

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1970

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամառունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մավսիսյան, Է. Գ. Շահումյան, Գ. Ս. Սահակյան, Ռ. Ա. Սարգսյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան:

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ С ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМОЙ

Р. Г. ТАРХАНЯН

Получены выражения для поверхностного импеданса анизотропных кристаллов с электронной плазмой в отсутствие и при наличии слабой пространственной дисперсии. Исследован случай зеркального отражения электронов на поверхности кристалла. Показано, что как анизотропия, так и пространственная дисперсия заметно изменяют угловую и частотную зависимость оптических характеристик рассматриваемых систем.

1. Хорошо известно [1, 2], что некоторые оптические свойства кристаллических твердых тел, в частности, полупроводников и полуметаллов, могут быть объяснены лишь при учете пространственной дисперсии — зависимости тензора диэлектрической проницаемости от длины волны. Пространственная дисперсия в кристаллах обычно мала и поэтому представляет интерес лишь тогда, когда приводит к качественно новым эффектам, к числу которых относятся, например, оптическая анизотропия кубических кристаллов, гиротропия в кристаллах, не обладающих центром симметрии, появление так называемых „новых“ волн [3] и т. д.

При наличии пространственной дисперсии плотность тока, индуцированного в среде, определяется значением электрического поля во всех точках среды и уравнения для электромагнитного поля представляют собой интегро-дифференциальные уравнения, решение которых показывает, что поле в среде не имеет экспоненциального вида, предсказываемого классической теорией. При этом понятие о комплексном показателе преломления теряет свой физический смысл, и все оптические величины должны быть выражены через поверхностный импеданс. В случае изотропной плазмы такая задача была рассмотрена в работе [4]. Здесь мы получим выражения для компонент тензора поверхностного импеданса анизотропных кристаллов с электронной плазмой, ограничиваясь случаем квадратичного энергетического спектра электронов с минимумом энергии в центре зоны Бриллюэна. Такой случай осуществляется, например, в полупроводниках типа *Te* [5]. Предполагается, что частота рассматриваемых электромагнитных волн недостаточно велика для того, чтобы вызвать междозонные переходы или образовать экситонные состояния. В случае *Te* это условие выполняется в области волновых чисел $500\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ [6].

2. Пусть из изотропной среды (для простоты положим, что это вакуум или воздух), заполняющей полупространство $z < 0$, на поверхность кристалла $z = 0$ падает электромагнитная волна

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (1)$$

где $k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta$, $k_y = 0$, $k_z = \frac{\omega}{c} \cos \theta$, θ — угол падения. Поле в среде $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(z) e^{i(k_x x - \omega t)}$, $z > 0$ определяется самосогласованным решением уравнений Максвелла и линеаризованного кинетического уравнения для функции распределения носителей тока, закон дисперсии которых имеет вид $\varepsilon = \frac{1}{2m} \mu_{ij} \rho_i \rho_j$, где μ_{ij} — безразмерный тензор обратной эффективной массы, m — масса свободного электрона. Полагая, что отражение электронов от поверхности носит зеркальный характер [1], стандартным образом можно показать, что при четном продолжении тангенциальных компонент электрического поля и нечетном продолжении нормальной компоненты в область $z < 0$ уравнения поля в Фурье-представлении принимают вид [4, 7, 8]

$$\Delta_{ij} E_j(k_z) = - \sqrt{\frac{2}{\pi}} a_i, \quad (2)$$

$$\Delta_{ij} = k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}, \quad a_x = \left[\frac{\partial E_x(z)}{\partial z} - i k_x E_x(z) \right]_{z=0},$$

$$a_y = \frac{\partial E_y(z)}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad a_z = 0.$$

Используя условие нормировки $N = \int f_0(\varepsilon) d\vec{p}$, где N — равновесная концентрация носителей тока, в случае бoльцмановского распределения электронов для тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} получим

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^0 + \frac{\omega_0^2}{\omega \chi \nu} \sum_{k,l} R_{kl} R_{ij} \sqrt{\mu_k \mu_l} \left\{ F(\omega) \delta_{kl} + \frac{x_l x_k}{x^2} [2\omega + (2\omega^2 - 1) F(\omega)] \right\}, \quad (3)$$

где $\omega_0^2 = 4\pi N e^2 / m$, $\nu = \sqrt{2T/m}$, T — температура в энергетических единицах, $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t}}{\omega - t} dt$, $\omega = \frac{\omega + i\nu}{\chi \nu}$, ν — частота столкновений электронов с дефектами решетки; мы считаем, что ν значительно меньше ω , а также плазменной частоты ω_0 , так что в окончательных выражениях им можно пренебречь. $\vec{x} = \{\sqrt{\mu_x} k_x, \sqrt{\mu_y} k_y, \sqrt{\mu_z} k_z\}$, $\vec{k}' = \hat{R} \vec{k}$ — волно-

вой вектор в системе главных осей тензора $\mu_{ij}(x', y', z')$, μ_i — собственные значения тензора μ_{ij} ,

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \beta & \sin \alpha \cos \beta & -\sin \beta \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ \cos \alpha \sin \beta & \sin \alpha \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}.$$

В случае одноосного кристалла β — угол между осью кристалла (z') и нормалью к поверхности раздела (z), α — угол между плоскостью падения (xz) и плоскостью (zz'). ϵ_{ij}^0 — тензор диэлектрической проницаемости кристаллической решетки; мы будем считать, что ϵ_{ij}^0 не зависит от частоты, что справедливо, если последние значительно больше (или меньше) характерных частот колебаний решетки. При произвольной ориентации оси кристалла относительно поверхности раздела и плоскости падения компоненты ϵ_{ij}^0 в системе координат xuz имеют вид

$$\epsilon_{xx}^0 = \epsilon_{\perp}^0 (\cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha) + \epsilon_{\parallel}^0 \cos^2 \alpha \sin^2 \beta, \quad \epsilon_{xy}^0 = \epsilon_{yx}^0 = \\ = \frac{1}{2} \sin 2\alpha \sin^2 \beta (\epsilon_{\parallel}^0 - \epsilon_{\perp}^0),$$

$$\epsilon_{xz}^0 = \epsilon_{zx}^0 = \frac{1}{2} \sin 2\beta \cos \alpha (\epsilon_{\parallel}^0 - \epsilon_{\perp}^0), \quad \epsilon_{yy}^0 = \epsilon_{\perp}^0 (\sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \cos^2 \alpha) + \\ + \epsilon_{\parallel}^0 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta, \quad (4)$$

$$\epsilon_{yz}^0 = \epsilon_{zy}^0 = \frac{1}{2} \sin 2\beta \sin \alpha (\epsilon_{\parallel}^0 - \epsilon_{\perp}^0), \quad \epsilon_{zz}^0 = \epsilon_{\perp}^0 \sin^2 \beta + \epsilon_{\parallel}^0 \cos^2 \beta,$$

где $\epsilon_{\parallel}^0, \epsilon_{\perp}^0$ — компоненты ϵ^0 вдоль и поперек оси кристалла.

Перейдем к вычислению компонент двумерного тензора поверхностного импеданса $Z_{\alpha\beta}$. Последние определяются соотношениями [9]

$$E_{\alpha}(0) = Z_{\alpha\beta} a_{\beta}; \quad (\alpha, \beta = x, y). \quad (5)$$

С помощью системы уравнений (2) и (5) получим

$$Z_{xx} = \frac{i\omega}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \Delta^{-1} \cdot \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon_{yz}^2 - \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{zz} \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{yy} \right), \quad (6)$$

$$Z_{xy} = Z_{yx} = -\frac{i\omega^3}{\pi c^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \Delta^{-1} \cdot \left[\epsilon_{yz} \left(k_x k_z + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xz} \right) + \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{zz} \right) \epsilon_{xy} \right], \quad (7)$$

$$Z_{yy} = \frac{i\omega}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \Delta^{-1} \cdot \left[\left(k_x k_z + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xz} \right)^2 - \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{zz} \right) \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xx} \right) \right], \quad (8)$$

где

$$\Delta = \det \left| k^2 \delta_{IJ} - k_I k_J - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{IJ} \right|. \quad (9)$$

Соотношения (3—9) в общем виде разрешают вопрос о вычислении оптических характеристик анизотропных твердых тел с электронной плазмой при зеркальном отражении электронов от поверхности кристалла. Например, коэффициент отражения при наклонном падении излучения определяется формулой

$$R_{s,p} = \frac{4 \cos^2 \theta \cdot |Z_{xy}|^2 + |(Z_{xx} Z_{yy} - Z_{xy}^2 - 1) \cos \theta \pm (Z_{yy} \cos^2 \theta - Z_{xx})|^2}{|(Z_{xx} Z_{yy} - Z_{xy}^2 + 1) \cos \theta + Z_{xx} + Z_{yy} \cos^2 \theta|^2}, \quad (10)$$

где знаки $\pm$ в числителе соответствуют случаям, когда электрический вектор падающей волны лежит в плоскости падения (p — поляризация, $-$) или перпендикулярен к ней (s — поляризация, $+$).

3. Используя формулы предыдущего пункта, получим явные выражения для компонент тензора поверхностного импеданса одноосных кристаллов при наличии слабой пространственной дисперсии ($\frac{\omega}{\omega_0} \ll 1$) в нескольких частных случаях.

а. Ось кристалла перпендикулярна к поверхности раздела ($\alpha = \beta = 0$).

Пренебрегая членами порядка

$$\beta^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{T}{mc^2} \ll 1 \quad (11)$$

по сравнению с единицей, получим

$$Z_{xx} = \frac{1}{\alpha \sqrt{2}} \left(\sqrt{3\beta\mu_1} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}{\varepsilon_1 - 3\mu_1^2 \beta^2 \sin^2 \theta}} \right) (\sqrt{\gamma + \alpha} - \sqrt{\gamma - \alpha}) + \\ + 2\beta \frac{\omega}{\omega_0} \sqrt{\frac{2}{\pi\mu_1}} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \sin^2 \theta \cdot I + \beta^2 \mu_1^2 \right), \quad (12)$$

$$Z_{yy} = (\varepsilon_1 - \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} + 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \mu_1 \mu_1^{\frac{3}{2}} \frac{\omega}{\omega_0} \beta^2, \quad (13)$$

где

$$\alpha = [\gamma^2 - 12\beta^2 \mu_1^2 (\varepsilon_1 - \sin^2 \theta) (\varepsilon_1 - 3\mu_1^2 \beta^2 \sin^2 \theta)]^{\frac{1}{2}}, \\ \gamma = \varepsilon_1 + 3\beta^2 \mu_1 (\varepsilon_1 \mu_1 - 2\mu_1 \sin^2 \theta), \\ \mu_1 = \varepsilon_1^0, \mu_1 - \mu_1, \mu_1 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}. \quad (14)$$

В формулах (12, 13) первые слагаемые возникают благодаря полюсам подынтегральных выражений в (6, 8), а вторые слагаемые

дают точки ветвления диэлектрической проницаемости. Величина I , входящая в член, отражающий вклад точки ветвления в (12), с точностью до членов $\sim \beta^2$ можно считать не зависящей от угла падения θ :

$$I \approx \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{4\pi x^5 e^{-2x} + \left(\frac{3}{2} - \frac{\omega^2 \varepsilon_{\parallel}}{\omega_0^2 \mu_{\parallel}} x \right)^2}. \quad (15)$$

Приближенное вычисление I при $\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\mu_{\parallel}} = 1; 0,5; 0,2; 0,1$ соответственно дает [10] $I = 1,16; 0,38; 0,27$ и $0,24$.

