepsilon$  определяется соотношением  $\theta = \theta_0 + \varepsilon$ ,  $P$  — число отражающих плоскостей, фактически неприемимо для реальных (конечных) кристаллов.

Итак, из изложенного вытекает, что выражение для интегральной интенсивности

$$\frac{E_\omega}{J_0} = QV,$$

где

$$Q = \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta_0} |F|^2 \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2},$$

$V$  — облучаемый объем кристалла, и которое основано на вышеуказанных допущениях, для реальных кристаллов неприменимо.

Здесь рассматривается вопрос нахождения выражения интегральной интенсивности, свободного от вышеуказанных допущений.

### 1. Отражение от одной ограниченной плоскости

Допустим, что плоская монохроматическая волна падает на плоскость по направлению единичного вектора  $\vec{S}_0$  и мы исследуем интенсивность отражения в точке наблюдения  $M$ , которая из начала координат видна в направлении единичного вектора  $\vec{S}_1$ . Размеры отражающей плоскости в направлениях  $x$  и  $y$  равны  $A$  и  $B$  соответственно. Начало координат помещено в центре плоскости (рис. 1).

Тогда для амплитуды отраженной волны получим

$$G = A_2 (G' + iG''), \quad (1)$$

где

$$A = \frac{ne^2}{Rmc^2} f,$$

$$G' = \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \cos \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \cos \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy -$$

$$- \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \sin \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \cos \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy,$$

$$G'' = \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \cos \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \sin \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy - \\ - \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \sin \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \cos \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy.$$

В работах [2] и [8] при выводе интегральной интенсивности, как уже было сказано, предполагается, что кристаллические плоскости и фронты падающих волн бесконечно велики и поэтому фронты отражен-

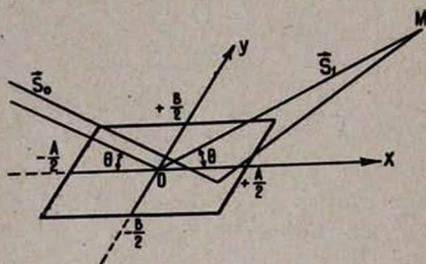


Рис. 1. К расчету амплитуды волны.

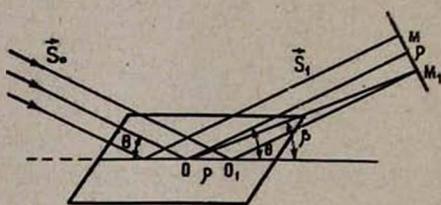


Рис. 2. К расчету распределения интенсивности на поперечном сечении отраженного пучка.

ных волн также бесконечны и интенсивность на них всюду одинакова, т. е. в плоскости, перпендикулярной к  $\vec{S}_1$ , всюду в пределах отраженного пучка, интенсивность имеет одинаковое значение и поэтому для нахождения интегральной интенсивности интенсивность умножают на поперечное сечение отраженного пучка (рис. 2).

Однако нетрудно убедиться в том, что, во-первых, для реальных кристаллов фронт отраженной волны нельзя считать бесконечным и, во-вторых, внутри отраженного пучка на плоскости, перпендикулярной к направлению отражения, в различных точках интенсивность имеет различные значения.

Для этого мы сначала исследуем интенсивность отражения от одной ограниченной плоскости (реальный кристалл).

Имея в виду (1) для интенсивности в точке наблюдения  $M$ , которая видна из центра плоскости  $O$  под углом  $\theta$ , получим

$$J_M = A_2^2 (G^2 + G''^2).$$

Для амплитуды волны в точке  $M_1$  поперечного сечения отраженного пучка (точка  $M_1$  от центра видна под углом  $\beta$ , а из точки  $O'$  под углом  $\theta$ , рис. 2) получим

$$G_{M_1} = A_2 (G_2 + iG_2'),$$

где

$$\begin{aligned}
 G_2 &= \int_{-\left(\frac{A}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A}{2} - \rho_1} \cos\left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2\right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \cos\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy - \\
 &- \int_{-\left(\frac{A}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A}{2} - \rho_1} \sin\left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2\right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sin\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy, \\
 G'_2 &= \int_{-\left(\frac{A}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A}{2} - \rho_1} \cos\left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2\right) dx \cdot \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sin\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy + \\
 &+ \int_{-\left(\frac{A}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A}{2} - \rho_1} \sin\left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2\right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \cos\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy.
 \end{aligned}$$

$\rho_1 = \frac{\rho}{\sin \theta}$ , где  $\rho$  — расстояние между точками  $M$  и  $M_1$ .

Из последних выражений для интенсивности волны в точке (точки  $M$  и  $M_1$  расположены на плоскости вектора  $\vec{S}_1$  и отрезка  $00_1$ ) получим

$$J_M = A_2^2(G_2'^2 + G_2^2).$$

Исследуем распределение интенсивности на плоскости поперечного сечения отраженного пучка (на отрезке  $MM_1$ ) в зависимости от величины  $\rho$  для трех случаев размеров отражающей плоскости (для  $\lambda = 1,542 \text{ \AA}$  и  $\theta = 12^\circ 31' 44''$ ).

Первый случай — размеры отражающей плоскости такие, что на ней помещается только первая зона Френеля (рис. 3а).

Второй случай — размеры отражающей плоскости такие, что на ней помещаются только первые две зоны Френеля (рис. 4а).

Третий случай — размеры отражающей плоскости такие, что на ней помещаются только первые три зоны Френеля (рис. 5а).

На рисунках 3в, 4в и 5в представлены распределения интенсивностей отражения на поперечном сечении отраженного пучка в первом, во втором и в третьем случаях соответственно. Как видно из кривых, приведенных на этих рисунках, в первом случае максимальное отражение получается в точке, которая видна из центра отражающей плос-

кости под углом отражения (т. е. под углом  $\theta$ , рис. 3в) и по мере удаления от этой точки интенсивность отражения быстро падает. Во втором случае распределение интенсивности имеет более сложный характер (рис. 4в), в центральной точке получается минимум, а справа и слева этого минимума полу-

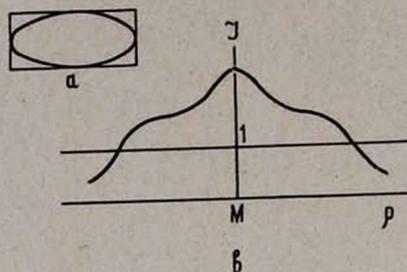


Рис. 3. Первый случай.

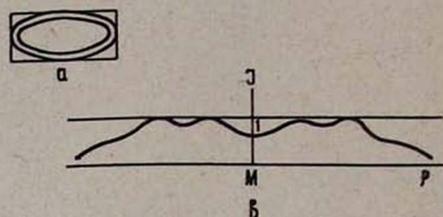


Рис. 4. Второй случай

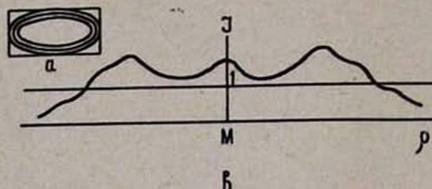


Рис. 5. Третий случай.

чаются максимумы. В третьем случае (рис. 5в) в центральной точке получается вторичный максимум, а с двух сторон этого максимума получаются главные максимумы. Следовательно, из этих рассмотренных трех случаев можно сделать следующие выводы:

1. На поперечном сечении отраженного пучка распределение интенсивности не однородное и от точки к точке меняется.
2. Структура отраженного пучка (распределение интенсивности в нем) зависит от размеров отражающей плоскости.
3. Фаза волны, отраженной от одной ограниченной плоскости, зависит от размеров этой плоскости. Действительно, так как фаза этой волны определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{G''}{G'}$$

где  $G'$  и  $G''$  зависят от размеров отражающей плоскости, следовательно и  $\varphi$  зависит от этих размеров. Более того, так как в различных точках поперечного сечения отраженного пучка величины  $G'$  и  $G''$  имеют различные значения, то  $\varphi$  в различных точках этого сечения имеет различные значения.

## II. Отражение от системы ограниченных плоскостей

Теперь перейдем к исследованию интенсивности волны, отраженной от системы ограниченных плоскостей—от реального кристалла.

В этом случае расчеты осложняются тем, что в данную точку поперечного сечения отраженного пучка различные отражающие плоскости данной системы посылают волны с различными фазами и амплитудами, причем фазы отличаются не только выражением Вульфа-Брегга, но и добавочным членом, обусловленным соотношением

$$\Delta\varphi_{n, n-1} = \arctg \left( \frac{G'_n}{G''_n} \right) - \arctg \left( \frac{G'_{n-1}}{G''_{n-1}} \right),$$

где  $\Delta\varphi_{n, n-1}$  — добавочная разность фаз между волнами, отраженными от плоскостей с номерами  $n$  и  $n-1$ ,  $G'_n$  и  $G''_n$  — вещественные и мнимые части амплитуды волны, отраженной от плоскости с номером  $n$ , а  $G'_{n-1}$  и  $G''_{n-1}$  те же самые величины для плоскости с номером  $n-1$ .

Таким образом, так как величины  $G'_n$ ,  $G''_n$ ,  $G'_{n-1}$  и  $G''_{n-1}$  зависят как от размеров отражающих плоскостей, так и от их номеров, то  $\Delta\varphi_{n, n-1}$  также зависят от этих величин. Далее, как уже было сказано в конце первого пункта, величины  $G'_n$  и  $G''_n$ , а следовательно и  $\Delta\varphi_{n, n-1}$ , зависят от  $\rho$ , т. е. эти величины меняются от точки к точке данного поперечного сечения отраженного пучка.

Имея ввиду вышеуказанное, для амплитуды суммарной волны в точке  $M_1$ , расположенной на расстоянии  $\rho$  от центральной точки  $M$ , получим

$$G_{M_1} = A_2 \sum_{n=0}^{N-1} e^{i2nkd \sin \theta} (G'_{2n} + iG''_{2n}), \quad (2)$$

где  $d$  — межплоскостное расстояние отражающих плоскостей,

$$G'_{2n} = a_1 \cdot a'_1 - b_1 \cdot b'_1, \quad (3)$$

$$G''_{2n} = a'_1 \cdot b_1 + a_1 \cdot b'_1, \quad (4)$$

где

$$a_1 = \int_{\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \cos \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy, \quad b_1 = \int_{\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sin \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy,$$

$$a'_1 = \int_{-D_1}^{D_1} \cos \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx, \quad b'_1 = \int_{-D_1}^{D_1} \sin \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx,$$

$$D_1 = nd \cdot \text{ctg } \theta - \left( \frac{A}{2} + \rho_1 \right), \quad D_2 = nd \cdot \text{ctg } \theta + \left( \frac{A}{2} - \rho_1 \right).$$

Из (2) легко получить интенсивность отражения в точке  $M_1$ .

$$J_{M_1} = A_2^2 \left\{ \left[ \sum_{n=0}^{N-1} G'_{2n} \cos (2kd \sin \theta \cdot n) - \sum_{n=0}^{N-1} G''_{2n} \sin (2kd \sin \theta \cdot n) \right]^2 + \right.$$

$$+ \left[ \sum_{n=0}^{N-1} G'_{2n} \sin(2kd \sin \theta \cdot n) + \sum_{n=0}^{N-1} G''_{2n} \cos(2kd \sin \theta \cdot n) \right]^2 \}. \quad (5)$$

Откуда при  $\rho=0$  получим интенсивность отражения в точке  $M$ .

$$J_M = J_{M_1} (\rho=0).$$

Для получения интегральной интенсивности мы должны, во-первых, суммировать по  $n$  (по системе отражающих плоскостей), во-вторых, интегрировать в угловых пределах отражения, т. е. от  $\theta-\varepsilon$  до  $\theta+\varepsilon$ , и в третьих, интегрировать по всему поперечному сечению (фронту) отраженного пучка. Это суммирование достаточно трудное, так как от номера  $n$  зависят как величины  $G'_{2n}$  и  $G''_{2n}$ , так и тригонометрические функции, входящие в суммы (см. (3—5)).

Однако, если иметь ввиду, что с изменением  $n$  величины  $G'_{2n}$  и  $G''_{2n}$  очень медленно меняются, то зависимость этих величин от  $n$  можно пренебречь, если  $N$  не очень велико. Действительно, если число отражающих плоскостей  $N=1000$ , то значение этих величин для первой и последней плоскостей в первом случае будут (в точке  $M$ )

$$G'_{2,0} = 0,529, \quad G'_{2,1000} = 0,548,$$

$$G''_{2,0} = 0,714, \quad G''_{2,1000} = 0,697.$$

Как видно из последних выражений, значения этих величин для первой и последней плоскостей мало отличаются, следовательно, не совершая большой ошибки, мы можем выражение (2) привести к следующему виду:

$$G_{M_1} = A_2 (\overline{G'_{2n}} + \overline{G''_{2n}}) \sum_{n=0}^{N-1} e^{ikd \sin \theta \cdot n}, \quad (6)$$

где

$$\overline{G'_{2n}} = \frac{1}{2} (G'_{2,0} + G'_{2,1000}), \quad \overline{G''_{2n}} = \frac{1}{2} (G''_{2,0} + G''_{2,1000}).$$

Тогда, произведя суммирование по  $n$ , из (6) для интенсивности легко получим

$$G^2_{M_1} = A_2^2 (\overline{G'^2_{2n}} + \overline{G''^2_{2n}}) \frac{\sin^2 N \frac{kd \sin \theta}{2}}{\sin^2 \frac{kd \sin \theta}{2}}.$$

При интегрировании по угловой области

$$\int_{\theta-\varepsilon}^{\theta+\varepsilon} G^2_{M_1} d\theta,$$

пренебрегая зависимостью величин  $A_2$ ,  $\overline{G'_{2n}}$  и  $\overline{G''_{2n}}$  от угла (из-за малости  $\varepsilon$ ), для интегральной интенсивности получим

$$J_1 = A_2^2 (\overline{G_{2n}'^2} + \overline{G_{2n}''^2}) \frac{\lambda \cdot n}{2d \cos \theta}. \quad (7)$$

Для получения полной интегральной интенсивности мы должны последнее выражение интегрировать по поперечному сечению (фронту) отраженного пучка. Конечно, как уже сказано, не было бы необходимости этого интегрирования и мы могли бы для получения полной интегральной интенсивности величину  $J_1$  умножить на  $S$  (поперечное сечение отраженного пучка), если бы величины  $G_{2n}'$  и  $G_{2n}''$  во всех точках сечения  $S$  имели бы одинаковые значения. Однако, как показано выше, эти величины сильно меняются от точки к точке поперечного сечения отраженного пучка.

Мы исследовали распределение интенсивности на поперечном сечении отраженного пучка только в одном направлении—в направлении плоскости падения (в направлении  $MM_1$ ), но для интегрирования мы должны исследовать распределение интенсивности в произвольном направлении.

Исследуем интенсивность рассеяния в произвольной точке  $M_3$  поперечного сечения отраженного пучка. Центр координат поместим в центре поперечного сечения отраженного пучка, т. е. в точке  $M$  (см. рис. 6). Ось  $x'$  направим по  $MM_1$  (отрезок  $MM_1$  расположен в плоскости падения и на поперечном сечении отраженного пучка). Ось  $y'$  направим по  $MM_2$ .

Тогда, если координаты точки  $M_3$  обозначать через  $x_3$  и  $y_3$ , то в выражении интенсивности  $J_1$  (см. (7)) величины  $G_{2n}'$  и  $G_{2n}''$  примут следующие значения

$$G_{2n}' = a_3 \cdot a_3' - b_3 \cdot b_3',$$

$$G_{2n}'' = a_3' b_3 - a_3 b_3',$$

где

$$a_3 = \int_{-\left(\frac{A}{2} + x_3' \sin \theta\right)}^{\frac{A}{2} - x_3' \sin \theta} \cos \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx, \quad a_3' = \int_{-\left(\frac{A}{2} + x_3' \sin \theta\right)}^{\frac{A}{2} - x_3' \sin \theta} \sin \left( k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx,$$

$$b_3 = \int_{-\left(\frac{B}{2} + y_3'\right)}^{\frac{B}{2} - y_3'} \cos \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy, \quad b_3' = \int_{-\left(\frac{B}{2} + y_3'\right)}^{\frac{B}{2} - y_3'} \sin \left( k \frac{y^2}{2R} \right) dy.$$

Теперь для получения полной интегральной интенсивности мы должны выражение  $J_1$  проинтегрировать по  $x_3$  и  $y_3$  в пределах от  $-\frac{A}{2} \sin \theta$  до  $\frac{A}{2} \sin \theta$  и от  $-\frac{B}{2}$  до  $\frac{B}{2}$  соответственно.

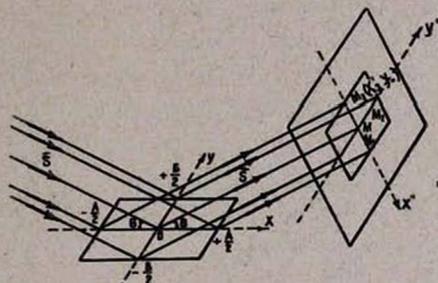


Рис. 6. К расчету интегральной интенсивности.

Таким образом, для полной интегральной интенсивности получим

$$J = \int_{-\frac{A}{2} \sin \theta}^{\frac{A}{2} \sin \theta} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} J_1 dx'_3 dy'_3 \quad (8)$$

или

$$J = A_2^2 \frac{\lambda \cdot N}{2d \sin \theta} \int_{-\frac{A}{2} \sin \theta}^{\frac{A}{2} \sin \theta} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} (\overline{G}_{2n}^2 + \overline{G}_{2n}^{\prime 2}) dx'_3 dy'_3.$$

Детально исследован только первый случай. Интегрирования проведены графически. После приведения интегралов  $a_3$ ,  $a'_3$ ,  $b_3$  и  $b'_3$  к виду интегралов Френеля для одного значения  $y'_3$  составлялись графики значений  $J_1$  для различных  $x_3$  в пределах  $-\frac{A}{2} \sin \theta \leq x_3 \leq \frac{A}{2} \sin \theta$ .

Далее, для различных значений  $y'_3$  в пределах  $-\frac{B}{2} \leq y'_3 \leq \frac{B}{2}$  были со-

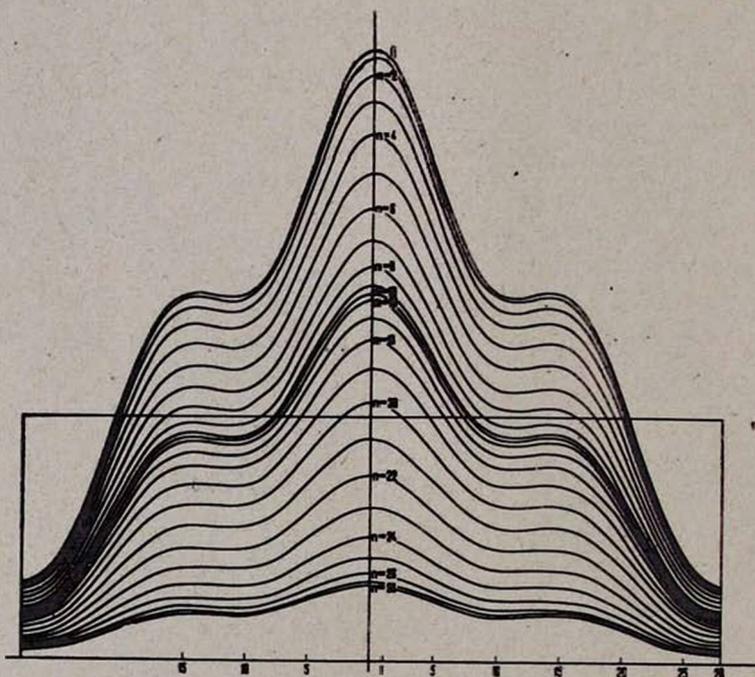


Рис. 7. Распределение интенсивности на поперечном сечении отраженного пучка.

ставлены системы таких графиков, которые показаны на рис. 7. Из них  $l=0$  кривая соответствует значению  $y'_3=0$ , а остальные соответствуют значениям  $0 < y'_3 \leq \frac{B}{2}$ . Рассчитаны все площади, заклю-

ченные между этими кривыми и осью  $x_3$ , составлен график зависимости величин этих площадей от  $u_3$  в пределах  $-\frac{B}{2} \leq u' \leq \frac{B}{2}$ , который показан на рис. 8. Определив величину площади, заключенной между этой кривой и осью  $u_3$ , как раз получим полную интегральную интенсивность в относительных единицах.

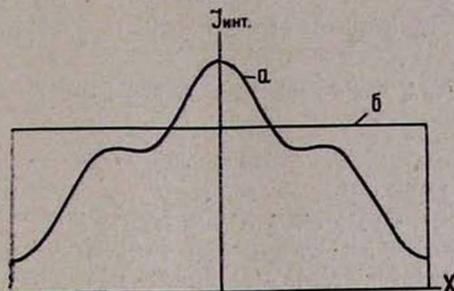


Рис. 8. Интегральная интенсивность. а) — первый случай (размеры отражающих плоскостей конечны), б) — размеры отражающих плоскостей бесконечно велики.

Для сравнения полученных нами результатов с результатами, полученными по методу Вульфа-Брегга в таких же относительных единицах на рис. 8 показано равномерное распределение интенсивности по поперечному сечению отраженного пучка согласно предположению неограниченных отражающих плоскостей.

Оказалось, что при неограниченных отражающих плоскостях интегральная интенсивность в рассматриваемом случае (первый случай) на 25% больше, чем при учете ограниченности этих плоскостей.

### В ы в о д ы

В случае реальных кристаллов:

1. Интенсивность отражения неравномерно распределена в поперечном сечении отраженного пучка.
2. Распределение интенсивности отражения в поперечном сечении отраженного пучка (микроструктура спектральной линии) зависит от размеров отражающих плоскостей.
3. Пропорциональность интегральной интенсивности облучаемому объему нарушается для ограниченных кристаллов.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 4.XII.1968

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. А. Безиригян, И. Б. Боровский, Изв. АН АрмССР, серия физическая, т. XIII, № 1, 1960.
2. А. Комpton и С. Алисон, Рентгеновские лучи. Теория и эксперим. ОГИЗ, Л.—М., 1941.

3. Գ. Ս. Ժданов, Основы рентгеноспектрального анализа, Гостехиздат, 1940.
4. Ս. Ա. Безирганиян, ЖТФ, т. XXXIV, вып. 3, 1964.
5. Ս. Ա. Безирганиян, Изв. АН АрмССР, т. XVII, № 5, 1964.
6. Ս. Ա. Безирганиян, А. Գ. Акритов, Изв. АН СССР, № 6, 1967.
7. Ս. Ա. Безирганиян, А. Գ. Акритов, Изв. АН АрмССР т. XIII, 1960.
8. Р. Джеймс, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, ИЛ, М., 1950.

## ՌԵՆՏԳԵՆՑԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Կ. Ն. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է ունեղենյան ճառագայթների անդրադարձման կախումը ճառագայթման ենթարկվող բյուրեղի չափերից:

Ցույց է տրված, որ սպեկտրային զծի ինտենսիվությունը և ստրուկտուրան կախված է անդրադարձնող առումային հարթությունների չափերից: Ապացուցված է (հաշիվներով), որ ունեղենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կենսամատիկ տեսության հիման վրա ինտեգրալ ինտենսիվության համար գուրս բերված բանաձևը, ըստ որի այդ ինտենսիվությունը համեմատական է բյուրեղի ճառագայթման ենթարկվող ծավալին, ունի (վերջավոր չափերով) բյուրեղների համար կիրառելի չէ: Կոնկրետ օրինակով ցույց է տրված, որ վերոհիշյալ բանաձևով ստացված ինտեգրալ ինտենսիվությունը ավելի խիստ հաշիվներով կատարվածի նկատմամբ 20% սխալ է առյուծ:

Ցույց է տրված նաև, որ սպեկտրալ զծի լայնական կտրվածքի վրա ինտենսիվության բաշխումը համասեռ չէ և կախված է անդրադարձնող հարթությունների չափերից:

## ON CALCULATION OF INTEGRAL INTENSITY OF REFLECTED X-RAYS

P. H. BEZIRGANIAN, K. N. BEZIRGANIAN

The dependence of the integral intensity of X-rays on the size of the reflecting crystal is studied. It is shown, that

1) The distribution of intensity in the cross-section of the reflected beam is not homogenous and changes from point to point.

2) The structure of the reflected beam (distribution of intensity) depends on the size of reflecting planes.

3) The phase of the wave reflected from one bound plane depends on the size of this plane.

4) In case of a bound crystal the integral intensity of reflection is not proportional to the radiated volume.

## К ВОПРОСУ О ЗАКОНЕ СОХРАНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ. II

Л. Г. ГАСПАРЯН

Исследована суммарная интенсивность рассеяния системы, состоящей из двух атомов, рассеивающих в одинаковых фазах с учетом поляризационного фактора.

Показано, что для коротких падающих волн и легких элементов закон сохранения интенсивности рассеяния соблюдается при любой решетке, а для тяжелых элементов и длинных волн этот закон не соблюдается при любой решетке.

В работе [1] был исследован закон сохранения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей в случае, когда все рассеиватели одинаковые, т. е. рассеивают в одинаковых фазах. Кроме того, в указанной работе не был учтен поляризационный фактор рентгеновских лучей.

Как известно [2], сдвиг фаз  $\varphi$  между падающей и рассеянной диполем (атомом) волнами зависит от отношения  $\omega/\omega_s$ , где  $\omega$  — частота падающей волны, а  $\omega_s$  — собственная частота рассеивающего диполя. В зависимости от величины этого отношения  $\varphi$  принимает значения от 0 до  $\pi$ . Так что, если соседние атомы кристаллической решетки не одинаковые, то они могут рассеивать в различных фазах. Далее, даже в случае монохроматической плоско-параллельной падающей волны при расчете интегральной интенсивности волн, рассеянных во всех направлениях (рассеяние через сферическую поверхность), мы должны иметь в виду то, что угол между электрическим вектором падающей волны и направлением рассеяния меняется от 0 до  $\pi$ .

Исследуем суммарную интенсивность рассеяния системы, состоящей из двух атомов, рассеивающих в неодинаковых фазах с учетом поляризационного фактора.

Допустим, два атома, расстояние между которыми равно  $d$ , внутри сферической поверхности радиуса  $R$  расположены симметрично относительно ее центра (рис. 1). Пусть плоская монохроматическая волна падает на атомы перпендикулярно к линии соединения атомов, и мы наблюдаем интенсивность рассеянных волн в точке  $M$  на поверхности сферы. Точка  $M$  из центра сферы видна под углом  $\theta$  относительно указанной линии (рис. 1). Тогда для амплитуды суммарной рассеянной волны в точке наблюдения получим

$$A_0 = B \left[ \frac{f_1}{r_1} e^{-i(kr_1 + \varphi_1)} + \frac{f_2}{r_2} e^{-i(kr_2 + \varphi_2)} \right], \quad (1)$$

где

$$B = \frac{e^2}{mc^2} A_0 \sin \theta = C \sin \theta; \quad C = \frac{e^2}{mc^2} A_0,$$

$\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — сдвиг фаз между падающей и рассеянной первым и вторыми атомами волнами соответственно,

$r_1$  и  $r_2$  — расстояния точки наблюдения от  $M$  атомов,

$f_1$  и  $f_2$  — атомные функции рассеяния.

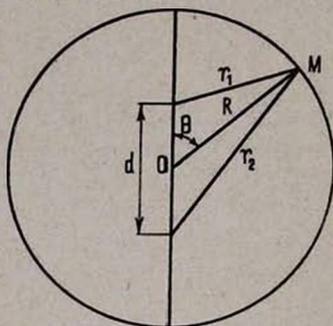


Рис. 1.