В случае нормального падения $\theta = 0$

$$Z_{xx}^{(i)} = Z_{yy}^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} + \frac{\mu_{\perp} \mu_{\parallel}^{3/2}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}} \pi} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{v^3}{c^3}, \quad (16)$$

где второй член дают точки ветвления.

В изотропном случае из (12–14) получим

$$Z_{xx}^{(i)} = \frac{1}{\varepsilon} \left[(\varepsilon - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + \sqrt{3} \tilde{\beta} \sin^2 \theta (\varepsilon - 3 \tilde{\beta}^2 \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} \right] + \\ + 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \tilde{\beta} \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \sin^2 \theta \cdot \tilde{I} + \tilde{\beta}^2 \right), \quad (17)$$

$$Z_{yy}^{(i)} = (\varepsilon - \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} + 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega}{\omega_0} \tilde{\beta}^3. \quad (18)$$

Здесь $\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, знак $\sim$ означает, что в соответствующих величинах масса свободного электрона заменяется эффективной массой.

Если положить ε_0 и μ равными единице, то (17) и (18) переходят в соответствующие выражения, полученные в [4] для изотропной плазмы.

В отсутствие пространственной дисперсии для анизотропного кристалла

$$Z_{xx} = \left(\frac{\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta}{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad Z_{yy} = (\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}}. \quad (19)$$

Сравнение формул (12–19) показывает, что как анизотропия, так и пространственная дисперсия заметно изменяют частотную и угловую зависимость Z_{xx} и Z_{yy} . Например, в отсутствие пространственной дисперсии Z_{xx} анизотропного кристалла обращается в бесконечность (это соответствует полному отражению волны) при двух частотах:

$\omega_1 = \sqrt{\frac{\mu_{\perp}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\perp}}} \omega_0$; $\omega_2 = \sqrt{\frac{\mu_{\parallel}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\parallel}}} \omega_0$, а в случае изотропного кристалла —

лишь на частоте $\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0}}$. Слагаемые в Z_{aa} , отражающие вклад точки ветвления, целиком обусловлены пространственной дисперсией. В членах, связанных с наличием полюса, учет пространственной дисперсии при условии (11) существен лишь для Z_{xx} . Заметим, что указанный член резко различается в изотропном и анизотропном случаях. Причина заключается в том, что в анизотропном кристалле преломленная волна не расщепляется на продольную и поперечную волны, как это имеет место в изотропном случае.

б. Ось кристалла параллельна поверхности раздела ($\beta = \frac{\pi}{2}$) и лежит в плоскости падения ($\alpha = 0$). В этом случае Z_{xx} отличается от (12) тем, что $\mu_{\perp}$ заменяется на $\mu_{\parallel}$ и наоборот во всех членах, кроме последнего, в котором коэффициент при β^2 заменяется на $\mu_{\perp}^3$. Полюсный вклад в Z_{yy} не отличается от соответствующего члена в случае а, а вклад точки ветвления равняется

$$\delta Z_{yy} = -\frac{\mu_{\perp}^{5/2}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega_2} \cdot \frac{v^3}{c^3}.$$

в. Ось кристалла параллельна поверхности раздела и $\perp$ плоскости падения ($\alpha = \beta = \frac{\pi}{2}$). Используя формулы (3–9), получим

$$Z_{xx} = \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \left[\mu_{\perp} \beta \sqrt{3 \sin^2 \theta} (\varepsilon_{\perp} - 3 \mu_{\perp}^2 \beta^2 \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} + (\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \right] + 2 \sqrt{\frac{2}{\pi \mu_{\perp}}} \beta \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \sin^2 \theta \cdot I_1 + \beta^2 \mu_{\perp}^3 \right), \quad (20)$$

$$Z_{yy} = (\varepsilon_{\parallel} - \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} + \frac{\mu_{\parallel} \mu_{\perp}^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{v^3}{c^3}. \quad (21)$$

В (20) I_1 отличается от (15) лишь тем, что отношение $\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\mu_{\parallel}}$ заменяется на $\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\mu_{\perp}}$.

Этот случай отличается от случаев а, б тем, что при падении волны с p -поляризацией преломленная волна расщепляется, как и в изотропном случае, на продольную и поперечную волны, при этом первый и третий слагаемые в (20) отражают вклад продольной волны и исчезают в отсутствие пространственной дисперсии.

Во всех трех рассмотренных частных случаях недиагональные компоненты $Z_{xy} = Z_{yx} = 0$. При этом коэффициент отражения, согласно (10), определяется хорошо известными формулами

$$R_s = \left| \frac{1 - Z_{yy} \cos \theta}{1 + Z_{yy} \cos \theta} \right|^2, \quad R_p = \left| \frac{Z_{xx} - \cos \theta}{Z_{xx} + \cos \theta} \right|^2,$$

где Z_{xx} и Z_{yy} даются (12—21).

В заключение отметим, что полученные здесь формулы для поверхностного импеданса могут быть полезны при определении оптических параметров анизотропных кристаллов, в частности, для полупроводников типа *Te* в области слабой пространственной дисперсии.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 29.IV.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Госатомиздат, М., 1961.
2. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов „Наука“. М., 1965.
3. С. И. Пекар, ЖЭТФ, 33, 1022 (1957).
4. В. П. Силин, Е. П. Фетисов, ЖЭТФ, 41, 159 (1961).
5. Р. В. Парфеньев, И. И. Фарбштейн, С. С. Шалыт, ФТТ, 2, 2923 (1960).
6. Д. М. Чижиков, В. П. Счастливый, Теллур и Теллуриды. Изд. „Наука“, М., 1966.
7. G. E. Reuter, E. H. Sondheimer, Proc. Roy. Soc., A195, 336 (1948).
8. Э. А. Канер, В. М. Яковленко, ЖЭТФ, 42, 471 (1962).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, § 76. М., 1959.
10. В. И. Крылов, Приближенное вычисление интегралов, М., Физматгиз, 1959.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՊԼԱԶՄԱՅՈՎ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ԲՅՈՒՐՆԵՐՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵԿՈՒՅԹԱՅԻՆ ԻՄՊԵԴԱՆՍԸ

Ռ. Հ. ԲԱՐԽԱՆՅԱՆ

Ստացված են բանաձևեր էլեկտրոնային պլազմա ունեցող անիզոտրոպ բյուրեղների մակերևութային իմպեդանսի համար թույլ տարածական դիսպերսիայի դեպքում: Ուսումնասիրված է բյուրեղի մակերևութից էլեկտրոնների հայելային անդրադարձման դեպքը: Ցույց է տրված, որ թե անիզոտրոպիան և թե տարածական դիսպերսիան նկատելի կերպով փոփոխում են դիտարկվող սխեմաների օպտիկական բնութագրերի անկյունային և հաճախային կախումները: Տարածական դիսպերսիայի հաշվառումը առանձնապես կարևոր է թեք ընկնող ալիքի ք-բևեռացման դեպքում, որը կապված է նոր ալիքների երևան գալու հետ:

THE SURFACE IMPEDANCE OF ANISOTROPIC CRYSTALS WITH ELECTRONIC PLASMA

R. H. TARKHANIAN

The formulas for the surface impedance of anisotropic crystals with electronic plasma in absence and presence of weak space dispersion are obtained.

The case of the mirror reflection of electrons on the surface of a crystal is considered. It is shown that the crystalline anisotropy as well as the space dispersion notably change the angular and frequency dependence of the optical characteristics of the systems under consideration.

О ВЛИЯНИИ ПРИМЕСИ НА УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э. А. КАСАМАНЯН

В первом приближении теории возмущений с учетом двух зон получено уравнение типа кинетического для средней по конфигурациям примесей двухчастичной функции Грина. Это уравнение решается приближенно в случае изотропии изоэнергетических поверхностей. Рассматривается также анизотропный случай, показано, что в определенных условиях «приходный» член в уравнении мал. Исследуется поведение коэффициента поглощения вблизи критических точек Ван-Хова.

§ 1. Введение

В стандартной теории оптических междужонных переходов, основанной на предположении о существовании закона дисперсии, коэффициент поглощения имеет особенности вблизи критических точек Ван-Хова. Эти особенности обычно лежат в ультрафиолетовой области. Очевидно, учет взаимодействий, существующих в реальном кристалле, должен привести к размазыванию этих особенностей. В настоящей работе рассматривается задача о поведении коэффициента поглощения вблизи названных особенностей при учете взаимодействия электронов с примесью.

Теория оптических междужонных переходов с учетом взаимодействия электронов друг с другом и с примесью была развита в работе [1]. Однако асимптотическое ($\omega \rightarrow \infty$) расщепление, использованное в [1], неприменимо в «резонансной» ситуации, когда частота излучения близка к разности двух каких-нибудь энергетических уровней носителя заряда. Так обстоит дело при внутриволновых переходах (это отмечалось уже в [1]), а также может быть при переходах из глубины одной зоны в другую (не на «хвост»). Это, в частности, относится к критическим точкам Ван-Хова, исследование которых представляет большой интерес при изучении структуры зон оптическими методами. Зато в ультрафиолетовой области справедлива теория возмущений (при любой степени легирования). Пользуясь ею, мы должны обратиться к интегральному уравнению для двухчастичной функции Грина, через которую и выражается коэффициент поглощения.

§ 2. Функция Грина

Уравнение для двухчастичной запаздывающей антикоммутаторной функции Грина $K(\lambda, \lambda'; \mu, \mu'; E)$ с учетом взаимодействия электронов с примесными атомами имеет вид [1]

$$[E + E_{\lambda} - E_{\lambda'}] K(\lambda, \lambda'; \mu, \mu'; E) + \sum_{\lambda''} V_{\lambda''\lambda} K(\lambda'', \lambda'; \mu, \mu'; E) - \\ - \sum_{\lambda''} V_{\lambda\lambda''} K(\lambda, \lambda''; \mu, \mu'; E) = - \frac{1}{2\pi} \{ \delta_{\lambda'\mu} n(\lambda, \mu') - \delta_{\lambda\mu} n(\mu, \lambda') \}. \quad (1)$$

Здесь E — энергия, в дальнейшем отождествляемая с энергией фотона ($E = \hbar\omega$); λ (а также $\lambda', \lambda'', \mu, \mu'$) есть совокупность величин: импульса p , спинового квантового числа σ , номера зоны l ; функция E_{λ} описывает закон дисперсии в соответствующей зоне; $V_{\lambda\lambda'}$ — матричный элемент взаимодействия электрона с примесными атомами, вычисленный с помощью функций Блоха (с учетом спина); $n(\lambda, \lambda')$ — одночастичная матрица плотности. Очевидно величины $V_{\lambda\lambda'}$ и $n(\lambda, \lambda')$ зависят от координат всех примесных атомов.

Коэффициент поглощения в случае междузонных переходов дается формулой [1]*

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^2 e^2}{c \sqrt{\varepsilon} \omega \Omega} \sum_{\substack{\lambda_1, \lambda_2 (l_1 + l_2) \\ \lambda_3, \lambda_4 (l_3 + l_4)}} \{ \delta_{p_1 p_2} \delta_{\sigma_1 \sigma_2} \delta_{\sigma_3 \sigma_4} v_{l_1 l_2}^{\alpha} (p_1) v_{l_3 l_4}^{\beta} (p_3) \cdot \\ \cdot \text{Im} \langle K(\lambda_1, \lambda_2; \lambda_3, \lambda_4; E) \rangle \}, \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме; ε — высокочастотная диэлектрическая проницаемость среды; Ω — объем рассматриваемой системы (в дальнейшем примем систему единиц, где $\Omega = 1$, $\hbar = 1$); верхние индексы α, β — векторные; $v_{l_1 l_2}^{\alpha}(p)$ — α -компонента матричного элемента скорости; символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по конфигурациям примесных атомов.

Мы решим уравнение (1) в первом исчезающем приближении по константе взаимодействия. Это соответствует борновскому приближению при рассеянии и малости концентрации примеси n . Сделаем еще две аппроксимации.

1. Матричный элемент $V_{\lambda\lambda'}$ диагонален по зонным индексам. Это предположение оправдывается, если ширина запрещенной зоны достаточно велика. При этом явное выражение для $V_{\lambda\lambda'}$ имеет вид

$$V_{\lambda\lambda'} = \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{ll'} V(p - p') \sum_{j=1}^N e^{-i(p - p') \cdot X_j},$$

где X_j — координаты j -го примесного атома, N — полное их число.

2 В общем случае следовало бы написать уравнение для функции $n(\lambda, \lambda')$. В наших условиях, однако, достаточно ограничиться ее невозмущенным значением

$$n(\lambda, \lambda') \approx n^{(0)}(\lambda, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} n_l(p),$$

где $n_l(p)$ есть невозмущенная функция распределения по импульсам в зоне с номером l . Учет взаимодействия в $n(\lambda, \lambda')$, как показывает соответствующее исследование, в рассматриваемой задаче (ультрафиолетовая область) не меняет дальнейших результатов.

* Чтобы не загромождать формулы, мы нигде не ставим векторных значков.

Удобно произвести усреднение по конфигурациям примеси в уравнении для функции $K(\lambda, \lambda'; \mu, \mu'; E)$. Для этой цели преобразуем уравнение (1), подставляя вместо функций K , фигурирующих под знаком суммы, уравнения для них. Далее, усредняя полученное уравнение стандартным способом, в первом исчезающем приближении по взаимодействию получаем

$$[E - E_{l'l}(p)] K_{pp'} = -\frac{1}{2\pi} \delta_{pp'} [n_l(p) - n_{l'}(p)] + \\ + \sum_q [W_{pq} K_{pp'} - W_{pq} K_{qp'}]. \quad (3)$$

Здесь для краткости введены обозначения:

$$K_{pp'} \equiv \langle K(p, l, p, l'; p', l', p', l; E) \rangle, \quad E_{l'l}(p) = E_{l'p} - E_{lp},$$

$$W_{pq} = W_{qp} = n|V(p-q)|^2 \left[\frac{1}{E - E_{l'p} + E_{lq}} + \frac{1}{E - E_{l'q} + E_{lp}} \right]. \quad (4)$$

Уравнение (3) для усредненной функции Грина $K_{pp'}$ представляет собой двухзонное обобщение аналогичного уравнения работы [2], полученного в однозонном приближении. ■

Коэффициент поглощения выражается через функцию $K_{pp'}$, согласно (2), формулой

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^2 e^2}{c \sqrt{\epsilon \omega}} 2Im \sum_{\substack{pp' \\ l'l'}} v_{ll'}^{\alpha}(p) v_{l'l}^{\beta}(p') K_{pp'} \quad (5)$$

(множитель „2“ возник из-за суммирования по спинам).

Введем обозначение

$$K_{p\beta} = \sum_{p'} v_{l'l}^{\beta}(p') K_{pp'}$$

и составим уравнение для функции $K_{p\beta}$. Для этого умножим уравнение (3) на $v_{l'l}^{\beta}(p')$ и просуммируем по p' . Получим

$$[E - E_{l'l}(p)] K_{p\beta} = -\frac{1}{2\pi} v_{l'l}^{\beta}(p) [n_l(p) - n_{l'}(p)] + \\ + \sum_q [W_{pq} K_{p\beta} - W_{pq} K_{q\beta}]. \quad (6)$$

Запишем уравнение (6) в другой форме

$$K_{p\beta} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{v_{l'l}^{\beta}(p) [n_l(p) - n_{l'}(p)]}{E - E_{l'l}(p) - M_p}, \quad (7)$$

определяя массовый оператор соотношением

$$M_p = \sum_q W_{pq} (1 - K_{q\beta} K_{p\beta}^{-1}). \quad (8)$$

Разумеется, выражение (8) имеет смысл, если $K_{p\beta}$ не обращается в нуль — именно этот случай, согласно (5), и представляет интерес.

Далее подставляя выражение (7) в (8), получаем уравнение для массового оператора

$$v_{l'l}^{\beta}(p) M_p = \sum_q W_{pq} \left\{ v_{l'l}^{\beta}(p) - v_{l'l}^{\beta}(p) \frac{n_l(q) - n_{l'}(q)}{n_l(p) - n_{l'}(p)} \times \right. \\ \left. \times \frac{E - E_{l'l}(p) - M_p}{E - E_{l'l}(q) - M_q} \right\}. \quad (9)$$

В дальнейшем мы ограничимся мнимой частью M_p . Что касается действительной части M_p , то она, как легко убедиться, приводит лишь к незначительному сдвигу зон и в интересующей нас задаче не представляет интереса.

В первом приближении, как показывает анализ уравнения (9), мнимая часть массового оператора происходит от мнимой части функции W_{pq} . Поэтому вместо (4) можем положить

$$(E \rightarrow E + i\eta, \eta \rightarrow +0) \\ W_{pq} \simeq -i\pi |V(p-q)|^2 \{ \delta[E - E_{l'l}(p) - E_{lp} + E_{lq}] + \\ + \delta[E - E_{l'l}(p) + E_{lp} - E_{lq}] \}. \quad (4.a)$$

Как видно из формул (5) и (7), основной вклад в $\alpha(\omega)$ дают значения импульса p , удовлетворяющие соотношению

$$|E - E_{l'l}(p)| \lesssim |M_p|. \quad (10)$$

Поскольку массовый оператор пропорционален константе взаимодействия, то для его вычисления можно заменить соотношение (10) равенством

$$E - E_{l'l}(p) = 0. \quad (10.a)$$

При этом совершается лишь ошибка следующего порядка по константе взаимодействия.

Если законы дисперсии в каждой зоне изотропны и экстремумы обеих зон находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна, то в нашем приближении уравнение (9) сразу дает (ср. с [2])

$$v_{l'l}^{\beta}(p) M_p = \sum_q W_{pq} \{ v_{l'l}^{\beta}(p) - v_{l'l}^{\beta}(q) \}. \quad (11)$$

Это справедливо (как и исходное уравнение (3)) при условии $\frac{n\sigma}{k} \ll 1$, где σ — сечение рассеяния для электронов, k — квазиволновой вектор, отсчитанный от точки экстремума. Таким образом, решением (11) нельзя пользоваться вблизи краев зон, но можно — в глубине их.

Вернемся снова к уравнению (9) и рассмотрим анизотропный случай, не специализируя пока законы дисперсии в зонах. Обратим внимание на то обстоятельство, что в правой части уравнения (9) массовый оператор входит в знаменателе под знаком интеграла. Если при

$M_q \rightarrow 0$ интеграл сходится, то второе слагаемое в правой части уравнения (9) („приход“) можно отбросить как величину следующего порядка малости (напомним, что — по выбору E — разность $E - E_{l'l}(p) = 0$ (M)). Однако в изотропном случае интеграл явно расходится (см. ниже формулу (13)). Примем следующее допущение (подлежащее последующей проверке): при $M_q \rightarrow 0$ правая часть уравнения (9) сходится. Принимая во внимание соотношение (10.a), запишем уравнение (9) в виде

$$M_p = \sum_q W_{pq} - J M_p, \quad (9.a)$$

где

$$v_{l'l}^{\beta}(p) J = \pi^2 n \int \frac{dq}{(2\pi)^3} \left\{ |V(p-q)|^2 v_{l'l}^{\beta}(q) \frac{n_l(q) - n_{l'}(q)}{n_l(p) - n_{l'}(p)} \times \right. \\ \left. \times \delta(E - E_{l'q} + E_{lq}) [\delta(E_{lp} - E_{lq}) + \delta(E_{l'p} - E_{l'q})] \right\}. \quad (12)$$

Заметим, что функция распределения зависит лишь от энергии в соответствующей зоне, т. е. $n_{lj}(p) = n_{lj}(E_{ljp})$ ($j = 1, 2, \dots$) и согласно (10.a) $E = E_{l'p} - E_{lp}$. Тогда из (12) мы имеем

$$v_{l'l}^{\beta}(p) J = 2\pi^2 n \int \frac{dq}{(2\pi)^3} |V(p-q)|^2 v_{l'l}^{\beta}(q) \delta(E_{lp} - E_{lq}) \delta(E_{l'p} - E_{l'q}). \quad (13)$$

Таким образом, во всех случаях анизотропии, когда

$$J \ll 1, \quad (14)$$

„приход“ в уравнении (9) не играет существенной роли.

Чтобы убедиться в том, что интеграл (13) иногда сходится, а также явно выделить малый параметр, соответствующий условию (14), рассмотрим конкретный пример:

$$E_{l'p} = E_{cp} = \frac{(p-p_0)^2}{2m_c}, \quad E_{lp} = E_{vp} = -\Delta - \frac{p^2}{2m_v}, \quad (15)$$

где p_0 — квазиимпульс побочного минимума в зоне проводимости, Δ — ширина запрещенной зоны. Отметим, что рассмотренный пример, кроме чисто методического, может представить и реальный интерес. В случае (15) формула (13) дает (в обычных единицах)

$$J = \frac{nm_c m_v}{4\pi \hbar^3 p_0} \int_0^{2\pi} d\varphi |V(p^2, \sin^2 \theta (1 - \cos \varphi))|^2 \cdot \cos \theta'_0. \quad (16)$$

где

$$\cos \theta = \frac{\vec{p} \cdot \vec{p}_0}{pp_0}, \quad \cos \theta'_0 = \frac{v_{l'l}^{\beta}(q)}{v_{l'l}^{\beta}(p)} \Big|_{q=p, \cos(q \wedge p_0) = \cos \theta}.$$

Если функция $V(p)$ — монотонно убывающая, то отсюда следует (равенство имеет место при $p \parallel p_0$)

$$J \leq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{m_v}{m_c} \frac{n_{v0}}{k_0}, \quad (17)$$

где $p = \hbar k_0$, σ_0 — сечение рассеяния для электронов с нулевым импульсом в первом порядке теории возмущений, т. е. $\sigma_0 = (\pi \hbar^4)^{-1} m_c^2 |V(0)|^2$. Следовательно, малый параметр, обеспечивающий выполнение условия (14), в данном случае имеет вид

$$\frac{n\sigma_0}{k_0} \ll 1. \quad (17.a)$$

Интересно отметить, что в изотропном случае при учете взаимодействия электронов с примесью условие малости „прихода“ имеет совсем другой вид. Например, в случае потенциала Дебая соответствующий критерий есть $\frac{4p^2}{\chi^2} \ll 1$ ($\hbar^{-1} \chi$ — обратный радиус экранирования).

Рассмотрим другой пример, когда экстремумы обеих зон находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна:

$$E_{cp} = \frac{1}{2m_c} (p_\perp^2 + \xi_1 p_z^2), \quad E_{vp} = -\Delta - \frac{1}{2m_v} (p_\perp^2 + \xi_2 p_z^2),$$

где ξ_1 и ξ_2 параметры анизотропии и $\xi_1 \neq \xi_2$. Тогда критерий малости „прихода“ имеет вид $\frac{n\sigma_0}{k_z} \cdot \frac{1}{|\xi_1 - \xi_2|} \ll 1$. Таким образом, мы приходим к выводу, что если законы дисперсии в зонах имеют разную анизотропию, то можно подобрать условия, когда „приход“ в уравнении (9) мал.