Из (1) для суммарной интенсивности в точке наблюдения получим

$$A_0^2 = B^2 \left\{ \frac{f_1^2}{r_1^2} + \frac{f_2^2}{r_2^2} + 2 \frac{f_1 f_2}{r_1 r_2} \cdot \cos \eta \right\}, \quad (2)$$

где

$$\eta = k(r_2 - r_1) + \varphi; \quad \varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Имея в виду, что  $r_1$  и  $r_2$  мало отличаются друг от друга (точка  $M$  находится далеко от рассеивающей системы) (см. [1]), для их разности получим

$$r_2 - r_1 = d \cdot \cos \theta,$$

т. е.

$$\eta = kd \cos \theta + \varphi.$$

Для определения интегральной интенсивности суммарной рассеянной волны (рассеянной по всем направлениям) мы должны найти поток рассеянной энергии через сферу радиуса  $R$

$$J = \int |A_0|^2 ds, \quad (3)$$

где  $ds = R^2 \sin \theta d\theta d\psi$  — элемент поверхности сферы. Предполагая, как и в работе [1], что плотность заряда атомов имеет сферическую симметрию, и далее, имея в виду, что

$$\cos 2\theta_0 = \sin \theta \cos \psi,$$

а выражение  $\sin \mu a_1 / \mu a_1$  разлагая в ряд по степеням  $\mu a_1$ , для потока энергии через сферическую поверхность получим

$$J = J_1 + J_2 + J_3, \quad (4)$$

где

$$J_1 = 2 \left( \frac{4\pi \rho_{01}^{2/3} a_{01}^2 c^{2/3}}{3} \right)^3 \left[ 1 - \frac{1}{10} \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 a_{01}^2 + \dots \right], \quad (5)$$

$$J_2 = 2 \left( \frac{4\pi \rho_{02}^{2/3} a_{02}^2 c^{2/3}}{3} \right)^3 \left[ 1 - \frac{1}{10} \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 a_{02}^2 + \dots \right], \quad (6)$$

$$J_3 = 4 \left( \frac{4\pi \rho_{01}^{1/3} \rho_{02}^{1/3} a_{01} a_{02} c^{2/3}}{3} \right)^3 \left[ 1 - \frac{1}{10} \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 (a_{01}^2 + a_{02}^2) + \dots \right] \times \\ \times \cos \varphi \frac{3 (\sin kd - kd \cos kd)}{(kd)^3}. \quad (7)$$

### Обсуждение результатов и выводы

Как видно из (4–7), в выражении потока энергии (4) величины  $J_1$  и  $J_2$  представляют собой потоки энергий, рассеянные отдельными атомами в случае отсутствия интерференции между рассеянными ими волнами. Величина же  $J_3$  является интерференционным членом. Исследуем этот член детально. Как видно из (7), в выражении  $J_3$  содержится следующий множитель

$$J_4 = \cos \varphi \frac{3 (\sin kd - kd \cos kd)}{(kd)^3}.$$

Ясно, что суммарный поток энергии равен сумме потоков энергий, рассеянных одиночными атомами, только в том случае, когда  $J_4 = 0$ . Величина  $J_4$  состоит из двух множителей: множителя  $\cos \varphi$  (зависящего от начальных фаз рассеяния  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ ) и множителя типа

$$\Phi(x) = \frac{3 (\sin x - x \cdot \cos x)}{(x)^3}$$

(зависящего от расстояния между рассеивающими атомами и длины падающей волны).

Таким образом, исследование выражения  $J_4$  дает возможность сделать следующие выводы:

1. При  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  для любых расстояний между рассеивающими атомами и для любой длины падающей волны поток суммарной рассеянной энергии равняется сумме потоков энергий, рассеянных одиночными атомами.
2. При  $\varphi = 0$  или  $\varphi = \pi$  поток суммарной энергии может не равняться сумме указанных потоков в зависимости от величины  $\Phi(x)$  (в случае  $\varphi = \pi$  поток суммарной энергии может быть меньше суммы потоков энергии, рассеянных одиночными атомами, а в случае  $\varphi = 0$  поток суммарной энергии может быть больше суммы потоков энергии, рассеянных одиночными атомами).

\* Обозначения  $\theta_0$ ,  $A_0$ ,  $\mu$ ,  $a_1$ ,  $a_{01}$  и  $a_{02}$  имеют смысл, указанный в работе [1].

3.  $\Phi(x)$  является общеизвестной интерференционной функцией, ход которой в зависимости от  $x$  приведен на рис. 2. Как видно из этого рисунка, выражение  $\Phi(x)$  практически отлично от нуля только

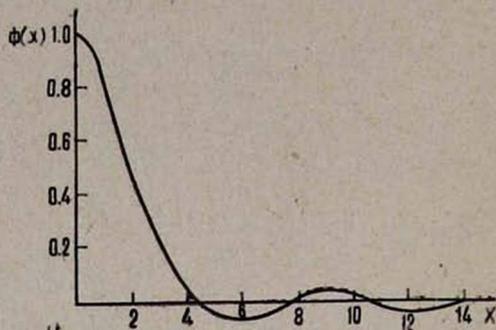


Рис. 2.

в области  $|x| < 4,25$ , т. е. когда  $kd < 4,25$  или  $d < \frac{4,25}{k} \approx 0,7\lambda$ . Следовательно, когда длина волны больше, чем  $\frac{d}{0,7}$ , суммарный поток не будет равняться сумме потоков.

Итак, на основании предыдущей работы [1] и данной работы мы можем сделать следующие основные выводы:

1. Для коротких падающих волн и легких элементов закон сохранения интенсивности рассеяния соблюдается при любой решетке.
2. Для тяжелых элементов и длинных волн закон сохранения интенсивности рассеяния не соблюдается при любой решетке.

3. В случае, указанном во 2-ом пункте, поток энергии, рассеянной решеткой не будет равняться сумме потоков энергий, рассеянных отдельными атомами в том случае, когда  $\varphi = 0$  или  $\pi$  и  $\lambda > \frac{d}{0,7}$ . Таким

образом, при тяжелых атомах и длинных волнах закон сохранения интенсивности рассеяния для электронов данного атома не соблюдается, но для совокупности атомов (в атомных единицах) может соблюдаться в зависимости от  $\lambda$  и  $d$ . Но выражение  $J(\vec{s}) \rightarrow M$  (см. [1]), где  $M$  — общее число электронов облучаемого объема, и в первом, и во втором случаях неверно.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 25.V.1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Безиригян, Л. Г. Гаспарян, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 180 (1968)
2. Р. Джеймс, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, Изд. И-Л, М., 1950.

ՅՐՎԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆԵՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՍԻՎՈՒԹՅԱՆ  
ՊԱՀՊԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻ ՄԱՍԻՆ

Լ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է 2 ատոմից բաղկացած սխտեմի ջրած գոմար ինտենսիվությունը բևեռացման ֆակտորի հաշվառմամբ:

Ցույց է տրված, որ ընկնող կարճ ալիքների և թեթև էլեմենտների համար ինտենսիվության պահպանման օրենքը տեղի ունի ցանկացած ձևի ցանցի համար, իսկ ծանր էլեմենտների և երկար ալիքների համար այդ օրենքը չի պահպանվում ցանկացած ցանցի դեպքում:

ON THE LAW OF CONSERVATION OF X-RAY  
SCATTERING INTENSITY

L. G. GASPARIAN

The law of conservation of x-ray scattering intensity is studied, considering the polarisation factor.

It is shown, that for short incident waves and light elements the law of conservation of scattered intensity is valid for any lattice while for long incident waves and heavy elements, the above mentioned law does not always hold.

## ИССЛЕДОВАНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 6 МГц—3 Гц

Б. А. БЕЛИНСКИЙ, М. КАРАБАЕВ, А. С. ЛАГУНОВ

В статье дается описание импульсной гиперзвуковой установки для измерения коэффициента поглощения акустических волн в жидкостях в диапазоне частот 2—3 Гц.

В качестве пьезообразователей использовались кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  и пленки  $\text{CdS}$ , нанесенные на основания цилиндров из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Приводятся результаты измерений коэффициента поглощения в жидкостях  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CH}_2\text{Br}_2$ ,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  в частотном диапазоне 6 МГц—3 Гц при комнатной температуре.

Отмечается, что обнаруженные единые области релаксации в  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CH}_2\text{Br}_2$ ,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  обусловлены возбуждением колебательных степеней свободы молекулы.

Одним из основных методов изучения релаксационных процессов в жидкостях является исследование частотной зависимости коэффициента поглощения и скорости распространения звука. Значительный интерес представляет исследование этих параметров в широком диапазоне частот, когда охватывается полная область релаксации.

В настоящее время известны работы [1, 2, 3], в которых исследован коэффициент поглощения когерентного звука в жидкостях до частоты 1,5 Гц. Основным фактором, ограничивающим верхнюю границу частотного диапазона исследований в указанных работах, являлось сильное возрастание потерь энергии акустического сигнала на более высоких частотах в монокристаллах кварца, применяемых в качестве линий задержек.

Применение в качестве электроакустических преобразователей—датчиков и линий задержек пьезокристаллов ниобата лития [4], пленочных преобразователей из сульфида кадмия [5], нанесенных на торцы сапфира, имеющего значительно меньшие потери акустической энергии в СВЧ диапазоне, чем кварц, позволило нам расширить частотный диапазон акустических исследований жидкости до частот  $\sim 3$  Гц.

В настоящей работе приводятся результаты исследования коэффициента поглощения звука в ряде жидкостей в диапазоне частот 6 МГц—3 Гц.

Измерение коэффициента поглощения звука в диапазоне частот 6—1000 МГц осуществлялось на установках, описанных в работе [1], а на рис. 1 показана блок-схема экспериментальной установки, пригодной для измерения коэффициента поглощения звука в жидкостях в диапазоне частот 2—3 Гц. Основные узлы установки, кроме акустической части, собраны из стандартной аппаратуры, выпускаемой нашей промышленностью. Принцип ее работы и методика измерения коэффициента поглощения звука на ней сводятся к следующему:

ВЧ радиопульсы от генератора 1 (ГЗ-10) подаются в коаксиальный резонатор 2, в зазоре которого установлен электроакустический преобразователь 3. Акустические импульсы, преобразуемые из радиопульсов посредством преобразователя 3, проходят через линии задержки 4, исследуемую жидкость 5 и принимаются электроакусти-

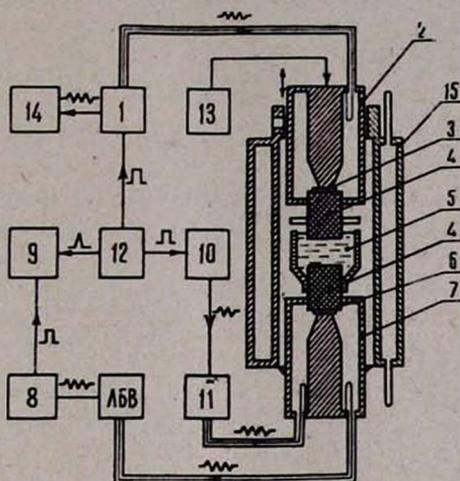


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения коэффициента поглощения в жидкостях в диапазоне частот 2–3 Гц.

ческим преобразователем 6, установленным в зазоре резонатора 7, где вновь преобразуются в радиопульсы. В дальнейшем эти сигналы усиливаются лампой бегущей волны (ЛБВ) и подаются в приемник 8 (П5-5), где преобразуются в сигналы промежуточной частоты, усиливаются и после детектирования фиксируются осциллографом 9. Одновременно, минуя акустический тракт, на вход ЛБВ, от генератора ВЧ колебаний 10 (Г4-9) через аттенюатор 11 (Д4-4) подается калибровочный радиопульс, разделенный по времени с акустическим сигналом. Все электронные части установки синхронизируются генератором запуска 12 (Г5-15).

Сравнивая на экране осциллографа амплитуды калибровочного и акустического сигналов при различной толщине слоя исследуемой жидкости, вычисляется коэффициент поглощения звука при данной частоте и температуре по следующей формуле:

$$\alpha = \frac{\Delta A}{20 \lg e \cdot \Delta x} \quad (\text{см}^{-1}),$$

где  $\Delta A$ —изменение амплитуды акустического сигнала (в дБ) при изменении толщины слоя жидкости на  $\Delta x$  см.

Изменение толщины исследуемой жидкости измеряется посредством измерительной головки 13 типа 02-П, обеспечивающей измерения расстояния с точностью 0,2 м.

Частота исследуемого сигнала измеряется резонансным волномером 14 с точностью до 1  $M\mu$ .

Температура исследуемой жидкости задается жидкостным термостатом типа „Вобзер“ и поддерживается с точностью 0,1°C при помощи термостатирующего устройства 15.

Максимальный акустический путь в исследуемых жидкостях на частоте 3  $\Gamma\mu$  составлял  $\sim 10-15 \mu$ .

Ошибка измерения величины  $\alpha/f^2$  ( $f$ —частота звука) в исследованных жидкостях составляет 2% на частоте  $\sim 2\Gamma\mu$  и 6% на частоте  $\sim 3 \Gamma\mu$ .

Основные физико-химические параметры исследованных жидкостей представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры жидкости	$\rho^{20} \text{ г.см}^{-3}$	$n_D^{20}$	$t_{\text{кип}} \text{ }^\circ\text{C}$ при $P=760 \text{ мм рт. ст.}$
Вода	1,0	1,331	100,0
Бензол	0,8786	1,5010	80,1
Бромистый метилен	2,4949	1,5411	97,743
Хлористый метилен	1,318	1,44	38,5

В табл. 2 для этих жидкостей представлены экспериментальные значения величины  $\alpha/f^2$  при различных частотах.