В заключение этого пункта отметим, что для вычисления массового оператора при условии (10.a) нет необходимости требовать выполнения сильного неравенства (14), достаточно условия $J \lesssim 1$. Тогда массовый оператор, согласно (9.a), имеет вид

$$M_p = (1 + J)^{-1} \sum_q W_{pq}. \quad (18)$$

§ 3. Размазывание особенностей коэффициента поглощения вблизи критических точек Ван-Хова

Ниже мы рассмотрим кристалл кубической симметрии, где произведение $v_{il'}^\alpha(p) v_{l'l}^\beta(p)$ можно заменить на скаляр, умноженный на единичный тензор. Введя силу осциллятора $f_{l'l}(p)$ по образцу [1], получаем из формулы (5) с учетом (7)

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{\pi^2 m_0 c \omega \hbar^3 \sqrt{\varepsilon}} \sum_{l+l'} \int dp f_{l'l}(p) E_{l'l}(p) [n_l(p) - n_{l'}(p)] \times \\ \times \operatorname{Im} \frac{-1}{E - E_{l'l}(p) - M_p}.$$

Здесь m_0 масса свободного электрона. Слагаемое $\operatorname{Im} \frac{1}{E - E_{l'l}(p) - M_p}$ имеет резкий максимум при импульсе $p = p_k$ ($E - E_{l'l}(p_k) = 0$). Как

обычно, допустим, что сила осциллятора плавно зависит от импульса и будем считать, что

$$n_l(p) \approx n_l(p_k) \approx 1, \quad n_{l'}(p) \approx n_{l'}(p_k) \approx 0.$$

Тогда коэффициент поглощения выражается через комбинированную плотность состояний $\rho(E)$, вычисленную с учетом взаимодействия электронов с примесью:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 \hbar}{m_0 c V \varepsilon} \sum_{l \neq l'} f_{l'l'}(p_k) \rho(E), \quad (19)$$

$$\rho(E) = \frac{2}{\pi \hbar^3} \int dp \operatorname{Im} \frac{-1}{E - E_{l'l}(p) - M_p}. \quad (20)$$

В стандартной теории характер особенности комбинированной плотности состояний зависит от вида закона дисперсии $E_{l'l}(p)$ вблизи критической точки. При наличии взаимодействия электронов с примесью особенности размазываются, как это видно из формулы (20). В общем случае массовый оператор зависит от импульса. Вблизи критической точки его можно разложить в ряд, первый член которого дает постоянную мнимую часть.

Этой частью мы и ограничимся.

$$M_p \approx M_{p_k} \equiv -i\gamma, \quad \gamma > 0. \quad (21)$$

В принятом приближении положение критической точки не играет роли, и потому закон дисперсии в общем случае можно записать в виде разложения

$$E_{l'l}(p) = E_0 + \sum_{l=x, y, z} a_l p_l^2. \quad (22)$$

В зависимости от знаков a_l , особенности (при $\gamma \rightarrow 0$) различны. Поэтому мы рассмотрим отдельные случаи, условно обозначенные как критические точки M_j ($j = 0, 1, 2, 3$).

Используя выражения (21) и (22), получаем:

$$1. \quad M_0, \quad a_x > 0, a_y > 0, a_z > 0$$

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3 \sqrt{|a_x| |a_y| |a_z|}} \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{E_1 + \sqrt{E_1^2 + \gamma^2}}, \quad (23)$$

где $E_1 = E - E_0$.

$$2. \quad M_3, \quad a_x < 0, a_y < 0, a_z < 0,$$

плотность состояний получается из (23) заменой E_1 на $-E_1$.

$$3. \quad M_1, \quad a_x > 0, a_y > 0, a_z < 0,$$

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3 \sqrt{|a_x| |a_y| |a_z|}} \left\{ \sqrt{r_0^2 - E_1} - \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-E_1 + \sqrt{E_1^2 + \gamma^2}} \right\}, \quad (24)$$

где r_0^2 определяется из условия применимости разложения (22) и $r_0^2 \gg |E_1|$.

$$4. \quad M_2, \quad a_x < 0, \quad a_y < 0, \quad a_z > 0,$$

результат получается из (24) заменой E_1 на $-E_1$.

Таким образом, во всех случаях стандартный корень $\sqrt{E_1}$ размазывается одинаковым образом. Но если анизотропия и положение критической точки не влияют на общий вид формулы для плотности состояний, то величина размазывания γ довольно чувствительна к положению критической точки в зоне Бриллюэна. Кроме того, для вычисления γ необходимо явно задать законы дисперсии в каждой зоне, а не только их разность (22).

Перейдем к вычислению величины размазывания γ , что сводится к нахождению явного вида массового оператора по формуле (18). Рассмотрим два конкретных примера (случаи M_0 и M_1), выбирая потенциал дебаевского вида (для заряженных атомов примеси). Выберем сначала законы дисперсии в виде (15). Критическая точка комбинированной плотности состояний есть

$$p = p_k = \frac{m}{m_c} p_0 \quad \left(\frac{1}{m} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right).$$

Для массового оператора получаем

$$M_p = -i \frac{8\pi n e^4 \hbar}{x^2 \epsilon_0^2} \left[\frac{m_c |p - p_0|}{x^2 + 4(p - p_0)^2} + \frac{m_v p}{x^2 + 4p^2} \right] \frac{1}{1 + J},$$

где ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость среды. Соответственно,

$$\gamma = \frac{8\pi n e^4 \hbar}{x^2 \epsilon_0^2} \left[\frac{(m_c - m) p_0}{x^2 + 4p_0^2 \left(1 - \frac{m}{m_c}\right)^2} + \frac{\frac{m}{m_c} m_v p_0}{x^2 + 4p_0^2 \frac{m^2}{m_c^2}} \right] \frac{1}{1 + \frac{\pi}{2} \frac{m_v n \sigma_0}{m_c k_0}}. \quad (25)$$

Введя новые переменные $p' = p - p_k$, для разности законов дисперсии (15) получаем (ср. с (22))

$$E_{l'l}(p') = \Delta + \frac{p_0^2}{2(m_c + m_v)} + \frac{p'^2}{2m}.$$

Следовательно, комбинированная плотность состояний дается формулой (23) (критическая точка M_0), где

$$E_0 = \Delta + \frac{p_0^2}{2(m_c + m_v)}, \quad a_l = \frac{1}{2m},$$

а γ определяется выражением (25).

Рассмотрим теперь случай критической точки типа M_1 . Для этого зададим законы дисперсии в виде

$$E_{cp} = \frac{1}{2m_c} [p_\perp^2 - (p_z - p_{0z})^2], \quad E_{vp} = -w_0 - \frac{1}{2m_v} [p_\perp^2 - p_z^2]. \quad (26)$$

Критическая точка комбинированной плотности состояний есть $p = p_k = \left\{ 0, 0, \frac{m}{m_c} p_{0z} \right\}$. Переходя к новым переменным $p' = p - p_k$, для разности энергий (26) получаем

$$E_{cv}(p') = w_0 - \frac{p_{0z}^2}{2(m_c + m_v)} + \frac{p_x^2}{2m} - \frac{p_z'^2}{2m}.$$

Сравнивая это с выражением (22), получаем

$$E_0 = w_0 - \frac{p_{0z}^2}{2(m_c + m_v)}, \quad a_x = a_y = -a_z = \frac{1}{2m}. \quad (27)$$

Следовательно, плотность состояний имеет вид (24) с подстановкой значений (27). Для вычисления γ необходимо прежде всего оценить интеграл (13). Выкладки, аналогичные случаю (15), приводят к следующей оценке ($p_{0z} = \hbar k_{0z}$):

$$J \leq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{m_v}{m_c} \cdot \frac{n\sigma_0}{k_{0z}}$$

(в критической точке имеет место знак равенства).

Наконец, величина γ имеет вид

$$\gamma = \frac{4\pi e^4 \hbar}{\epsilon_0^2 p_z^3} \cdot \frac{m_c \varphi(p_z - p_{0z}) + m_0 \varphi(p_z)}{1 + \frac{\pi}{2} \frac{m_v}{m_c} \frac{n\sigma_0}{k_{0z}}} \Big|_{p_z - \frac{m}{m_c} p_{0z}}, \quad (28)$$

где безразмерная функция φ дается выражением

$$\varphi(x) = x^2 \left\{ -\frac{x}{2} \left[\ln \frac{x+1}{x-1} + \ln \frac{3x+1}{3x-1} \right] + \frac{x^2}{x^2-1} + \frac{3x^2}{9x^2-1} \right\},$$

$$x = \frac{p_z}{\sqrt{p_z^2 - 2x^2}} > 1,$$

$$\varphi(y) = y^2 \left\{ y (\pi - \operatorname{arctg} y - \operatorname{arctg} 3y) - \frac{y^2}{y^2+1} - \frac{3y^2}{9y^2+1} \right\},$$

$$y = \frac{p_z}{\sqrt{2x^2 - p_z^2}} \in \operatorname{Re},$$

при $p_z^2 = 2x^2$ обе функции сшиваются: $\varphi = \frac{56}{81}$.

Выражения (25) и (28) справедливы, если выполняются условия $\frac{n\sigma_0}{k_0} \lesssim 1$, $\frac{n\sigma_0}{k_{0z}} \lesssim 1$. Вблизи критической точки $E = \hbar\omega \sim E_0$; при этом частота поглощения обычно лежит в ультрафиолетовой области. Следует особо отметить, что примеси могут быть и нейтральными, и находиться в большой концентрации (например, кислород в германии и кремнии). При этом общие формулы, где не использован дебаевский потенциал, остаются в силе.

Выражаю благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за предложенную тему и руководство работой.

Ереванский государственный университет,
проблемная лаборатория физики полупроводников

Поступила 18.IX.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Л. Бонч-Бруевич, Р. Розман. ФТТ 5, 2890 (1963); (см. также; В. Л. Бонч-Бруевич, в сб. „Физика твердого тела“, Изд. АН СССР, Москва, 1965).
2. Н. М. Плакида, ДАН СССР 147, 1067 (1962).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒՆՏՐԱՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ

Չ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆԻԱՆ

Հաշվի առնելով երկու դոտիների առկայությունը զրգռումների տեսության առաջին մոտավորությամբ ստացված է հավասարում (կինետիկ հավասարման տիպի) խառնուրդների դասավորվածությամբ միջինացված Գրինի ֆունկցիայի համար: Այդ հավասարումը լուծված է մոտավոր իզոէներգետիկ մակերևույթների իզոտրոպիայի դեպքում, քննարկված է նաև ոչ իզոտրոպ դեպքը: ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում հավասարման «մուտքային» անդամը փոքր է: Հետադոտված է կլանման գործակցի վարքը Վան-Հոֆի կրիտիկական կետերի շրջակայքում:

ON THE EFFECT OF IMPURITIES ON ULTRAVIOLET ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS

Z. H. KASAMANIAN

An equation (of the kinetic type) for the two-particle Green function averaged over the impurity configurations taking into account the presence of two energy gaps, in the first approximation of the perturbation theory is derived. The equation is solved for isotropic isoenergy surfaces. The non-isotropic case is also considered: it is shown that under certain conditions the „entry“ term of the equation is small. The behaviour of the absorption coefficient in the vicinity of Van-Hoff's critical points is investigated.

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОСТОЯННОМ ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Э. М. КАЗАРЯН

Рассмотрено влияние постоянного однородного электрического поля на плазменные колебания носителей заряда со сложным законом дисперсии. Показано, что в стандартном „однозонном“ приближении изменение плазменной частоты, а также появление второй ветви в электрическом поле обусловлено непараболичностью закона дисперсии. Получена явная зависимость плазменной частоты от электрического поля, а также от параметра непараболичности. Обсуждается вопрос о возможности определения параметра непараболичности методом электроотражений.

§ 1. Постановка задачи

Будем рассматривать однозонную модель: имеется система взаимодействующих квазичастиц-электронов проводимости с произвольным законом дисперсии $\omega(p)$. Накладываем на такую систему постоянное однородное электрическое поле и обычным методом самосогласованного поля исследуем плазменные колебания.

В связи с такой постановкой задачи следует сделать два замечания:

Во-первых, предполагается, что в плазменных колебаниях участвуют только свободные носители заряда—электроны проводимости. Ясно, что для этого необходимо, чтобы энергия плазменных колебаний была намного меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, т. е.

$$\hbar\omega_{pe} \ll \Delta. \quad (1)$$

(Известно, что в полупроводниках возможны и плазменные колебания, обусловленные полным числом электронов валентной зоны). При выполнении неравенства (1) валентные электроны, а также электроны более глубоких оболочек образуют „фон“, влияние которого проявляется в замене истинной массы на эффективную и в появлении множителя ϵ_0 в знаменателе ω_{pl}^2 (ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость решетки).

Во-вторых, пренебрегается затуханием плазменных волн, обусловленным рассеянием электронов на неидеальностях кристаллической решетки—фононах, атомах примеси и т. д. Это означает, что соответствующие времена релаксации τ велики по сравнению с периодами плазменных колебаний, т. е.

$$\hbar\omega_{pe} \gg \frac{\hbar}{\tau}. \quad (2)$$

Из неравенства (2) следует, что, с одной стороны, необходимо иметь кристаллы высокой степени чистоты при низких температурах, с дру-

гой стороны, большую концентрацию носителей заряда. Последняя в данном случае может быть достигнута оптической инжекцией*.

Как известно, в постоянном однородном электрическом поле волновые функции электронов в кристалле уже в нулевом приближении с точностью до экспоненциально малых членов, соответствующих просачиванию электрона под действием поля из одной зоны в другую) описывают равномерное ускорение. Исходя из работы [1], волновую функцию электронов (в „однозонном“ приближении метода эффективной массы) можно подставить в виде

$$|p\rangle = \tilde{\Psi}(p, t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t w(p - eE_0 x) dx\right\} \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} (p - eE_0 t) r\right\}. \quad (3)$$

(Здесь предполагается, что электрическое поле E_0 включается при $t=0$). Однако при этом предполагается, что образец не включен в цепь постоянного тока: в данной задаче рассматривается постановка опыта как в методе электроотражения. Отсутствие постоянного тока дает возможность пользоваться сильными электрическими полями (как будет видно из дальнейшего, см. (24), необходимое поле $E_0 \sim 10^3 - 10^4$ в/см), не нагревая сильно образец. Соответственно, в дальнейшем везде будет фигурировать, именно, равновесная функция распределения.

§ 2. Диэлектрическая проницаемость

Рассмотрим поведение системы электронов, описываемых волновыми функциями (3) под действием некоторого нестационарного возмущения

$$\delta U(r, t) = \delta U(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} q r\right) + \text{комп. сопр.} \quad (4)$$

Возмущение (4) приводит к изменению заряда в данной точке. Изменение плотности заряда $e\delta n(r, t)$ создает потенциальное поле $\delta\Phi(r, t)$, которое определяется из уравнения Пуассона. Для Фурье компоненты $\delta\Phi(r, t)$ имеем

$$\delta\Phi_q(t) = \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{\epsilon_0 q^2} \delta n_q(t). \quad (5)$$

Для дальнейшего удобно произвести каноническое преобразование

$$\tilde{\Psi}(t) = \exp\left[\frac{i}{\hbar} \delta U(r, t) \cdot t\right] \Psi(t),$$

* В силу медленности процесса рекомбинации неравновесные электроны, инжектируемые в образец светом, успевают принять участие в плазменных эффектах до того, как рекомбинируют.

$$\tilde{F}(t) = \exp \left[\frac{i}{\hbar} \delta U(r, t) \cdot t \right] \check{F} \exp \left[- \frac{i}{\hbar} \delta U(r, t) \cdot t \right], \quad (6)$$

в которое, в отличие от преобразования к представлению взаимодействия, вместо свободного гамильтониана входит гамильтониан возмущения. Здесь $\check{\Psi}(t)$ — волновая функция полного гамильтониана в шредингеровском представлении, $\check{F}$ — оператор, соответствующий некоторой физической величине в шредингеровском представлении.

Тогда легко показать, что Фурье компоненту плотности числа частиц $\delta n_q(r, t)$ в линейном приближении по $\delta U(r, t)$ можно представить в следующем виде:

$$\delta n_q(t) = \sum_p \exp \left\{ - \frac{i}{\hbar} \int_0^t [w(p - eE_0x) - w(p - q - eE_0x)] dx \right\} < p | \delta \rho(r, t) | p - q >, \quad (7)$$

где $\delta \rho(r, t)$ определяется уравнением движения

$$i\hbar \frac{\partial \delta \rho(r, t)}{\partial t} [\delta U(r, t), \rho_0] = 0 \quad (8)$$

с начальным условием $\delta \rho(u, t) = 0$ при $t = 0$. (Здесь ρ_0 — равновесный статистический оператор для одной частицы).

Подставляя (7) в (5) с учетом (8) и вычисля матричный элемент от коммутатора $[\delta U(r, t), \rho_0]$, с помощью (3) и (4) для $\delta \Phi_q(t)$ получаем

$$\delta \Phi_q(t) = - \frac{4\pi e^2 \hbar}{\epsilon_0 q^2} \sum_p \exp \left\{ - \frac{i}{\hbar} [w(p - eE_0x) - w(p - q - eE_0x)] dx \right\} \times \\ \int_0^t dt' \{ f(p - q - eE_0t') - f(p - eE_0t') \delta U(t') \exp \left\{ - \frac{i}{\hbar} \int_0^{t'} [w(p - q - eE_0x) - w(p - eE_0x)] dx \right\}, \quad (9)$$

где $f(p)$ — функция распределения Ферми-Дирака.

Далее, обычным методом самосогласованного поля, пользуясь (9), имеем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta U(\omega') \epsilon(\omega, \omega') d\omega' = \delta V(\omega), \quad (10)$$

где $\delta V(\omega)$ — Фурье компонента истинного внешнего потенциала, а оператор диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega, \omega')$ определяется выражением

$$\epsilon(\omega, \omega') = \delta(\omega - \omega') - \frac{4\pi e^2 \hbar}{\epsilon_0 q^2} \sum_p \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ - \frac{i}{\hbar} [\varphi(t) - \hbar \omega t] \right\} \tilde{\varphi}(\omega', t) dt. \quad (11)$$

Здесь введены следующие обозначения

$$\varphi(t) = \int_0^t [\omega(p - eE_0x) - \omega(p - q - eE_0x)] dx,$$

$$\tilde{\varphi}(\omega', t) = \int_0^t [f(p - q - eE_0t') - f(p - eE_0t')] \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} [\varphi(t') - \hbar\omega't'] \right\} dt'. \quad (12)$$

В частности, в отсутствие электрического поля ($E_0 = 0$) при адиабатическом включении возмущения из (11) и (12) для диэлектрической проницаемости получаем хорошо известную формулу (в приближении метода самосогласованного поля).

§ 3. Плазменные колебания

Сделав замену переменных в (11) и (12) $p \rightarrow q - p'$, $p' \rightarrow -p'$, $t' \rightarrow -t'$, $x \rightarrow -x'$, $t \rightarrow -t$, можем представить диэлектрическую проницаемость в следующем виде:

$$\varepsilon(\omega, \omega') = \delta(\omega - \omega') - \frac{4\pi e^2 \hbar}{\varepsilon_0 q^2} \sum_{p'} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \varphi(t) \right\} \times \\ \times \int_0^t f(p - eE_0t') \cos(\omega t - \omega't') \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \varphi(t') \right\} dt'. \quad (13)$$

Откуда для вещественной части $\varepsilon(\omega, \omega')$ имеем:

$$\text{Re } \varepsilon(\omega, \omega') = \delta(\omega - \omega') - \frac{8\pi e^2 \hbar}{\varepsilon_0 q^2} I(\omega, \omega', q); \quad (14)$$

где

$$I(\omega, \omega', q) = \sum_p f(p) \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_0^t dt' \cos(\omega t - \omega't') \sin \frac{1}{\hbar} \int_{t'}^t \{ \omega[p - eE_0(x - t')] - \\ - \omega[p - q - eE_0(x - t')] \} dx. \quad (15)$$

Вычислим интеграл (15) сначала для квадратичного закона дисперсии

$$\omega(p) = \frac{p^2}{2m}.$$

Тогда

$$I(\omega, \omega', q) = \sum_p f(p) \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_0^t \cos(\omega t - \omega't') \sin \frac{1}{\hbar} \left[\left(\frac{qp}{m} - \frac{q^2}{2m} \right) (t - t') - \right. \\ \left. - \frac{eqE_0}{4m} (t - t')^2 \right] dt'. \quad (16)$$

Из (16) видно, что при дальнейшем вычислении $I(\omega, \omega', q)$ у нас возникнут интегралы типа

$$A = \int_0^t \cos(a + bz) \sin cz \cos dz^2 dz,$$

которые легко вычисляются путем разложения $\cos dz^2$ в ряд. Простые вычисления дают (при $q \rightarrow 0$ и конечном ω')

$$I(\omega, \omega', q) = \frac{1}{2} \delta(\omega - \omega') \frac{q^2 n}{\hbar m \omega^2} \left[1 - \frac{1}{2!} \left(\frac{eqE_0}{4 m \omega^2 \hbar} \right)^2 + \dots \right], \quad (17)$$

где n — концентрация свободных носителей.

Как видно из последней формулы, для нашей модели частота плазменных колебаний в электрическом поле не меняется. (Электрическое поле входит только в фазовую скорость плазменных волн). Следует указать, что в работе [2] также была поставлена задача о плазменных колебаниях в электрическом поле. В случае $\hbar \omega_{pe} > \Delta$, учитывая многозонную структуру кристалла, авторы показали, что уже для квадратичного закона дисперсии происходит изменение плазменной частоты.

Оказывается, что плазменная частота изменяется и в однозонной модели, если учитывать непараболичность закона дисперсии. Такое изменение, по-видимому, связано с изменением эффективной массы в электрическом поле. Действительно, рассмотрим случай неквадратичного „затравочного“ закона дисперсии.

$$\omega(p) = \alpha p^2 - \beta p^4.$$

Тогда, вычисляя аналогично предыдущему, для вещественной части диэлектрической проницаемости получаем (при $q \rightarrow 0$)

$$\begin{aligned} \text{Re } \varepsilon = 1 + \frac{8\pi e^2}{\varepsilon_0} \sum_p f(p) \left\{ \frac{-\alpha + 2\beta p^2 [2 \cos^2(pq) + 1]}{\omega^2} + \right. \\ \left. + \frac{2\beta (eE_0)^2 [2 \cos^2(qE_0) + 1]}{\omega^4} \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Приравняв теперь $\text{Re } \varepsilon$ нулю и решая получающееся уравнение относительно ω , получаем для плазменных частот две ветви

$$\omega_{1,2pe}^2(E_0) = \frac{\omega_{pe}^2(0) \pm \sqrt{\omega_{pe}^4(0) - \frac{32\pi}{\varepsilon_0} e^2 n \beta \xi_2 (eE_0)^2}}{2}. \quad (20)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \omega_{pe}^2(0) = \frac{8\pi e^2 \alpha n}{\varepsilon_0} - \frac{8\pi e^2 \beta \xi_1}{\varepsilon_0} \sum_p f(p) \cdot p^2, \\ \xi_1 = 2 \cos^2(pq) + 1, \quad \xi_2 = 2 \cos^2(qE_0) + 1. \end{aligned} \quad (21)$$

Или же разлагая корень в ряд и подставляя значение параметров α и β из закона Кейна [3], получаем

$$\omega_{1pe}^2(E_0) = \omega_{pe}^2(0) - \frac{3}{2} \frac{(eE_0)^2 \xi_2}{m_n(0) \Delta}, \quad \omega_{2pe}^2(E_0) = \frac{3}{2} \frac{(eE_0)^2 \xi_2}{m_n(0) \Delta}, \quad (22)$$

где $m_n(0)$ — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости.