Таблица 2

Параметры жидкости	$t^\circ\text{C}$	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17} \text{ сек}^2 \text{ см}^{-1}$						
		6 $M\mu$	10 $M\mu$	50 $M\mu$	500 $M\mu$	2000 $M\mu$	2700 $M\mu$	2990 $M\mu$
Вода	20	25,1	25	24,9	24,2	24,7	24,3	25,7
Бензол	20,0	865	867	861	503	80	52	47
Бромистый метилен	25	592	594	575	261	41	30	25,4
Хлористый метилен	25	1219	1215	1135	162	26	21	20

На рис. 2, 3 и 4 представлены графики частотной зависимости величины  $\alpha/f^2$  для жидких бензола, бромистого и хлористого метилена.

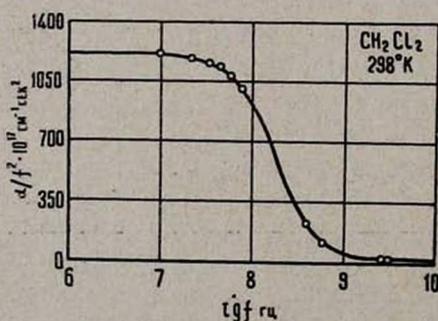


Рис. 2. График частотной зависимости величины  $\alpha/f^2$  для бензола.

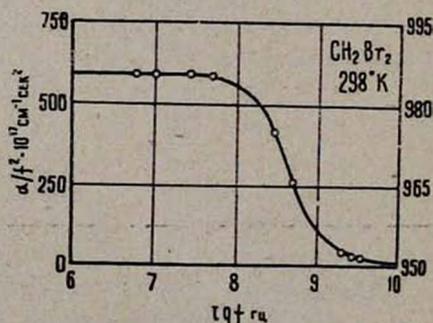


Рис. 3. График частотной зависимости величины  $\alpha/f^2$  для бромистого метилена.

Экспериментальные значения  $\alpha/f^2$ , полученные для бензола, бромистого и хлористого метилена, достаточно хорошо согласуются с кривыми, рассчитанными по формуле релаксационной теории с одним временем релаксации:

$$\alpha/f^2 = B + \frac{A}{1 + f^2/f_c^2},$$

где  $A$  и  $B$ —параметры, характеризующие соответственно поглощение на низких и высоких частотах;  $f_c = \frac{1}{2\pi\tau}$ —частота релаксации;  $\tau$ —время релаксации.

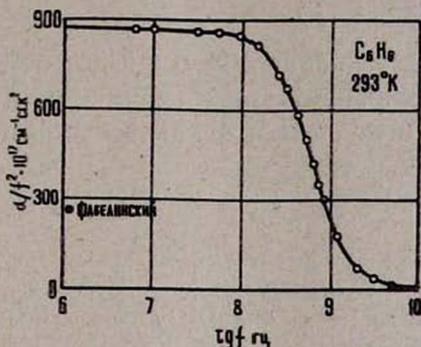


Рис. 4. График частотной зависимости величин  $\alpha/f^2$  для хлористого метилена.

Значения релаксационных параметров, наилучшим образом описывающие экспериментальные данные, приведены в табл. 3.

Релаксационные параметры, полученные для бромистого метилена, хорошо согласуются с данными измерений на низких частотах работы [6]. На высоких частотах результаты наших измерений для бензола находятся в хорошем согласии с данными работы [7], полученными в результате исследования молекулярного рассеяния света.

Таблица 3

Параметры жидкости	t°C	$A \cdot 10^{17} \text{ сек}^2 \text{ см}^{-1}$	$B \cdot 10^{17} \text{ сек}^2 \text{ см}^{-1}$	$\tau \cdot 10^{10} \text{ сек}$
Бензол	20	853	17	2,8
Бромистый метилен	25	578	13	3,62
Хлористый метилен	25	1200	15	8,62

Полученные результаты позволяют считать, что объемная вязкость бензола и бромистого метилена в исследованных состояниях определяется в основном процессом релаксации колебательных степеней свободы молекул.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. С. Лагунов, Б. А. Белинский, „Ультразвуковая техника“, 2, 60 (1966).
2. А. А. Бердыев, Н. Б. Лежнев и др. „Труды VI Всесоюзной акустической конференции“, ДУ 5, М., 1968.
3. К. G. Plass, „Acustica“, 6, 446 (1965).
4. С. А. Федулов, Э. И. Шапиро, П. Б. Ладжинский, Кристаллография, 10, 268 (1965).
5. К. В. Гончаров, В. Е. Лямов и др. „Труды VI Всесоюзной акустической конференции“, ГИИ, М., 1968.
6. С. С. Алиев, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, „Труды VI Всесоюзной акустической конференции“, ДУ 4, М., 1968.
7. Д. И. Маш, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Е. В. Титанов, ЖЭТФ, 49, 6, 1764 (1965).

ԼՈՒԾՈՒՅԹՈՒՄ ԿՈՇԵՐՆԵՏ ՁԱՅՆԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ  
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՄԵԹՈՂՈՎ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ  
6 ՄՀՅ-3 ԳՀՑ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Բ. Ա. ԲԵԼԻՆՍԿԻ, Մ. ԿԱՐԱԲԱԵՆ, Ա. Ս. ԼԱԳՈՒՆՈՎ

Հորվածում բերվում է հեղուկներում հաճախությունների 2—3 դհց տիրույթում կլանման գործակցի շահման սարքավորման համառոտ նկարագրությունը: Որպես պլեզոնեկաֆոնիչ են օգտագործվել  $\text{LiNbO}_3$ -ի մոնոքրիստալները և  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -ից պատրաստված պլանների հիմքի վրա նստեցված  $\text{CdS}$ -ի թաղանթները: Բերվում են հեղուկ  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CH}_2\text{Br}_2$ ,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  նյութերի մեջ սենյակային շերտատիճանի դեպքում կլանման գործակցի շահման արդյունքները հաճախությունների 6 մհց—3 դհց տիրույթում:

Բենզոլի, բրոմական մետիլենի և քլորական մետիլենի համար բերված են ուղակիացիոն պարամետրերի արժեքները, որոնք թույլ են տալիս համարել, որ այդ լուծույթներում դիտվող ծավալային մածուցիկության ուղակիացիոն տիրույթները պայմանավորված են տատանողական ուղակիացիայով:

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE ABSORPTION  
COEFFICIENT BY THE PULSE METHOD AT THE FREQUENCY  
RANGE OF 6  $\text{mgc/s}$ —3  $\text{ggc/s}$

B. A. BELINSKY, M. CARABAEN, A. S. LAGUNON

The article describes the circuit of a pulse hypersonic device to investigate the ultrasonic absorption coefficient in liquids at a high frequency range (2  $\text{ggc/s}$ —3  $\text{ggc/s}$ ).

The results of the absorption coefficient measurements in liquids:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CH}_2\text{Br}_2$ ,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  in the frequency range 6  $\text{mgc/s}$ —3  $\text{ggc/s}$  at the room temperature are given. It is shown that a single region of volume viscosity relaxation in  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CH}_2\text{Br}_2$ ,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  is caused by excitation of the internal vibrating modes of molecules.

Single crystals of  $\text{LiNbO}_3$  and films of  $\text{CdS}$  placed on the bottom of cylinders of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  are used as a piezotransducer.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ В НЕКОТОРЫХ ФТАЛОЦИАНИНАХ

Э. Г. ШАРОЯН, Э. А. МАРКОСЯН

В работе методом ЭПР исследована природа парамагнитных центров в разных модификациях фталоцианина без металла и фталоцианина никеля. Подобно случаю фталоцианина магния обнаружено, что парамагнитные центры обусловлены взаимодействием молекулярного кислорода с молекулами вышеперечисленных фталоцианинов. Установлена зависимость взаимодействия молекулярного кислорода от центрального атома металлов фталоцианинов. Данные интерпретированы с точки зрения теории образования комплексов с переносом заряда.

Внутренние комплексы фталоцианинов ( $Pc$ ) с парамагнитными ионами металлов дают сигналы электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), характерные для ионов.  $Pc$  и его комплексы с диамагнитными ионами ( $Mg$ ,  $Ni$ ,  $Zn$ ,  $Al$ ,  $Sn$ ,  $Na$ ) обнаруживают одиночный, сравнительно интенсивный  $\left(10^{18} - 10^{19} \frac{H. \text{ Э.}}{z}\right)^*$  сигнал ЭПР с шириной несколько эрстед между точками максимального наклона и  $g$ -фактором с чисто спиновым значением. В растворах сигнал исчезает.

Природа наблюдаемых парамагнитных центров в  $PcMg$  нами выяснена в работах [1, 2]. На основании изучения спектров ЭПР, в сочетании с анализом данных по масс-спектроскопии, рентгенографии и ИК-спектрометрии, установлено, что молекулярный кислород диффундирует в аморфные и кристаллические образцы  $PcMg$  и образует с ним парамагнитные комплексы с переносом заряда  $PcMg^+ O_2^-$ . Образованию комплекса с переносом заряда между  $PcMg$  и  $O_2$  способствует низкий потенциал ионизации  $PcMg - 4,32 \text{ ev}$  [3, 4], большая электронная поляризуемость высокосопряженных молекул фталоцианинов и положительное сродство к электрону молекулы кислорода  $+0,87 \text{ ev}$  [5]. В [1, 2] сделан вывод о возможности образования парамагнитного комплекса с кислородом не со всеми молекулами  $PcMg$ , а лишь с относительно небольшим числом молекул фталоцианинов, где перенос заряда оказывается энергетически выгодным.

В [6] Ассором и Гаррисоном установлено, что в мелкокристаллических образцах фталоцианина без металла— $PcH_2$  узкий сигнал ЭПР с интенсивностью  $10^{17} \frac{\text{спинов}}{\text{см}^3}$  также обусловлен кислородом.

В настоящей работе приведены результаты исследований взаимодействия молекулярного кислорода с разными модификациями фталоцианина без металла и фталоцианина никеля.

\* Неспаренных электронов на 1 з.

## М е т о д и к а

Препараты  $\text{PcH}_2$  синтезированы разными путями: по методу Линстеда [7, 8] от  $\text{PcMg}$  и  $\text{PcLi}_2$ , а также от редкоземельных фталоцианинов.  $\text{PcNi}$  также получен по методу Линстеда.

Для получения очень чистых препаратов, а также кристаллических и аморфных модификаций,  $\text{PcH}_2$  и  $\text{PcNi}$  возгонялись в высоком вакууме на подложки разной температуры.

Спектры ЭПР измерены на радиоспектрометре ЭПР-2. Рабочая длина волны  $\lambda = 3,2$  см. В спектрометре использован принцип двойной модуляции магнитного поля с регистрацией первой производной сигнала поглощения. Инфракрасные спектры сняты на двухлучевом спектрографе ИКС-14 в области призмы  $\text{NaCl}$ . Рентгенограммы снимались на установке УРС-60.

## Результаты и обсуждение

а) Фталоцианин без металла.

Виксне и Ньюкирк [10] наблюдали интенсивный сигнал ЭПР в  $\alpha$ -форме фталоцианина без металла, в  $\beta$ -модификации сигнал ЭПР отсутствовал. Для выяснения роли кристаллической упаковки нам представилось необходимым более тщательное исследование наличия сигнала ЭПР в разных кристаллических модификациях, а также в аморфных образцах  $\text{PcH}_2$ .

В табл. 1 приведены усредненные данные, полученные от различных препаратов  $\text{PcH}_2$ .

Идентификация  $\alpha$  и  $\beta$ -форм  $\text{PcH}_2$  подтверждена ИК-спектрами, аморфность препаратов, возогнанных на холодную подложку, установлена рентгенографически.

Таблица 1

Параметры сигнала ЭПР для различных модификаций фталоцианина без металла

Условия получения	Кристаллическая форма	Концентрация:	$\Delta H$ , эрстед
		н. э. 2	
Возгонка на подложку $+400^\circ\text{C}$ . . . . .	$\beta$	$<10^{16}$	6,5
Перекристаллизация из хинолина . . . . .	$\beta$	$<10^{16}$	6
Перекристаллизация из $\text{H}_2\text{SO}_4$ . . . . .	$\alpha$	$\sim 10^{16}$	2
Возгонка на подложку $+30^\circ\text{C}$ . . . . .	аморфная	$\sim 10^{17}$	6

Как видно из табл. 1, интенсивность сигнала ЭПР в  $\text{PcH}_2$   $\alpha$ -модификации не превышает значения  $10^{16} \frac{\text{н. э.}}{2}$ . В  $\beta$ -модификации интегральная интенсивность сигнала ЭПР еще меньше.

Симметричный сигнал ЭПР с  $g=2,0024 \pm 0,0003$ , интегральной интенсивностью  $10^{17} \frac{\text{н.э.}}{2}$  и  $\Delta H=6$  эрстед получен в аморфных образцах на воздухе. Нагревание до  $+200^\circ\text{C}$  в атмосфере кислорода не меняет интегральной интенсивности сигнала ЭПР. Исходя из этого факта и учитывая совершенно отличное действие кислорода на темновую проводимость  $\text{PcH}_2$  по сравнению с фталоцианинами металлов (в  $\text{O}_2$  электропроводность  $\text{PcH}_2$  почти не меняется; в то время как в  $\text{PcMg}$  она возрастает на 4—5 порядков [11]), трудно сделать выбор между двумя возможностями: возникновение сигнала ЭПР в аморфных препаратах  $\text{PcH}_2$  обусловлено или образованием парамагнитных комплексов между молекулами самого  $\text{PcH}_2$ , или „кислородным эффектом“, подобным эффекту взаимодействия  $\text{O}_2$  с молекулами  $\text{PcMg}$  [1, 2].

В работе [6] показано, что заметное изменение интегральной интенсивности сигнала ЭПР наблюдается в размельченных образцах  $\text{PcH}_2$  в атмосфере кислорода при температурах свыше  $200^\circ\text{C}$ . При этом  $g$ -фактор, равный 2,0024, остается постоянным, а ширина линии  $\Delta H=5,4 \pm 0,5$  эрстед меняется незначительно. На основании воздействия  $\text{O}_2$ , а также  $\text{H}_2$  на величину сигнала ЭПР (в  $\text{H}_2$  сигнал ЭПР падает из-за его взаимодействия с кислородом— $\text{PcH}_2$  катализирует образование воды из  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$  [12] авторы приходят к выводу, что „свободнорадикальный резонанс обусловлен примесями кислорода“.