Как видно из (20), изменение плазменной частоты, а также появление второй ветви под действием электрического поля имеет место для непараболического закона дисперсии.

Следует отметить, что разложение корня в ряд дает ограничение на E_0 сверху. С другой стороны, пренебрегая затуханием плазменных волн, мы получаем правильное значение для $\omega_{1,2pe}^2(E_0)$, только если*

$$\frac{3}{2} \frac{(eE_0)^2 \xi_2}{m_n(0) \Delta} \gg \frac{1}{\tau^2}, \quad (23)$$

которое дает ограничение на E_0 снизу. Таким образом, для E_0 получаем

$$\sqrt{\Delta} \sqrt{\frac{m_n(0)}{(e\tau)^2}} \ll E_0 \ll \sqrt{\Delta} \sqrt{n}. \quad (24)$$

Подставляя численные значения параметров (например, для GaAs

$$m_n(0) = 0,069 m_0, \Delta = 1,56 \text{ эв}, \tau \approx 10^{-11} - 10^{-12} \text{ сек})$$

можно убедиться, что неравенства (24) выполняются начиная с $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Так при $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ имеем

$$10^2 \text{ в/см} \ll E_0 \ll 10^8 \text{ в/см}.$$

§ 4. Обсуждение результатов

В последнее время были развиты эффективные дифференциальные методы для излучения тонкой структуры спектров твердых тел. Одним из них является метод электроотражения ([4], [5]), в котором изменение отражательной способности ΔR , вызванное сильным электрическим полем, измеряется фазочувствительным методом высокой чувствительности (ΔR может быть меньше $10^{-5} R$). При этом оптическая часть установки обеспечивает спектральное разрешение не меньше 0,003 эв. До сих пор этот метод применялся, насколько нам известно, только в ультрафиолетовой области спектра ($\hbar\omega > \Delta$).

По-видимому, однако, интересную информацию о структуре полупроводников можно получить и при $\hbar\omega \ll \Delta$. Например, когда $\hbar\omega \gg \frac{\hbar}{\tau}$ (что не обязательно противоречит первому условию), коэффициент отражения при условии слабого поглощения имеет минимум при частоте $\omega = \omega_{pe}^2(1 - \varepsilon_0^{-1})^{-1/2}$. Следовательно, положение минимума

* Отметим, что при выполнении (23), неравенство (2) заведомо имеет место.

коэффициента отражения позволяет определить плазменную частоту, а значит, и оптическую эффективную массу.

При наличии электрического поля, как видно из (19), коэффициент отражения имеет два минимума при частотах $\omega_{1 \min}$ и $\omega_{2 \min}$, которые определяются следующими соотношениями:

$$\omega_{1 \min}^2 = \omega_{pe}^2(0) \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_0 - 1} \right) - \frac{8\pi e^2 n (eE_0)^2 \xi_2 \beta}{\epsilon_0 \omega_{pe}^2(0)},$$

$$\omega_{2 \min}^2 = \frac{8\pi e^2 n (eE_0)^2 \xi_2 \beta}{\epsilon_0 \omega_{pe}^2(0)}. \quad (25)$$

Таким образом, мы имеем картину, схематически представленную на рис. 1 (масштаб не выдержан), где $\omega_{1 \min}$ определяется обычной плазменной частотой с учетом сдвига в электрическом поле, тогда как

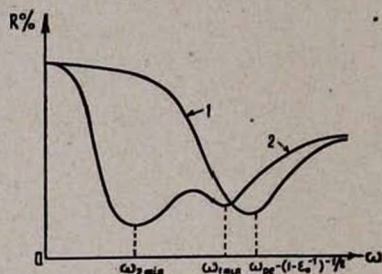


Рис. 1. Качественное поведение коэффициента отражения от частоты падающего света

1. При $E_0=0$, 2. $E_0 \neq 0$.

появление второго минимума, по-видимому, обусловлено электроплазменным резонансом. Обнаружение минимумов R на частотах $\omega_{1 \min}$, $\omega_{2 \min}$ позволит определить параметр непараболичности β . Ясно, что для этого необходимо, чтобы изменение плазменной частоты в электрическом поле $\Delta\omega_{pe}(E_0)$ превышало ширину резонансной кривой отражения, что и имеет место из-за больших значений диэлектрической проницаемости полупроводника. Например, для GaAs ($\epsilon_0=12,5$) ширина резонансной кривой отражения равна $10^{-2} \omega_{pe}$ (в пренебрежении временем релаксации τ по сравнению с ω^{-1}), когда как $\Delta\omega_{pe}(E_0)$ уже при полях $E_0 > 10^3$ в/см ($n = 10^{18}$ см $^{-3}$) больше $10^{-2} \omega_{pe}$.

Однако следует отметить, что здесь возникают некоторые трудности, касающиеся практического осуществления эксперимента. Действительно, относительное изменение коэффициента отражения должно зависеть от величины электрического поля внутри кристалла в области проникновения света. Проникновение поля в образец ограничивается экранированием свободными носителями. Например, в GaAs при $n=10^{18}$ см $^{-3}$ (невыврожденный газ) $r_D=10^{-5}$ см; при $n=10^{20}$ см $^{-3}$ (вырожденный газ) $r_D=10^{-6}$ см. С другой стороны, при полном внутреннем отражении глубина проникновения света в условиях слабого поглощения ($\alpha < 10^2$ см $^{-1}$) — порядка длины волны. Например, при

$n=10^{20}$ см⁻³, $E_0=10^5$ в/см, мы имеем $\lambda_{1pe}=10^{-4}$ см, $\lambda_{2pe}=10^{-2}$ см. Таким образом, глубина проникновения электрического поля, по крайней мере, на два порядка меньше глубины проникновения световой волны. Казалось бы, проникновение электрического поля будет недостаточным, чтобы вызвать наблюдаемое изменение в отражении. Однако недавно Файнлейбом [6] впервые был замечен эффект электроотражения даже на металлах (Al, Ag), для которых выше упомянутая трудность существует заведомо (глубина проникновения электрического поля порядка постоянной решетки). При этом наблюдаемый эффект относительного изменения отражения оказался довольно большим—порядка 0,5%. Так что, по-видимому, и в данном случае могут быть наблюдаемы минимумы на частотах ω_{1min} , ω_{2min} в силу высокой чувствительности метода.

После завершения данной работы, появилась статья [7], в которой авторы рассмотрели плазменные колебания в электрическом поле при нестандартном законе дисперсии носителей заряда. В отличие от нашей постановки задачи, в указанной работе предполагается нагрев носителей стационарным током. Поэтому и полученные нами и в [7] результаты не перекрываются.

В заключение выражаю глубокую благодарность В. А. Бонч-Бруевичу, по предложению и под руководством которого была выполнена данная работа. Автор также благодарен В. С. Вавилову и участникам семинаров, проходящих под руководством В. А. Бонч-Бруевича и В. С. Вавилова за обсуждение работы и ценные замечания.

Ереванский государственный
университет

Поступила 29.17.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. V. Houston, Phys. Rev., 57, 184 (1940).
2. R. Enderlein, R. Keiper, Phys. stat. sol. 83, 127 (1967)
3. E. O. Kane, Journ. Phys. Chem. Solids, 1, 249 (1957).
4. B. O. Seraphin, R. B. Hess, Phys. Rev. Lett., 14, 138 (1965).
5. M. Cardona, V. L. Shaklee, F. H. Pollak, Phys. Rev., 154, 696 (1967). (Сводные данные по электроотражению полупроводников)
6. J. Feinleib, Phys. Rev. Lett. 16, 1200 (1966).
7. И. М. Дыкман, П. М. Томчук ЖЭТФ 54, 592 (1968).

ԼԻՅՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀԱՄԱՍԵՌ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հոդվածում ուսումնասիրված է հաստատուն համասեռ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը բարդ դիսպերսիայի օրենքով լիցքակիրների պլազմային տատանումների վրա, ծուլց է տրված, որ ստանդարտ զոնային տեսության շրջանակներում պլազմային հաճախականության փոփոխությունը, ինչպես նաև երկրորդ ճյուղի առաջացումը էլեկտրական դաշտում պայմանավորված է դիսպերսիայի օրենքի ոչ պարաբոլիկության հետ: Ստացված է պլազմայի հաճախականության

բացահայտ կատումը էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, ինչպես նաև ոչ պարաբոլիկության պարամետրից: Քննարկված է ոչ պարաբոլիկության պարամետրի որոշման հնարավորությունը էլեկտրո-անդրադարձման եղանակով:

PLASMA OSCILLATIONS OF CHARGE CARRIERS IN A CONSTANT HOMOGENEOUS ELECTRIC FIELD

E. M. KAZARIAN

The influence of a constant homogeneous electric field on plasma oscillations is considered. It is shown that the change in plasma frequency as well as the appearance of a second branch in an electric field is conditioned by the dispersion law of non-parabolicity. The dependence of plasma frequency upon an electric field as well as the non-parabolicity parameter are derived. The possibility of determining the non-parabolicity parameter by the electric reflection method is discussed.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ
В ПЛАЗМЕННОЙ ПЛАСТИНКЕ

С. С. ЭЛБАКЯН

Решена задача о переходном излучении в плазменной пластине, помещенной в вакуум, в предположении зеркального отражения электронов плазмы на границе с вакуумом. Получены поля излучения в вакууме и поле в среде. Рассмотрен частный случай слабой пространственной дисперсии.

1. Влияние пространственной дисперсии на переходное излучение исследовалось в ряде работ [1—4] (см. также [5]). В перечисленных выше работах рассматривалась задача с одной границей (вакуум-плазма). В среде с пространственной дисперсией могут возбуждаться продольные волны (плазмоны), которые на поверхностях раздела при определенных условиях трансформируются в поперечную электромагнитную волну. Возникновение продольных волн приводит к повышению порядка дифференциальных уравнений поля, что приводит к необходимости сформулировать дополнительное граничное условие, "перепутывающее" продольные и поперечные волны [1].

Однако можно решить задачу в кинетическом приближении [2—4]. При этом не возникает вопроса о дополнительном условии для электромагнитного поля, которое естественным образом вытекает из краевого условия для функции распределения электронов плазмы на границе с вакуумом.

Работа [6] (см. также [7]) посвящена изучению переходного излучения при прохождении заряженной частицы через плазменную пластинку в случае слабой пространственной дисперсии в предположении зеркального отражения электронов от поверхности плазмы. При этом авторами было использовано следующее граничное условие: нормальная компонента поля излучения, идущего внутрь металла, равна на поверхности нулю. Это условие было получено из рассмотрения задачи с одной границей и перенесено затем авторами на случай двух границ.

В настоящей работе приводится решение задачи о переходном излучении в плазменной пластине в общем случае пространственной дисперсии, причем нехватящее для сшивки полей граничное условие наложено на функцию распределения электронов на двух границах пластины (задача решается в кинетическом приближении, считая, что электроны плазмы отражаются зеркально на границе с вакуумом). При этом необходимость в дополнительном граничном условии, наложенном на нормальную компоненту поля излучения, отпадает. В случае слабой пространственной дисперсии выражения для полей излучения отличаются от полученных в [6].

2. Пусть плазмоподобная среда имеет вид пластинки толщиной a , находящейся в вакууме, и заряженная частица проходит из вакуума ($z < 0$) в среду ($0 \leq z \leq a$) с постоянной скоростью v_0 , двигаясь вдоль оси z . Поля в вакууме (в областях пространства $z < 0$ и $z > a$), следуя работе [8], представим в виде поля частицы и поля излучения. Амплитуды полей излучения найдем в дальнейшем из условий сшивки — равенство тангенциальных компонент электрического и магнитного полей в среде и вакууме (см. [4]).

Для определения поля в среде будем исходить из системы уравнений Максвелла, дополненной кинетическим уравнением для функции распределения электронов среды $F(\vec{r}, \vec{p}, t) = f_0(\vec{p}) + f_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$, где f_0 — равновесное распределение; f_1 — неравновесная добавка, удовлетворяющая условию $|f_1| \ll f_0$, $\vec{p}$ — импульс электронов плазмы. Уравнение для функции распределения $F(\vec{r}, \vec{p}, t)$ запишем в виде, предложенном Власовым [9]. Уравнение для неравновесной добавки получим линеаризацией исходного уравнения

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \text{grad}_{\vec{r}} f_1 + e \vec{E} \vec{v} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{st}, \quad (1)$$

где $\vec{E}$ — поле в плазме, входящее в уравнения Максвелла, ε — энергия электронов среды, $\vec{v}$ — скорость электронов, $\left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{st}$ — интеграл столкновений. Для интеграла столкновений используем следующую аппроксимацию $\left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{st} = \nu f_1$, где ν — некая эффективная частота столкновений (напр. [10]). Произведем преобразование Фурье по времени и координатам x, y для f_1 и $\vec{E}$,

$$f_1(\vec{p}, \vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i \vec{x} \cdot \vec{p} - i \omega t} f_{\vec{x}, \omega}(\vec{z}, \vec{p}) d\vec{x} d\omega, \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{\vec{x}, \omega}(\vec{z}) e^{i \vec{x} \cdot \vec{p} - i \omega t} d\vec{x} d\omega. \quad (2)$$

Тогда (1) запишется в виде

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \zeta f = -e (\vec{E}_{\vec{x}, \omega} \vec{v}) f_0. \quad (3)$$

($\zeta = -i(\omega - \vec{v} \cdot \vec{x} + i\nu)$). Граничные условия на z запишем, как обычно [10, 11], для зеркального отражения

$$f(p_z < 0; 0) = f(p_z > 0; 0), \\ f(p_z < 0; a) = f(p_z > 0; a). \quad (4)$$

Решение уравнения (3) определяется следующим образом, соответственно, для

$$\begin{aligned}
 p_z > 0, f_{\vec{x}, \omega}(z) = & -\frac{1}{\operatorname{sh} \frac{\zeta}{v_z} a} \int_0^a \frac{e(E_x v_x + E_y v_y)}{v_z} f'_0 \operatorname{ch} \frac{\zeta}{v_z} (z' - a) e^{-\frac{\zeta}{v_z} z} dz' - \\
 & -\frac{1}{\operatorname{sh} \frac{\zeta}{v_z} a} \int_0^a e E_z f'_0 \operatorname{sh} \frac{\zeta}{v_z} (z' - a) e^{-\frac{\zeta}{v_z} z} dz' - \\
 & - \int_0^z \frac{e(E_x v_x + E_y v_y)}{v_z} f'_0 e^{\frac{\zeta}{v_z}(z' - z)} dz' - \\
 & - \int_0^z e E_z f'_0 e^{\frac{\zeta}{v_z}(z' - z)} dz', \\
 p_z < 0, f_{\vec{x}, \omega}(z) = & -\frac{1}{\operatorname{sh} \frac{\zeta}{v_z} a} \int_0^a \frac{e(E_x v_x + E_y v_y)}{v_z} f'_0 \operatorname{ch} \frac{\zeta}{v_z} (z' - a) e^{\frac{\zeta}{v_z} z} dz' - \\
 & -\frac{1}{\operatorname{sh} \frac{\zeta}{v_z} a} \int_0^a e E_z f'_0 \operatorname{sh} \frac{\zeta}{v_z} (z' - a) e^{\frac{\zeta}{v_z} z} dz' + \\
 & + \int_0^z \frac{e(E_x v_x + E_y v_y)}{v_z} f'_0 e^{-\frac{\zeta}{v_z}(z' - z)} dz' - \\
 & - \int_0^z e E_z f'_0 e^{-\frac{\zeta}{v_z}(z' - z)} dz'.
 \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнения Максвелла в среде ($0 \leq z \leq a$) после Фурье-преобразования по x, y, t имеют вид [4]

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial z} [\vec{n} \vec{H}] - i \vec{H}^z [\vec{n} \vec{x}] + i [\vec{x} \vec{H}^z] &= -\frac{i\omega}{c} \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{\vec{x}, \omega}(z) + \frac{en}{2\pi^2 c} e^{\frac{i\omega}{v_0} z}, \\
 \frac{\partial}{\partial z} [\vec{n} \vec{E}] - i \vec{E}^z [\vec{n} \vec{x}] + i [\vec{x} \vec{E}^z] &= \frac{i\omega}{c} \vec{H}, \\
 \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}^z + i [\vec{x} \vec{H}] &= 0,
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{E}^z + i [\vec{x} \vec{E}] = 4\pi \rho_{\vec{x}, \omega}(z) + \frac{e}{2\pi^2 v_0} e^{\frac{i\omega}{v_0} z}, \quad (6)$$

где $\vec{n}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси z ,

$$\vec{j}_{z, \omega}^{\rightarrow}(z) = e \int_{x, \omega}^{\rightarrow} \vec{f}_{x, \omega}^{\rightarrow}(z, \vec{p}) d\vec{p}, \quad \vec{\rho}_{z, \omega}^{\rightarrow}(z) = e \int_{x, \omega}^{\rightarrow} \vec{f}_{x, \omega}^{\rightarrow}(z, \vec{p}) d\vec{p}. \quad (7)$$

Уравнения (6) для полей в плазме удобно распространить на область $-a \leq z \leq 0$. Для этого необходимо продолжить поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на область отрицательных значений z . В случае зеркального отражения продолжение на область $z < 0$ определяется формулами

$$\begin{aligned} \vec{E}^p(-z) &= \vec{E}^p(z), \quad \vec{H}^p(-z) = -\vec{H}^p(z), \\ \vec{E}^z(-z) &= -\vec{E}^z(z), \quad \vec{H}^z(-z) = \vec{H}^z(z). \end{aligned} \quad (8)$$

На всю остальную ось поля продолжаются периодически с периодом $2a$. Решение системы (6) будем искать в виде ряда Фурье [12–14].

$$\begin{aligned} \vec{E}(z) &= \sum_{p=-\infty}^{\infty} \vec{E}_p e^{i \frac{\pi p}{a} z}, \\ \vec{E}_p &= \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \vec{E}(z) e^{-i \frac{\pi p}{a} z} dz. \end{aligned} \quad (9)$$

Умножим уравнения системы (6) на $e^{-i \frac{\pi p}{a} z}$ и проинтегрируем по z от $-a$ до a . Тогда для Фурье компонент полей, с учетом скачков при $z=0$ и $z=a$, уравнения (6) перепишутся в виде

$$\begin{aligned} i [k \vec{H}]_m &= -\frac{i\omega}{c} \epsilon_{ml} \vec{E}_l - \frac{e n_m}{4\pi^2 c a} \left[\frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a} \right) a} - 1}{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a} \right)} - \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a} \right) a} - 1}{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a} \right)} \right] + \\ &+ \frac{1}{a} [\vec{n} \vec{H}_{z, \omega}^p (+0)]_m - (-1)^p \frac{1}{a} [\vec{n} \vec{H}_{z, \omega}^p (a-0)]_m, \\ i [k \vec{E}] &= \frac{i\omega}{c} \vec{H}, \quad (k \vec{H}) = 0; \quad (m, l = x, y, z). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\vec{k}$ имеет компоненты $\vec{x}$ и $q = \frac{\pi p}{a}$ (q принимает дискретный ряд значений),

$$\epsilon_{ml} \left(\omega, \vec{x}, \frac{\pi p}{a} \right) = \delta_{ml} + \frac{4\pi e^2}{\omega} \int d\vec{p} f_0 \frac{v_m v_l}{\omega - \vec{x} \vec{v} - \frac{\pi p}{a} v_z + i\nu}. \quad (11)$$

В (10) не выписано четвертое уравнение системы (6), ибо оно не дает ничего нового, так как форма записи плотностей тока и заряда автоматически учитывает сохранение заряда. Систему (10) удобно решать,

предварительно разбив поля на продольную (вдоль вектора $\vec{k}$) и поперечную составляющие

$$\vec{E} = \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{E})}{k^2} - \frac{[\vec{k}[\vec{k}\vec{E}]]}{k^2} = \vec{E}^l + \vec{E}^{tr}. \quad (12)$$

Магнитное поле имеет только поперечную составляющую, что следует из третьего уравнения системы (10). Тензор диэлектрической проницаемости ε_{ml} представим в виде

$$\varepsilon_{ml}(\omega, \vec{k}) = \left(\delta_{ml} - \frac{k_m k_l}{k^2} \right) \varepsilon^{tr}(\omega, \vec{k}) + \frac{k_m k_l}{k^2} \varepsilon^l(\omega, \vec{k}), \quad (13)$$

где ε^{tr} и ε^l — поперечная и продольная диэлектрические проницаемости (см. [10]). Тогда решение системы для электрического поля выглядит так:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{tr} = & - \frac{e i \omega [\vec{k} [\vec{k} \vec{n}]] \left\{ \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a} \right) a} - 1}{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a} \right)} - \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a} \right) a} - 1}{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a} \right)} \right\}}{4 \pi^2 c^2 a k^2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} - k^2 \right)} + \\ & + \frac{i \omega [\vec{k} [\vec{k} [\vec{n} \vec{H}_{z, \omega}^p (+0)]]]}{c a k^2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} - k^2 \right)} - (-1)^p \frac{i \omega [\vec{k} [\vec{k} [\vec{n} \vec{H}_{z, \omega}^p (a-0)]]]}{c a k^2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} - k^2 \right)}, \\ \vec{E}^l = & \frac{e i \vec{k} (\vec{k} \vec{n}) \left\{ \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a} \right) a} - 1}{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a} \right)} - \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a} \right) a} - 1}{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a} \right)} \right\}}{4 \pi^2 a k^2 \omega \varepsilon^l} \quad (14) \\ & - \frac{i c \vec{k} (\vec{k} [\vec{n} \vec{H}_{z, \omega}^p (+0)])}{a \omega k^2 \varepsilon^l} + (-1)^p \frac{i c \vec{k} (\vec{k} [\vec{n} \vec{H}_{z, \omega}^p (a-0)])}{a \omega k^2 \varepsilon^l}. \end{aligned}$$

Значения констант $\vec{H}_{z, \omega}^p (+0)$ и $\vec{H}_{z, \omega}^p (a-0)$ мы определим из условий сшивки полей на границах.