Таким образом, можно заключить, что сигнал ЭПР в  $\text{PcH}_2$  также обусловлен образованием парамагнитных комплексов с кислородом, как и в случае  $\text{PcMg}$ . По-видимому, интегральная интенсивность кислородных комплексов в  $\text{PcH}_2$  не превышает значений  $1 \cdot 10^{17} \frac{\text{н.э.}}{2}$ , а опы-

ты Виксне и Ньюкирка обусловлены инородными примесями как в определении интенсивности сигнала ЭПР, так и в установлении резкой границы ( $10^5$  раз) электропроводности  $\alpha$  и  $\beta$  форм  $\text{PcH}_2$ . На самом деле еще в [13] было получено, что проводимость  $\alpha$ - $\text{PcH}_2$  только на порядок выше, чем  $\beta$ - $\text{PcH}_2$ . Небольшая разница в проводимости  $\alpha$ - и  $\beta$ -форм подтверждена и в [14].

#### а) Фталоцианин никеля.

При возгонке фталоцианина никеля как на холодную подложку ( $+40^\circ\text{C}$ ), так и на горячую  $+400^\circ\text{C}$  получены кристаллические модификации  $\text{PcNi}$ , что следует из снятых нами рентгенограмм и ИК-спектров. Сравнение ИК-спектров  $\text{PcNi}$  с литературными [15, 16] показало, что при возгонке на  $+40^\circ\text{C}$  нами получена  $\alpha$ -модификация  $\text{PcNi}$ , при возгонке же на горячую подложку помимо  $\beta$ -кристаллической формы была примесь  $\alpha$ -модификации  $\text{PcNi}$ .

Свежевозогнанные слои  $\text{PcNi}$  не проявляют детектируемого сигнала ЭПР. Воздействие кислорода на образцы  $\text{PcNi}$  обнаруживается уже при комнатной температуре, подобно случаю аморфного  $\text{PcMg}$  [1]. В атмосфере воздуха в течение нескольких десятков часов появляется асимметричная линия с насыщающейся во времени концентрацией  $\sim 3 \cdot 10^{18} \frac{\text{н.э.}}{2}$ .

При изменении температуры от комнатной до 77°К концентрация н. э. остается без изменения, асимметричность сигнала ЭПР увеличивается. На рис. 1 приведены формы сигналов ЭПР комплексов  $PcNi$  с кислородом при 300° и 77°К соответственно.

Из сопоставления интегральной интенсивности и формы линии сигналов ЭПР парамагнитных комплексов кислорода с фталоцианинами магния [1], никеля и фталоцианина без металла следует, что взаимодействие кислорода с молекулами диамагнитных фталоцианинов зави-

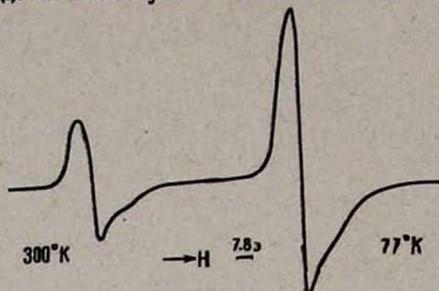


Рис. 1. Форма сигналов ЭПР комплексов фталоцианина никеля с кислородом при 300° и 77°К соответственно.

сит также от природы центрального атома металла (при одинаковой дисперсности образцов). Как и в опытах по электропроводности [11], наиболее чувствительны к воздействию кислорода молекулы фталоцианина магния и менее всего молекулы фталоцианина без металла. Однако, если в опытах по электропроводности в случае фталоцианина без металла не было замечено существенных изменений проводимости при воздействии кислорода, то по данным ЭПР в некоторых случаях (аморфные образцы, высокие температуры) отмечено образование парамагнитных комплексов с интенсивностью  $\sim 10^{17} \frac{H. \text{ э.}}{2}$ .

Различное воздействие кислорода на разные фталоцианины может быть объяснено с точки зрения теории комплексов с переносом заряда. Из анализа ряда экспериментальных данных следует, что сигнальные линии ЭПР в донорно-акцепторных органических полупроводниках, когда концентрации неспаренных электронов намного меньше числа молекул, а интенсивность сигнала ЭПР подчиняется закону Кюри, обусловлены переносом заряда от молекул донора к молекулам акцептора в местах структурных нарушений кристалла [2, 9].

Количество таких „локальных комплексов“ с переносом заряда возрастает с увеличением сродства к электрону, электронной поляризуемости и уменьшением потенциала ионизации компонентов органического полупроводника. В нашем случае, при одном и том же акцепторе— $O_2$ , происходит увеличение концентрации неспаренных электронов с уменьшением потенциала ионизации фталоцианинов и с соответствующим увеличением энергии поляризуемости кристаллов. Оценоч-

ные значения потенциалов ионизации в кристаллах  $PcH_2$  и  $PcNi$  равны 4,52 и 4,32 eV соответственно [3].

ИФИ АН Армянской ССР

Поступила 26.VII.1968

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. Г. Шароян, Н. Н. Тихомирова, А. А. Блюменфельд, Ж. структ. химии, 5, 697 (1964).
2. Э. Г. Шароян, Н. Н. Тихомирова, А. А. Блюменфельд, Ж. структ. химии, 6, 843 (1965).
3. D. R. Kearns, M. Calvin, J. Chem. Phys., 34, 2026 (1961).
4. M. Pope, J. Chem. Phys., 36, 2810 (1962).
5. В. И. Веденев и др. Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону Изд. АН СССР, 1962.
6. J. M. Assour, S. E. Harrison, J. Phys. Chem., 68, 863 (1964).
7. P. A. Barret, C. E. Dent, R. P. Linstead, J. Chem. Soc. 1719 (1936).
8. F. H. Moser, A. L. Thomas, „Phtalocyanine Compounds“, New York, 1963.
9. А. А. Блюменфельд, В. А. Бендерский, Л. С. Любченко, П. А. Стунжас, Ж. структ. химии 8, 827 (1967).
10. K. Whiksne, A. E. Newkirk, J. Chem. Phys., 34, 2184 (1961).
11. А. Т. Вартамян, И. А. Карпович, ДАН СССР, 111, 561 (1956), ЖФХ 32, 178, 274 (1958).
12. M. Calvin, E. G. Cockbain, M. Polang, Trans. Faraday Soc., 32, 1436 (1936).
13. D. D. Eley, G. D. Parfitt, Trans. Faraday Soc. 51, 1529 (1955).
14. J. M. Assour, W. K. Kahn, J.A.C.S., 87, 207 (1965).
15. А. А. Ebert, H. B. Gottlib, J.A.C.S., 74, 2806 (1952).
16. А. Н. Сидоров, И. П. Котляр, Оптика и спектроскопия, 11, 175 (1961).

### ՊԱՐԱՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲՆՈՒՅՑԸ ՄԻ ՇԱՐՔ ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆՆԵՐՈՒՄ

Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՐԿՈՅԱՆ

Տվյալ աշխատանքում էՊՌ մեթոդով ստանախորվել է անմետաղ ֆտալոցիանինի և նիկելի ֆտալոցիանինի տարբեր մոդիֆիկացիաների պարամագնիսական կենտրոնների բնույթը: Ինչպես և մագնեդիումի ֆտալոցիանինի դեպքում հայտնաբերվել է, որ պարամագնիսական կենտրոնները պայմանավորված են մոլեկուլյար թթվածնի և վերը թվարկված ֆտալոցիանինների մոլեկուլների փոխազդեցությամբ: Կախում է հաստատվել մոլեկուլյար թթվածնի փոխազդեցության և ֆտալոցիանինների մետաղների կենտրոնական ատոմի տեսակի միջև: Տվյալները բացատրվել են ըստ լիցքի փոխանցումով առաջացող կոմպլեքսների տեսությամբ:

### ON THE NATURE OF PARAMAGNETIC CENTRES IN SOME PHTALOCIANINES (Pc)

E. G. SHAROIAN, E. A. MARKOSIAN

The nature of paramagnetic centres of various modifications of metal-free Pc and NiPc is investigated. As in MgPc, it is found out that paramagnetic centres arise as a result of molecular oxygen interaction with the molecules of Pc mentioned above. The dependence of molecular oxygen interaction on the metal central atom of the Pc is found. The data are interpreted in terms of complex charge transfer.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПЛАСТИФИЦИРОВАННОМ ПОЛИХЛОРОПРЕНЕ

Ю. К. КАБАЛЯН, Р. А. БАДАЛЯН

В работе исследовано влияние вводимого низкомолекулярного пластификатора (дибутилсебадината) на процессы установления дипольно-сегментальной релаксации в полихлоропрене. Показано, что пластификация полихлоропрена дибутилсебадином приводит к уменьшению наименьшего времени релаксации и энергии активации дипольно-сегментального процесса. При этом также происходит уменьшение максимума коэффициента потерь дипольно-сегментального релаксационного процесса. Однако для пластифицированного полихлоропрена наклон кривых  $\lg f_{\max} = \varphi (1/T)$  превышает наклон соответствующих кривых дипольно-группового релаксационного процесса.

Одновременно показано, что при введении в полихлоропрен до 50% дибутилсебадината система остается однокомпонентной.

Влияние низкомолекулярных пластификаторов на процесс установления дипольно-сегментальной поляризации хорошо изучено на виниловых полимерах [1—3].

Например, установлено [3], что при пластификации полиметилкрилата уменьшаются наименьшее время релаксации и кажущаяся энергия активации как дипольно-сегментального, так и дипольно-группового процессов.

Изменение этих величин при пластификации полимера указывает на важную роль междоменного взаимодействия в тепловом движении макромолекул как выше, так и ниже  $T_g$ .

Полихлоропрен отличается от виниловых полимеров наличием двойных связей в основной цепи, что накладывает специфические особенности на его свойства. Поэтому представляло интерес изучить влияние низкомолекулярного пластификатора на процессы установления дипольной поляризации в полихлоропрене.

### Экспериментальная часть

В настоящей работе был исследован полихлоропрен, полученный эмульсионной полимеризацией хлоропрена при  $+40^\circ$  с использованием в качестве регулятора третичного додецилмеркаптана.

В качестве пластификатора был использован дибутилсебадинат (ДБС).

Очищенный полихлоропрен (двухкратное экстрагирование ацетоном и осаждение метанолом) растворяли в бензоле (до 3%) и отливали пленки на поверхности ртuti. Пластификатор в необходимом количестве вводили непосредственно в бензольный раствор полихлоропрена.

Готовую пленку толщиной 0,3—0,5 мм для полного удаления следов растворителя выдерживали при  $+30^\circ$  и давлении  $10^{-2}$  мм рт. ст.

в течение 3 дней. Измерение  $\operatorname{tg} \delta$  и  $\varepsilon'$  выполнено в диапазоне  $10^2 - 10^6$   $\text{Гц}$  и интервале температур от  $-120^\circ$  до  $+10^\circ$ .

### Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены экспериментальные данные по температурной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь для полихлоропрена пластифицированного различным количеством ДБС при частоте  $1 \text{ кГц}$  в области дипольно-сегментальной релаксации. Как видно из рис. 1, увеличение количества пластификатора приводит к смещению максимума тангенса угла диэлектрических потерь в область низких температур за счет увеличения подвижности [макромолекул полихлоропрена. Это смещение хорошо видно из рис. 2, на котором пред-

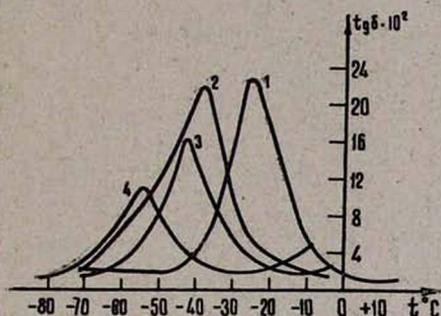


Рис. 1. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от температуры для полихлоропрена: 1. Непластифицированный, 2. 19% ДБС 3. 38% ДБС 4. 50% ДБС.

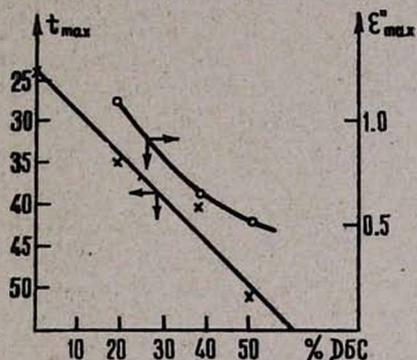


Рис. 2. Зависимость  $t_{\max}$  и  $\varepsilon'_{\max}$  от количества ДБС, введенного в полихлоропрен ( $f=1 \text{ кГц}$ ).

ставлена зависимость  $t_{\max}$  — температура, при которой наблюдается  $\varepsilon'_{\max}$ , от количества ДБС, введенного в полихлоропрен. При этом наблюдается линейное уменьшение  $t_{\max}$  с увеличением количества ДБС в полихлоропрене. Аналогичные данные получены также для систем ПВХ-дифенил [1]. Например, введение в полихлоропрен 50% ДБС приводит к уменьшению  $t_{\max}$  с  $-23^\circ$  до  $-52^\circ$ , а для системы ПВХ-дифенил при тех же соотношениях имеем уменьшение от  $+110^\circ$  до  $+22^\circ$  [1]. На рис. 2 приведена также зависимость  $\varepsilon'_{\max}$  при  $f=1 \text{ кГц}$  для полихлоропрена, пластифицированного дибутилсебацатом.

Как видно из рис. 1 и 2, при увеличении количества пластификатора в полихлоропрене происходит также уменьшение величин  $\varepsilon'_{\max}$  и  $\operatorname{tg} \delta_{\max}$ , что, по всей вероятности, обусловлено эффектом компенсации полярности. Некоторое снижение  $\varepsilon'_{\max}$  наблюдается для системы поливинилхлорид (ПВХ)—дифенил [1], тогда как для системы полиметил-акрилат (ПМА)—трикрезилфосфат [3] наблюдается обратная картина—рост  $\operatorname{tg} \delta_{\max}$  с увеличением концентрации полярного пластификатора.

Форма кривой зависимости  $\operatorname{tg} \delta$  от температуры (рис. 1) для полихлоропрена остается симметричной при введении ДБС до 50%, тогда как для системы ПМА—дибутилфталат (ДФФ) уже при концентрации ДБФ порядка 20% появляются диэлектрические потери, обусловленные пластификатором и зависимость  $\operatorname{tg} \delta$  от температуры становится несимметричной. Отсюда следует, что при пластификации полихлоропрена ДБС до 50% система остается однокомпонентной, т. е. имеем внутриапачечную пластификацию.

На рис. 3 представлены экспериментальные данные по температурно-частотным зависимостям  $\epsilon''$  дипольно-сегментального процесса исследованных систем. Увеличение подвижности макромолекул при введе-

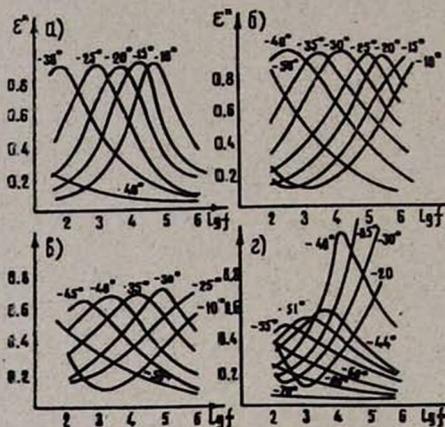


Рис. 3. Зависимость коэффициента диэлектрических потерь ( $\epsilon''$ ) от логарифма частоты ( $\lg f$ ) для полихлоропрена а) ПХП, б) ПХП+19% ДБС, в) ПХП+38% ДБС, г) ПХП+50% ДБС.

нии в полихлоропрен пластификатора выражается в смещении области максимума  $\epsilon''$  к более низким температурам.

Для полихлоропрена (рис. 3, а) и системы полихлоропрен—ДБС (вес 19%) (рис. 3, б) наблюдается независимость  $\epsilon''_{\max}$  от температуры, а при введении 38% ДБС и выше (рис. 3, в и г)  $\epsilon''_{\max}$  возрастает с увеличением температуры. Однако рост  $\epsilon''_{\max}$  для системы ПВХ—трикрезилфосфат [2] наблюдается при введении 8% пластификатора, а для системы ПМА—трикрезилфосфат  $\epsilon''_{\max}$  остается постоянным при введении до 40% пластификатора.

По температурно-частотным зависимостям  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ , а также по данным круговых диаграмм [4], были рассчитаны температурные зависимости наивероятнейших времен релаксации  $\tau = \frac{1}{2\pi f_{\max}}$  изученных систем полихлоропрен-дибутилсебацинат.

Температурные зависимости  $\tau$  представлены в виде кривых  $\lg f_{\max} = \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$  (рис. 4). Из рис. 4 видно, что для дипольно-сегмен-

тального процесса кривые  $\lg f_{\max} = \varphi(1/T)$  представляются состоящими как бы из двух прямых с весьма узким интервалом температур, в котором происходит изменение их наклона. В табл. 1 приведены значения кажущейся энергии активации  $\Delta u$  дипольно-сегментального процесса в зависимости от содержания ДБС в системе полихлоропрен—ДБС.

Величины  $\Delta u$  рассчитаны по наклону прямолинейных участков зависимостей  $\lg f_{\max} = \varphi(1/T)$  из рис. 4, при этом  $\Delta u_1$  соответствует

Таблица 1

Система полихлоропрен—ДБС	$\Delta u_1$ ккал/моль	$\Delta u_2$ ккал/моль	$T_g^*$ °С
100% ПХП	57	36	-36
ПХП+19% ДБС	46	31	-49
ПХП+50% ДБС	38	24	-62

нижнему участку, а  $\Delta u_2$ —верхнему. Значение кажущейся энергии активации уменьшается для нижнего участка от 57 до 38  $\frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ , а для

верхнего от 36 до 24  $\frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ . Аналогичные изменения наблюдаются

также при введении в ПВХ трикрезилфосфата до 65%, при этом энергии активации соответственно изменяется от 100 до 32 ккал/моль и от 60 до 10 ккал/моль. Таким образом, уменьшение  $\Delta u$  и  $\tau$  при введе-

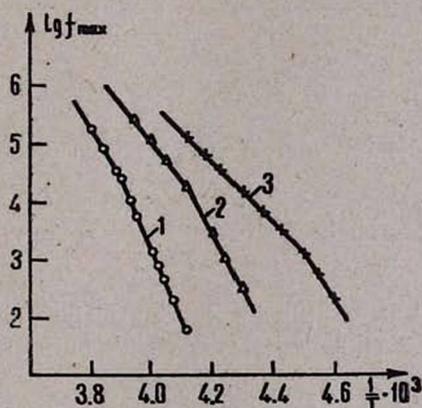


Рис. 4. Зависимость  $\lg f_{\max}$  от температуры для полихлоропрена 1. ПХП, 2. ПХП+19% ДБС, 3. ПХП+50% ДБС.

нии в полихлоропрен низкомолекулярного пластификатора является характерным для дипольно-сегментального процесса, в котором принимают участие большие участки основной цепи макромолекулы, и обусловлено увеличением сегментальной подвижности макромолекулы.

Одновременно из данных табл. 1 следует, что энергия активации дипольно-сегментального процесса при введении в полихлоропрен пластификатора резко уменьшается. Однако, даже при введении 50% пластификатора в полихлоропрен, энергия активации  $\Delta i$  остается больше энергии активации для дипольно-группового процесса—12 ккал/моль [5].

Экстраполяция зависимостей  $\lg f_{\max} = \varphi (1/T)$  к  $\lg f_{\max} = 0$  дает возможность определить температуру ( $T_g^*$ ), при которой начинается сегментальная подвижность в полихлоропрене. Как видно из табл. 1, введение в полихлоропрен дибутилсебадината до 50% приводит к снижению температуры диэлектрического стеклования от  $-36^\circ$  до  $-62^\circ$ .

Проведенные исследования дают возможность сделать следующие выводы:

1. Пластификация полихлоропрена приводит к уменьшению наименьшего времени релаксации и энергии активации дипольно-сегментального процесса.

2. Введение в полихлоропрен до 50% дибутилсебадината приводит к уменьшению максимума коэффициента потерь  $\epsilon_{\max}$ .

3. Для пластифицированного полихлоропрена наклон кривых  $\lg f_{\max} = \varphi (1/T)$  превышает наклон соответствующих кривых дипольно-группового процесса.

Всесоюзный научно-исследовательский  
и проектный институт полимерных  
продуктов (ВНИИПОЛИМЕР)

Поступила 4.III.1969

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. П. Михайлов, Успехи химии, 24, 875 (1955).
2. Г. П. Михайлов, А. М. Лобанов, Д. М. Миркамилов, Высокомогл. соед. 8, 1351 (1966).
3. Г. П. Михайлов, А. М. Лобанов, Д. М. Миркамилов, Высокомогл. {соед. 10А, 826 (1968).
4. R. H. Cole, D. W. Davidson, J. Chem. Phys., 20, 1389 (1952).
5. Ю. К. Кабальян, Диссертация, ЕГУ, Ереван, 1968.

## ՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐ ՌԵԼԱԿՍԻՏԻՎՅԻ ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱՍՏԻՖԻԿԱՅԻՆ ԱՅՐԱԾ ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆՈՒՄ

Ցու. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ, Ռ. Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրվել է ցածր մոլեկուլյար պլաստիֆիկատորի՝ դիբուտիլսեբադինատի ազդեցությունը, պոլիբլոկպրենում հաստատվող դիպոլ-սեբադինատի ռելաքսացիոն պրոցեսի հաստատման վրա:

Ցույց է տրվել, որ պոլիբլոկպրենի դիբուտիլսեբադինատով պլաստիֆիկացումը բերում է դիպոլ-սեբադինատի պրոցեսի ամենահավանական ռելաքսացիայի ժամանակի և ակտիվացման էներգիայի նվազմանը: Ընդ որում տեղի է ունենում նաև դիպոլ-սեբադինատի ռելաքսացիոն պրոցեսի կորուստների գործակցի մաքսիմումի նվազում: Սակայն պլաստիֆիկացրած պոլիբլո-

րոպրենի համար  $\lg f_{\max} = \varphi (1/T)$  կորերի թեքությունը դերազանցում է դիպոլ-խմբային ունակացիոն պրոցեսի համար համապատասխան կորերի թեքությանը:

Միաժամանակ ցույց է տրվել, որ պլիբլորոպրենի մեջ մինչև 50% դիբուլթիլսեբատի պարունակության դեպքում էլ սիստեմը մնում է միկոմպոնենտային:

## STUDY OF MOLECULAR RELAXATION IN PLASTICIZED POLYCHLOROPRENE.

Yu. K. KABALIAN, R. A. BADALIAN

The effect of a low molecular plasticizer (dibutylsebacate) on the processes of setting up a dipole-segmental relaxation in polychloroprene is reported.

The plasticization of polychloroprene with dibutylsebacate is shown to reduce the most probable time of relaxation and activation energy of a dipole-segmental process.

The decrease in the maximum losses factor of the dipole-segmental relaxation process is also observed. However, with a plasticized polychloroprene the slope of curves

$$\lg f_{\max} = \varphi (1/T)$$

is greater than that of the respective curves of a dipole-group process. It is also shown that on to 50% addition of dibutylsebacate to polychloroprene the system remains single-component.

# ОПТИКА ЕСТЕСТВЕННО ГИРОТРОПНЫХ СРЕД В МАГНИТНОМ ПОЛЕ II. ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ГИРОТРОПНУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНКУ

О. С. ЕРИЦЯН

Рассмотрено отражение и преломление плоской электромагнитной волны на границе изотропной оптически активной среды при наличии внешнего магнитного поля. Рассмотрено также прохождение волны через оптически активную пластинку, помещенную в магнитное поле. Такая пластинка впервые рассмотрена в [1] для случая нормального падения.

1. Пусть среда с параметрами  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$ ,  $\gamma$ ,  $g_e$  занимает полупространство  $z \geq 0$ . Здесь  $\gamma$  — параметр гирации, характеризующий оптическую активность,  $g_e$  — величина вектора гирации  $\vec{g}_e$ , направленного вдоль оси  $z$ .

Из вакуума падает волна

$$\vec{E} = \vec{E}(E_x, E_y, E_z) \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (1)$$

$$\vec{k} = \vec{k}(k_x, k_z), \quad k = \frac{\omega}{c}$$

на границу  $z=0$ .

Из дисперсионного соотношения для среды [2] получаем

$$k_z^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 [\epsilon_2 \pm (\gamma + g_e \cos \alpha_2^{\pm})], \quad (2)$$

где  $\alpha_2^{\pm}$  — угол между волновым вектором  $\vec{k}_2^{\pm}$  и осью  $z$

Законы Снелля принимают вид

$$\frac{\sin \alpha_2^{\pm}}{\sin \theta_0} = \frac{1}{n_2^{\pm}}, \quad (3)$$

где  $\theta_0$  — угол падения,

$$n_2^{\pm} = n_2 \left[ 1 \pm \frac{1}{\epsilon_2} \left( \gamma + g_e \frac{\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta_0}}{n_2} \right) \right], \quad (4)$$

$$n_2 = \sqrt{\mu_2 \epsilon_2}$$

Следуя [3], между компонентами электрического поля в среде получаем следующие соотношения:

$$E_{2x}^{\pm} = -\frac{1}{\Delta_{\pm}} \left[ \left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \epsilon_2 - k_z^{\pm 2} \right) k_x k_{2z}^{\pm} + \frac{\omega^4}{c^4} \mu_2^2 \gamma \frac{k_x}{k_z^{\pm}} \left( \frac{k_{2z}^{\pm}}{k_z^{\pm}} + g_e \right) \right] E_{2z}^{\pm},$$

$$E_{2y}^{\pm} = \frac{i}{\Delta_{\pm}} \left[ \left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \epsilon_2 - k_z^{\pm 2} \right) \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \gamma \frac{k_x}{k_z^{\pm}} + \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \left( \gamma \frac{k_{2z}^{\pm}}{k_z^{\pm}} + g_e \right) k_x k_{2z}^{\pm} \right] E_{2z}^{\pm}, \quad (5)$$

$$\Delta_{\pm} = \left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \epsilon_2 - k_z^{\pm 2} \right) \left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \epsilon_2 - k_{2z}^{\pm 2} \right) - \frac{\omega^4}{c^4} \mu_2^2 \left( \gamma \frac{k_{2z}^{\pm}}{k_z^{\pm}} + g_e \right)^2.$$

Из условия непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора получаем следующие выражения для направлений преломленных волн:

$$\cos \alpha_2^\pm = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n_2^2}} \pm \frac{\gamma \sin^2 \theta_0}{2n_2^2 \epsilon_2} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n_2^2}} \pm \frac{g_e \sin^2 \theta_0}{2n_2^2 \epsilon_2}, \quad (6)$$

а для волновых векторов получаем

$$k_2^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \left[ \epsilon_2 \pm \left( \gamma + g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right) \right],$$

где

$$k_2 = \frac{\omega}{c} n_2, \quad k_{2z}^2 = k_2^2 - k_x^2. \quad (7)$$

Подставив (7) и (6) в (5), получаем

$$E_{2x}^\pm = -\frac{k_{2z}}{k_x} \left[ 1 \pm \frac{k_2^2}{2\epsilon_2 k_{2z}} \left( \gamma - g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right) \right] E_{2z}^\pm, \quad (8)$$

$$E_{2y}^\pm = \mp i \frac{k_2}{k_x} \left[ 1 \pm \frac{\gamma^2 + \gamma g_e \frac{k_x^2}{k_{2z} k_2} - g_e^2}{2\epsilon_2 \left( \gamma + g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right)} \right] E_{2z}^\pm.$$

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей с помощью соотношений (8) получаем

$$E_{2z}^\pm = \frac{2k_x}{\Delta_0 k_{2z}} \left[ \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \mp \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} q \mp \frac{\Delta k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right] E_x \mp$$

$$\mp i \frac{2k_x}{\Delta_0 k_z} \left[ \left( 1 + \frac{\epsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \mp \left( 1 + \frac{k_z k_{2z}}{\mu_2 k^2} \right) p \mp \frac{k_z \Delta k_{2z}}{\mu_2 k^2} \right] E_y,$$

где

$$p = \frac{k_2^2}{2\epsilon_2 k_{2z}} \left( \gamma - g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right), \quad q = \frac{\gamma^2 + \gamma g_e \frac{k_x^2}{k_{2z} k_2} - g_e^2}{\gamma + g_e \frac{k_{2z}}{k_2}}, \quad (9)$$

$$\Delta_0 = -2 \left( 1 + \frac{\epsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_{2z}} \right), \quad \Delta k_{2z} = \frac{k_{2z}^+ - k_{2z}^-}{2} = \frac{k_2^2}{2\epsilon_2 k_{2z}} \left( \gamma + g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right).$$

Компоненты  $E_{2x}^\pm$  и  $E_{2y}^\pm$  определяются из (8) с помощью (9).

Для отраженной волны получаем

$$E_{1x} = -\frac{2E_x}{\Delta_0} \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \left( 1 - \frac{\epsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) + \frac{4ik_{2z} E_y}{\Delta_0 k_2} \left( \frac{\epsilon_2 k_z k_x^2}{k_{2z} k_2^2} p - \frac{k_z \Delta k_{2z}}{\mu_2 k^2} \right),$$

$$E_{1y} = -\frac{4ik_2}{\Delta_0 k_{2z}} E_x \left( q - \frac{\Delta k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) - \frac{2E_y}{\Delta_0} \left( 1 + \frac{\epsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 - \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right). \quad (10)$$

В амплитудах полей, пренебрегая членами, пропорциональными  $\gamma$  и  $g_e$ , для результирующей преломленной волны [4]

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_2^+ e^{i(k_2^+ \vec{r} - \omega t)} + \vec{E}_2^- e^{i(k_2^- \vec{r} - \omega t)} \quad (11)$$

при  $E_x = 0$  получаем

$$E_{2x}(\vec{r}, t) = \frac{4k_{2z}}{\Delta_0 k_2} \left(1 + \frac{\epsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right) E_y \cdot \sin(\Delta k_{2z} z) e^{i(k_2 \vec{r} - \omega t)},$$

$$E_{2y}(\vec{r}, t) = -\frac{4}{\Delta_0} \left(1 + \frac{\epsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right) E_y \cdot \cos(\Delta k_{2z} z) \cdot e^{i(k_2 \vec{r} - \omega t)}. \quad (12)$$

Преломленная волна имеет круговую поляризацию. Плоскость поляризации делает полный оборот на расстоянии

$$z_0 = \frac{2\pi}{\Delta k_{2z}} = \frac{c}{\omega} \frac{8\pi \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta_0}}{\mu_2 \left(\gamma + g_e \frac{\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta_0}}{n_2}\right)}. \quad (13)$$

2. Рассмотрим теперь пластинку с параметрами  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$ ,  $\gamma$ ,  $g_e$ , занимающую область пространства  $0 \leq z \leq d$ . Вектор гирации, как и в предыдущем случае, направлен по оси  $z$ . На границу  $z = 0$  падает

$$\text{волна } \vec{E} = \vec{E}(E_y) \cdot e^{i(k \vec{r} - \omega t)},$$

$$\vec{k} = k(k_x, k_z), \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (14)$$

Обозначив угол падения через  $\theta_0$ , из условия непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора получаем следующие выражения для направлений волн, распространяющихся внутри пластинки\*:

$$\cos \alpha_2^\pm = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n_2^2}} \pm \frac{\gamma \sin^2 \theta_0}{2n_2^2 \epsilon_2 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n_2^2}}} \pm \frac{g_e \sin^2 \theta_0}{2n_2^2 \epsilon_2},$$

\* Решение (15) получено в первом приближении относительно  $\gamma$  и  $g_e$ . Во втором приближении, с помощью рядов функций Штурма (И. Н. Бронштейн К. А. Семендяев, „Справочник по математике“ М., 1965) получаем следующий результат. Пусть

$$\gamma \sim g_e \text{ и } \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \left( \epsilon_2 + \gamma + G + \frac{g^2}{4\epsilon_2} \right) > k_x^2 > \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 (\epsilon_2 + \gamma + G),$$

где  $G = \frac{1}{2} \left( \sigma - \frac{g^2}{\epsilon_2} \right)$ ,  $\sigma = \epsilon_{2xx} - \epsilon_{2zz}$  (в первом приближении  $\epsilon_{2xy} = \epsilon_{2xz}$ , но во втором приближении  $\epsilon_{2xx} - \epsilon_{2zz} \sim g^2 \neq 0$ ). Тогда для косинуса угла между волновым вектором и осью  $z$  есть два решения в интервале  $[0, +1]$ , оба соответствующие волне плюс (или минус), а в интервале  $[-1, 0]$  нет ни одного решения. Это есть следствие свойств дисперсионного соотношения, указанных в [2].

$$\cos \alpha_3^{\pm} = - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n_2^2}} \pm \frac{\gamma \sin^2 \theta_0}{2n_2^2 \varepsilon_2 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n_2^2}}} \mp \frac{g_e \sin^2 \theta_0}{2n_2^2 \varepsilon_2}. \quad (156)$$

Индекс „2“ соответствует волнам, идущим от границы  $z=0$  к границе  $z=d$ , а индекс „3“ — волнам, идущим обратно.

Из (15) видно, что на границах внутри пластинки никакой из углов падения не равен никакому из углов отражения. Это есть следствие свойств дисперсионного соотношения, указанных в [2].

Пренебрегая в амплитудах полей членами, пропорциональными  $\gamma$  и  $g_e$ , для отраженной волны получаем

$$E_{1x} = \frac{2\varepsilon_2 k_z}{\Delta_0 k_2} E_y \left[ \left( \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \sin(\Delta k_{3z} + \Delta k_{2z}) d - \right. \\ \left. - \left( 1 - \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} \right) \sin(\Delta k_{3z} - \Delta k_{2z}) d \right], \\ E_{1y} = - \frac{E_y}{\Delta_0} \left[ \left( 1 - \frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2} \right) \left( 1 + \frac{\varepsilon_2^2 k_z^2}{k_{2z}^2} \right) \cos 2k_{2z} d - \right. \quad (16)$$

$$\left. - \left( 1 - \frac{\varepsilon_2^2}{\mu_2^2} \right) \cos(\Delta k_{3z} - \Delta k_{2z}) d + \left( \frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2} - \frac{\varepsilon_2^2 k_z^2}{k_{2z}^2} \right) \cos(\Delta k_{3z} + \Delta k_{2z}) d - \right. \\ \left. - 2i \left( 1 - \frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2} \right) \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \sin 2k_{2z} d \right],$$

где

$$\Delta k_{2z} = \frac{k_2^2}{2\varepsilon_2 k_{2z}} \left( \gamma + g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right), \\ \Delta k_{3z} = \frac{k_2^2}{2\varepsilon_2 k_{2z}} \left( \gamma - g_e \frac{k_{2z}}{k_2} \right), \quad (17)$$

$$\Delta_0 = \left\{ - \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2^2 k_z^2}{k_{2z}^2} \right) \left( 1 + \frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2} \right) + 4 \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} \right] \cos 2k_{2z} d + \right. \\ \left. + \left( 1 - \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} \right)^2 \cos(\Delta k_{3z} - \Delta k_{2z}) d + \left( \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right)^2 \cos(\Delta k_{3z} + \Delta k_{2z}) d + \right. \\ \left. + 2i \left( \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \left( 1 + \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} \right) \sin 2k_{2z} d \right\}. \quad (17')$$

Для проходящей волны получаем

$$E_{4x} = - \frac{2\varepsilon_2 k_z E_y}{k_2 \Delta_0} \left\{ \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{2z} d - \right. \right. \\ \left. \left. - \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 - \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{3z} d \right] \cos k_{2z} d - \right.$$

$$-i \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{2z} d + \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 - \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{3z} d \right] \sin k_{2z} d \Big\} e^{-ik_z d}, \quad (18)$$

$$E_{4y} = - \frac{2k_{2z} E_y}{\mu_2 k_z \Delta_0} \left\{ \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right)^2 \cos \Delta k_{2z} d - \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \cos \Delta k_{3z} d \right] \cos k_{2z} d - \left[ \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right)^2 \cos \Delta k_{2z} d + \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \cos \Delta k_{3z} d \right] \sin k_{2z} d \right\} e^{-ik_z d}.$$

Поворот плоскости поляризации проходящей волны определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \psi_4 = \frac{|E_{4x}|}{|E_{4y}|} = \frac{\sqrt{D_1^2 + D_2^2}}{\sqrt{D_3^2 + D_4^2}} \cdot \frac{n_2^2 k_z^2}{k_{2z} k_z}, \quad (19)$$

где

$$D_1 = \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{2z} d - \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 - \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{3z} d \right] \cos k_{2z} d,$$

$$D_2 = \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{3z} d + \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 - \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \sin \Delta k_{2z} d \right] \sin k_{2z} d, \quad (20)$$

$$D_3 = \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \cos \Delta k_{2z} d - \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \cos \Delta k_{3z} d \right] \cos k_{2z} d,$$

$$D_4 = \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right)^2 \cos \Delta k_{2z} d + \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right)^2 \cos \Delta k_{3z} d \right] \sin k_{2z} d.$$

Рассмотрим нормальное падение волны (14) на пластинку. Сохраняя члены порядка  $\gamma$  и  $g_e$  в амплитудах, для отношения компонент электрического поля проходящей волны получаем

$$\frac{|E_{4x}|}{|E_{4y}|} = \frac{\sqrt{D_1'^2 + D_2'^2}}{\sqrt{D_3'^2 + D_4'^2}}, \quad (21)$$

где

$$D_1' = [(1 + a)^2 \sin \Delta k_{2z} d - (1 - a)^2 \sin \Delta k_{3z} d] \cos k_{2z} d + \frac{\Delta k_{3z} - \Delta k_{2z}}{2k_{2z}} (1 - a^2) (\cos \Delta k_{3z} d + \cos \Delta k_{2z} d) \sin k_{2z} d,$$

$$D_2' = [(1 + a)^2 \sin \Delta k_{2z} d + (1 - a)^2 \sin \Delta k_{3z} d] \sin k_{2z} d +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\Delta k_{3z} - \Delta k_{2z}}{2k_{2z}} (1 - a^2) (\cos \Delta k_{3z} d - \cos \Delta k_{2z} d) \cos k_{2z} d, \\
 D_3' & = [(1 + a)^2 \cos \Delta k_{2z} d - (1 - a)^2 \cos \Delta k_{3z} d] \cos k_{2z} d - \\
 & - \frac{\Delta k_{2z} - \Delta k_{3z}}{2k_{2z}} (1 - a^2) (\sin \Delta k_{3z} d + \sin \Delta k_{2z} d) \sin k_{2z} d, \\
 D_4' & = [(1 + a)^2 \cos \Delta k_{2z} d + (1 - a)^2 \cos \Delta k_{3z} d] \sin k_{2z} d + \\
 & + \frac{\Delta k_{3z} - \Delta k_{2z}}{2k_{2z}} (1 - a^2) (\sin \Delta k_{3z} d - \sin \Delta k_{2z} d) \cos k_{2z} d, \\
 \Delta k_{3z} & = \frac{\gamma - g_e}{2\varepsilon_2} k_2, \quad \Delta k_{2z} = \frac{\gamma + g_e}{2\varepsilon_2} k_2, \\
 a & = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Из (21) и (22) видно, что  $\Delta k_{3z}$  не будет входить в выражения проходящей волны только в случае отсутствия отражений, т. е. при  $a = 1$ .

3. В заключение рассмотрим отражение и преломление волн на границе изотропной среды со средой, характеризуемой материальными уравнениями

$$\vec{D}_2 = \varepsilon_2 \vec{E}_2 + i[g_e \vec{E}_2], \quad \vec{B}_2 = \mu_2 \vec{H}_2 + i[g_m \vec{H}_2]. \tag{23}$$

Пусть волна (1) падает из вакуума на среду (23), занимающую область  $z \geq 0$ . Соотношения между компонентами электрического поля в преломленных волнах имеют вид

$$\begin{aligned}
 E_{2x}^{\pm} & = -\frac{k_{2z}}{k_x} \left[ 1 \pm \frac{1}{2} \left( \frac{g_m}{\mu_2} - \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right) \frac{k_2}{k_{2z}} \right] E_{2z}^{\pm}, \\
 E_{2y}^{\pm} & = \mp i \frac{k_2}{k_x} \left[ 1 \pm \frac{1}{2} \left( \frac{g_m}{\mu_2} - \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right) \frac{k_2}{k_{2z}} \right] E_{2z}^{\pm}.
 \end{aligned} \tag{24}$$

С помощью (24) и граничных условий получаем для отраженной волны

$$\begin{aligned}
 E_{1x} & = -\frac{2}{\Delta_0} \left( 1 + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) \left( 1 - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) E_x + \frac{4i \varepsilon_2 k_z}{\Delta_0 k_2} p_1 E_y, \\
 E_{1y} & = -\frac{2}{\Delta_0} \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} \right) \left( 1 - \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} \right) E_y - \frac{4ik_2}{\Delta_0 \mu_2 k_z} p_1 E_x,
 \end{aligned} \tag{25}$$

где

$$p_1 = \left( \frac{g_m}{\mu_2} - \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right) \frac{k_2}{k_{2z}}.$$

Как видно из (25), эллиптичность отраженной волны определяется разностью параметров  $\frac{g_m}{\mu_2}$  и  $\frac{g_e}{\varepsilon_2}$ . Пренебрегая параметром  $p_1$  в амплитудах преломленных волн, получаем, что поворот плоскости поляриза-

ции результирующей преломленной волны равен (на длине пути  $z_0$  вдоль оси  $z$ )

$$\varphi = \frac{1}{2} \left( \frac{g_m}{\mu_2} + \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right) k_2 \cdot z_0, \quad (26)$$

т. е., определяется суммой параметров  $\frac{g_m}{\mu_2}$  и  $\frac{g_e}{\varepsilon_2}$ .

Пусть теперь волна (14) падает на пластинку, занимающую область  $0 \leq z \leq d$  и характеризуемую уравнениями (23). Выражения для отраженной и проходящей волн получаются из (16—20) заменой  $\Delta k_z =$

$$= \Delta k_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{g_e}{\varepsilon_2} + \frac{g_m}{\mu_2} \right) k_2. \text{ Если на пластинку падает } s\text{-волна [5], то}$$

при выполнении условия  $\cos^2 \vartheta = \frac{\varepsilon_2 \mu_2 - 1}{\varepsilon_2^2 - 1}$ ; проходящая волна сохраняет

плоскую поляризацию ( $\vartheta$  — угол падения). Если же падает  $p$ -волна, то плоская поляризация сохраняется при выполнении условия  $\cos^2 \vartheta =$

$$= \frac{\varepsilon_2 \mu_2 - 1}{\mu_2^2 - 1}.$$

Автор благодарен Болотовскому Б. М. и Мергеляну О. С. за обсуждение результатов.

ИФИ АН Армянской ССР

Поступила 6.V.1968

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. М. Айвазян, О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, физ.-мат. науки, XVII, № 4 (1964).
2. О. С. Ерицян, Изв. АН АрмССР, 3, 3 (1968).
3. О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, физ.-мат. науки, XI, № 6 (1962).
4. О. С. Ерицян, О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, вып. 1 (1967).
5. А. В. Соколов, Оптические свойства металлов, Физматгиз, М., 1967.

#### ԲՆԱԿԱՆ ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍՍԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

II. Էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը հիրոտրոպ դիէլեկտրիկ շերտի միջոցով

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի անդրադարձումն ու բեկումը օպտիկապես ակտիվ միջավայրի սահմանին, արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Քննարկված է նաև ալիքի անցումը օպտիկապես ակտիվ շերտի միջով, մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում:

#### THE OPTICS OF THE NATURALLY GYROTROPIC MEDIA ON PRESENCE OF THE MAGNETIC FIELD

II. The Passage of the Electromagnetic Wave Throught the Gyrotropic Dielectric Sheet

H. S. ERITSIAN

The reflection and refraction of the electromagnetic wave on the boundary of gyrotropic dielectric media on presence of the magnetic field is discussed. The passage of the electromagnetic wave through the optically active sheet on the presence of the magnetic field is discussed.

## КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ

## МИНИМИЗАЦИЯ ЧИСЛА КОДИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Л. И. БЕРНШТЕЙН

При работе с проволочными искровыми камерами имеется несколько способов снятия информации. В тех случаях, когда отбираются одиночные, и только одиночные события, наиболее простым способом является параллельный способ снятия информации. При этом необходимо убедиться, во-первых, что событие одно и, во-вторых, „най-ти“, где произошло событие.

Такие системы описаны в работах [1], [2].

Представляет интерес вопрос о минимизации числа кодирующих элементов по сравнению с известными способами кодировки.

Задача кодировки в нашем случае состоит в том, чтобы каждому кодируемому элементу был поставлен в соответствие свой код, так чтобы пересечение двух или большего числа таких кодов не принадлежало тому же множеству кодов.

Этим условиям удовлетворяют сочетания. Действительно, всевозможные сочетания из „ $n$ “ элементов по „ $k$ “ можно поставить в соответствие некоторой части натурального ряда, т. е. выполняется первое условие. Так как сочетания отличаются друг от друга хотя бы одним элементом, то пересечение двух или больше сочетаний будет иметь больше, чем „ $k$ “ элементов.

Известно, что  $C_{2n}^k > C_{2n}^n$ , если  $k \neq n$ . Таким образом, чтобы закодировать  $N = C_{2n}^n$  элементов, необходимо  $2n$  кодирующих элементов.

В табл. 1 приведены для сравнения числа кодирующих элементов при различных системах кодирования.

Таблица 1

	N	Число кодирующих элементов				способ кодировки
		$C_n^k$	двоичная	[1]	[2]	
$C_9^4 =$	126	9	14	22	—	
$C_{10}^5 =$	252	10	16	23	20	
$C_{11}^6 =$	462	11	18	25	24	
$C_{12}^6 =$	928	12	20	30	25	
$C_{13}^6 =$	1716	13	22	32	—	
$C_{14}^7 =$	3452	14	24	34	—	

Сравнение показывает, что рассматриваемая кодировка требует в 1,7-2,5 раза меньше кодирующих элементов, чем при других способах кодировки.

Кодировка и декодировка могут быть произведены по формуле

$$N_{k\alpha}(i_1, i_2, \dots, i_s, \dots, i_k) = C_n^k - \sum_{s=1}^k C_{n-i_s}^{k-s+1}$$

при условии, что  $C_{n-i_s}^{k-s+1} = 0$ , если  $i_s > n - k + s - 1$ ,

где  $N_{k\alpha}$  — номер кодируемого элемента,

$i_s$  — номер кодирующего элемента

$s$  — порядковый номер кодирующего элемента,

$i_s$  — упорядочены в порядке возрастания номеров кодирующих элементов, а затем пронумерованы в том же порядке.

Ереванский физический  
институт

Поступила 10.III.1969

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Proceeding of Informal Meeting on Filmless Spark Chamber Techniques. CERN, 64—30, Geneva, 1964.
2. Э. С. Беляков, С. П. Буюкян, Д. Б. Давидян, Система автоматического съема информации с проволочных камер с ЭЦВМ. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 406 (1966).

#### ԿՈԴԱՎՈՐՈՂ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ԹՎԻ ՄԻՆԻՄԻԶԱՑՈՒՄԸ

Լ. Ի. ԲԵՐՆՇՏԵՆ

Դիֆարիվում է կոդավորման մի ձև, որը փոքրացնում է կոդավորող էլեմենտների թիվը:

#### MINIMIZATION OF NUMBER OF CODING ELEMENTS

L. I. BERNSHTEIN

A method of coding which decreases the number of coding elements is presented in this paper.

## ГЕДЕОН МОВСЕСОВИЧ АВАКЬЯНЦ

12 апреля 1969 года исполнилось 50 лет со дня рождения члена-корреспондента Академии наук Армянской ССР, доктора физико-математических наук, профессора Гедео́на Мовсесовича Авакья́нца.

Г. М. Авакья́нц родился в г. Самарканде. В 1942 г. окончил физико-математический факультет Средне-Азиатского (ныне Ташкентского) государственного университета. По 1946 г. работал в физико-технической лаборатории АН УзССР (ныне Физико-технический институт).

В 1950 г. Г. М. Авакья́нц после окончания аспирантуры под научным руководством выдающегося советского физика академика И. Е. Тамма защищает кандидатскую диссертацию на тему „Спектр и угловое распределение фотонов, генерируемых быстрыми электронами в тонких пластинках“.

После защиты диссертации Г. М. Авакья́нц работает в ФТИ АН УзССР. Диапазон его научных интересов широк — Г. М. Авакья́нц работает в областях ядерной физики, эмиссионной электроники, физики полупроводников и полупроводниковых приборов. С 1956 по 1965 г., наряду с работой в ФТИ УзССР, Г. М. Авакья́нц занимает должность заведующего кафедрой теоретической физики в ТашГУ.



По инициативе Г. М. Авакья́нца в ТашГУ была организована проблемная лаборатория полупроводников и новая специализация — „Физика полупроводников“.

В 1958 г. в Москве (ФИАН) Г. М. Авакья́нц защищает диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, посвященную обобщению теории полупроводников на случай отличия температуры носителей тока в полупроводниках от температуры решетки. В основу анализа явлений положена идея о „горячем“ электро́не. Была развита теория явлений переноса тепла и электричества в полупроводниках в условиях больших полей и токов, приводящих к разогреву носителей тока, изменению законов взаимодействия носителей с решеткой, росту электропроводности за счет ударной ионизации и т. д. Впервые последовательно были рассмотрены явления переноса в неравновесных условиях в приповерхностной области полупроводника, развиты теории примесной фото-э.д.с. и высокочастот.

ного транзистора с шириной базы, сравнимой с длиной свободного пробега, выдвинуто и обосновано предположение об аномальной зависимости подвижности от сильного электрического поля в условиях перекрытия зон.

Работы Г. М. Авакьянца снискали ему известность и получили высокую оценку научной общественности.

В марте 1965 г. Г. М. Авакьянц был избран членом-корреспондентом АН Армянской ССР и переехал на работу в Армению. В настоящее время он заведует отделом электроники Института радиофизики и электроники АН АрмССР и кафедрой физики полупроводников и диэлектриков Ереванского государственного университета.

Г. М. Авакьянцом опубликовано вместе соавторами 120 научных работ и монография „Феноменологическая теория полупроводников“, получены 2 авторских свидетельства.

Под его редакцией выпущен сборник трудов I Всесоюзного совещания по физике  $p-n$ -переходов, организация которого была поручена Г. М. Авакьянцу.

Свою научную работу Г. М. Авакьянц всегда сочетал с педагогической, отдавал много сил воспитанию высококвалифицированных научных кадров. Им подготовлено 11 кандидатов наук, еще трое завершают работу над диссертацией.

Гедеон Мовсесович полон сил и творческой энергии. Пожелаем ему новых больших творческих достижений и крепкого здоровья.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Վ. Պ. Գավրիլով, Ի. Ա. Նազոբուկյան, Վ. Ա. Խոզե. <i>Ռելյատիվիստիկ բևեռացված էլեկտրոնների վրա կոմպտոնյան ջրման մասին</i> . . . . .	137
Ն. Լ. Դրիգորով, Է. Ա. Մամբջանյան. <i>Տիեզերական ճառագայթներին նեյտրոնների էներգետիկ սպեկտրը ծովի մակերևույթի վրա</i> . . . . .	142
Պ. Հ. Բեգիրջանյան, Կ. Ն. Բեգիրջանյան. <i>Ռետոդեյան ճառագայթման անդրադարձման ինտեգրալ ինտենսիվության վերաբերյալ</i> . . . . .	147
Լ. Գ. Գասպարյան. <i>Յրված ունեղենյան ճառագայթների ինտենսիվության պահպանման օրենքի մասին</i> . . . . .	159
Ք. Ա. Բելինսկի, Մ. Կարաբյան, Ա. Ս. Լազունով. <i>Լուծույթներում կոհերենաձայնի կլանման դործակցի ուսումնասիրումը իմպուլսային մեթոդով հաճախականությունների 6 մ՞ց—3 գ՞ց տիրույթում</i> . . . . .	164
Է. Գ. Շառայան, Է. Ա. Մարկոսյան. <i>Պարամագնիսական կենտրոնների բնույթը մի շարք ֆտալոցիանիններում</i> . . . . .	169
ՅՆԻ. Կ. Կարալյան, Ռ. Ա. Բաղդյան. <i>Մոլեկուլյար ռելյակացիայի ուսումնասիրությունը պլաստիֆիկացրած պոլիբլորոպրենում</i> . . . . .	174
Հ. Ա. Նրիցյան. <i>Բնական դիրտորոպ միջավայրերի օպտիկան մագնիսական դաշտի առկայությամբ II. էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը դիրտորոպ դիէլեկտրիկ շերտի միջով</i> . . . . .	180

Համառոտ հարցումներ

Լ. Ի. Թերեշանյան. <i>Կողմորոգ էլեմենտների թվի մինիմիզացիան</i> . . . . .	187
Գ. Մ. Ավագյանց. <i>Մենդելևի 50-ամյակի առթիվ</i> . . . . .	189

СО Д Е Р Ж А Н И Е

В. П. Гаврилов, И. А. Нагорская, В. А. Хозе. <i>О комптоновском рассеянии на релятивистских поляризованных электронах</i> . . . . .	137
Н. Л. Григоров, Э. А. Мамиджян. <i>К вопросу об энергетическом спектре нейтронов в области энергий <math>10^{11}</math>—<math>10^{12}</math> эв на уровне моря</i> . . . . .	142
П. А. Безирианиян, К. Н. Безирианиян. <i>К расчету интегральной интенсивности отражения рентгеновских лучей</i> . . . . .	147
Л. Г. Гаспарян. <i>К вопросу о законе сохранения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей</i> . . . . .	159
Б. А. Белинский, М. Карабаев, А. С. Лагунов. <i>Исследования коэффициента поглощения когерентного звука в жидкостях импульсным методом в диапазоне частот 5 Мгц—3 Гц</i> . . . . .	164
Э. Г. Шароян, Э. А. Маркосян. <i>Исследование природы парамагнитных центров в некоторых фталоцианинах</i> . . . . .	169
Ю. К. Кабалян, Р. А. Бадалян. <i>Исследование молекулярной релаксации в пластифицированном полихлоропрене</i> . . . . .	174
О. С. Ерицян. <i>Оптика естественно гиротропных сред в магнитном поле. II. Пролохождение электромагнитной волны через гиротропную диэлектрическую пластину</i> . . . . .	180

Краткие сообщения

Л. И. Бернштейн. <i>Минимизация числа кодирующих элементов</i> . . . . .	187
Г. М. Авакьянц. <i>К 50-летию со дня рождения</i> . . . . .	189