В формулах (14) легко перейти к случаю полуограниченной плазмы, устремляя $a \rightarrow \infty$. При этом слагаемые, пропорциональные $\vec{H}_{z, \omega}^p (a-0)$ исчезают, так как на бесконечности поле обращается в нуль, и формулы (14) переходят в соответствующие формулы работы [4]. Как видно из (14), частица возбуждает в плазме поле, которое состоит из поля частицы в среде и из полей продольной и поперечной волн.

3. Определим поля излучения в вакууме (в областях до пластинки и за пластинкой). Для этого поля в вакууме представим в виде трехкратных интегралов Фурье [8] по $\vec{x}$ $dk_z = d\omega \frac{1}{v_0}$ и напомним условие равенства тангенциальных составляющих полей на границах раздела $z=0$ и $z=a$. Это приводит к следующему условию на Фурье-компоненты полей:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{ie}{2\pi^2} \frac{\vec{x}}{\left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2\right)} + \vec{E}'_{n1} = v_0 \vec{E}_{z,\omega}^p (+0), \\
 & -\frac{ie}{2\pi^2 c} \frac{v_0 [\vec{n} \vec{x}]}{\left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2\right)} + \vec{H}'_{n1} = v_0 \vec{H}_{z,\omega}^p (+0), \\
 & v_0 \vec{E}_{z,\omega}^p (a-0) = -\frac{ie \vec{x} e^{i\frac{\omega}{v_0}a}}{2\pi^2 \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2\right)} + \vec{E}'_{n2} e^{i\lambda_1 a}, \\
 & v_0 \vec{H}_{z,\omega}^p (a-0) = -\frac{ie v_0 [\vec{n} \vec{x}]}{2\pi^2 c \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2\right)} e^{i\frac{\omega}{v_0}a} + \vec{H}'_{n2} e^{i\lambda_1 a}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Здесь $\vec{E}'$ и $\vec{H}'$ — Фурье компоненты поля излучения в вакууме; $\lambda_1^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2$, $\text{Re } \lambda_1 > 0$, $\text{Im } \lambda_1 > 0$ для $\omega > 0$. Из уравнений Максвелла для полей излучения в вакууме имеем

$$\begin{aligned}
 \vec{H}'_{n1} &= -\frac{c}{\omega \lambda_1} \{ \lambda_1^2 [\vec{n} \vec{E}'_{n1}] + (\vec{x} \vec{E}'_{n1}) [\vec{n} \vec{x}] \}, \\
 \vec{H}'_{n2} &= \frac{c}{\omega \lambda_1} \{ \lambda_1^2 [\vec{n} \vec{E}'_{n2}] + (\vec{x} \vec{E}'_{n2}) [\vec{n} \vec{x}] \}.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Из условий (15) и уравнений поля видно, что $\vec{H}_{z,\omega}^p (+0)$ и $\vec{H}_{z,\omega}^p (a-0)$ имеют направление $[\vec{n} \vec{x}]$, поэтому можно положить

$$\begin{aligned}
 \vec{E}'_{n1} &= \vec{x} X_1, \quad \vec{H}_{z,\omega}^p (+0) = [\vec{n} \vec{x}] Y_1, \\
 \vec{E}'_{n2} &= \vec{x} X_2, \quad \vec{H}_{z,\omega}^p (a-0) = [\vec{n} \vec{x}] Y_2,
 \end{aligned} \tag{17}$$

где X_1, X_2, Y_1, Y_2 — искомые функции $\vec{x}$ и ω .

Используя (14) можно, выразить $\vec{E}_{x, \omega}^p(+0)$ и $\vec{E}_{x, \omega}^p(a+0)$ через $\vec{H}_{x, \omega}^p(+0)$ и $\vec{H}_{x, \omega}^p(a-0)$.

$$\begin{aligned}\vec{E}_{x, \omega}^p(+0) &= \lim_{z \rightarrow +0} \sum_p e^{i \frac{\pi p}{a} z} (\vec{E}_p^{tr} + \vec{E}_p^l) = \\ &= \frac{ei \vec{x}}{4\pi^2 a v_0} I_1 + \frac{\vec{x} c}{\omega} I_2 Y_1 - \frac{\vec{x} c}{\omega} I_2 Y_2, \\ \vec{E}_{x, \omega}^p(a-0) &= \lim_{z \rightarrow a-0} \sum_p e^{i \frac{\pi p}{a} z} (\vec{E}_p^{tr} + \vec{E}_p^l) = \\ &= \frac{ei \vec{x}}{4\pi^2 a v_0} I_3 + \frac{\vec{x} c}{\omega} I_4 Y_1 - \frac{\vec{x} c}{\omega} I_4 Y_2,\end{aligned}\quad (18)$$

где

$$\begin{aligned}I_{1,3} &= \frac{v_0}{\omega} \lim_{\substack{z \rightarrow +0 \\ z \rightarrow a-0}} \sum_p e^{i \frac{\pi p}{a} z} \left[\frac{x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon^{tr} - \varepsilon^l)}{\left(x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2\right) \left[x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right] \varepsilon^l} \right] \times \\ &\times \left\{ \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a}\right) a - 1}}{i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\pi p}{a}\right)} - \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a}\right) a - 1}}{i \left(\frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi p}{a}\right)} \right\},\end{aligned}\quad (19)$$

$$I_{2,4} = \frac{i}{a} \lim_{\substack{z \rightarrow +0 \\ z \rightarrow a-0}} \sum_p e^{i \frac{\pi p}{a} z} \frac{\left[x^2 \left(x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \left(x^2 \varepsilon^{tr} + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \varepsilon^l \right) \right]}{\left(x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \right) \left[x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} \right] \varepsilon^l}, \quad (20)$$

$$I'_{2,4} = \frac{i}{a} \lim_{\substack{z \rightarrow +0 \\ z \rightarrow a-0}} \sum_p (-1)^p e^{i \frac{\pi p}{a} z} \frac{\left[x^2 \left(x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \left(x^2 \varepsilon^{tr} + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \varepsilon^l \right) \right]}{\left(x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \right) \left[x^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} \right] \varepsilon^l}.\quad (21)$$

В результате решения системы (15) получим следующие выражения для X_1 , X_2 , Y_1 , Y_2 :

$$\begin{aligned}X_1 &= \frac{1}{D} \left\{ \frac{ie}{2\pi^2 \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2 \right)} \left[1 + \frac{I'_4}{\lambda_1} - \frac{v_0}{\omega} I_2 - \frac{v_0}{\omega} I_2 \frac{I'_4}{\lambda_1} + \frac{v_0}{\omega} I'_2 \frac{I_4}{\lambda_1} \right] + \right. \\ &+ \frac{ie}{4\pi^2 a} \left[I_1 + I_1 \frac{I'_4}{\lambda_1} - I_3 \frac{I'_2}{\lambda_1} \right] - \frac{ie I_2}{2\pi^2 \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2 \right)} e^{i \frac{\omega}{v_0} a} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{v_0}{\omega} \right) \left. \right\},\end{aligned}\quad (22)$$

$$\begin{aligned}
X_2 = \frac{1}{D} \left\{ \frac{ie}{2\pi^2 \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2 \right)} \left[1 + \frac{I_2}{\lambda_1} + \frac{v_0}{\omega} I_4 + \frac{v_0}{\omega} I_2 \frac{I_4}{\lambda_1} - \frac{v_0}{\omega} I_2 \frac{I_4}{\lambda_1} \right] + \right. \\
\left. + \frac{ie}{4\pi^2 a} \left[I_3 + I_3 \frac{I_2}{\lambda_1} - I_1 \frac{I_4}{\lambda_1} \right] e^{-i \frac{\omega}{v_0} a} - \right. \\
\left. - \frac{ie I_4 e^{-i \frac{\omega}{v_0} a}}{2\pi^2 \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2 \right)} \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{v_0}{\omega} \right) \right\} e^{-i \left(\lambda_1 - \frac{\omega}{v_0} \right) a}, \quad (23)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_1 = -\frac{1}{D} \left\{ \frac{ie}{2\pi^2 c \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2 \right)} \left[\left(1 + \frac{\omega}{\lambda_1 v_0} \right) \left(1 + \frac{I_4}{\lambda_1} \right) + \right. \right. \\
\left. \left. + \frac{I_2}{\lambda_1} \left(1 - \frac{\omega}{\lambda_1 v_0} \right) \right] e^{i \frac{\omega}{v_0} a} - \frac{ie \omega}{4\pi^2 a c \lambda_1 v_0} \left[\frac{1}{\lambda_1} (I_3 I_2 - I_1 I_4) - I_1 \right] \right\}, \quad (24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_2 = -\frac{1}{D} \left\{ \frac{ie}{2\pi^2 c \left(\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2 \right)} \left[\left(1 - \frac{\omega}{\lambda_1 v_0} \right) \left(1 + \frac{I_2}{\lambda_1} \right) e^{i \frac{\omega}{v_0} a} + \frac{I_4}{\lambda_1} \left(1 + \frac{\omega}{\lambda_1 v_0} \right) \right] - \right. \\
\left. - \frac{ie \omega}{4\pi^2 a c \lambda_1 v_0} \left[\frac{1}{\lambda_1} (I_2 I_3 - I_1 I_4) + I_3 \right] \right\}, \quad (25)
\end{aligned}$$

где

$$D = 1 + \frac{I_2 + I_4}{\lambda_1} + \frac{I_2 I_4 - I_2 I_4}{\lambda_1^2}. \quad (26)$$

В предельном случае отсутствия пространственной дисперсии ($\epsilon^{tr}(\omega, \vec{k}) = \epsilon^l(\omega, \vec{k}) = \epsilon(\omega)$) суммы (19—21) можно вычислить (см., напр. [15]).

В результате получим

$$\begin{aligned}
I_1 = \frac{v_0 4a}{\omega i \epsilon} \frac{1}{\lambda_2^2 - \frac{\omega^2}{v_0^2}} \left\{ -\frac{\lambda_2}{2 \sin \lambda_2 a} e^{i \frac{\omega}{v_0} a} + \frac{\lambda_2 \cos \lambda_2 a}{2 \sin \lambda_2 a} + i \frac{\omega}{2 v_0} \right\}, \\
I_3 = \frac{v_0 4a}{\omega i \epsilon} \frac{1}{\lambda_2^2 - \frac{\omega^2}{v_0^2}} \left\{ -\frac{\lambda_2 \cos \lambda_2 a}{2 \sin \lambda_2 a} e^{i \frac{\omega}{v_0} a} + \frac{\lambda_2}{2 \sin \lambda_2 a} + \frac{i \frac{\omega}{v_0}}{2} e^{i \frac{\omega}{v_0} a} \right\}, \quad (27) \\
I_2 = I_4 = \frac{i \lambda_2 \cos \lambda_2 a}{\epsilon \sin \lambda_2 a}, \quad I_3 = I_2 = \frac{i \lambda_2}{\epsilon \sin \lambda_2 a},
\end{aligned}$$

где $\lambda_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2$, $\text{Re } \lambda_2 > 0$, $\text{Im } \lambda_2 > 0$ при $\omega > 0$.

Подставляя эти выражения в (22) и (23) с учетом (17) получим формулу Гарибяна и Чалияна для полей излучения в вакууме [см. 8].

4. Рассмотрим случай слабой пространственной дисперсии ($\frac{kv}{\omega} \ll 1$). В этом случае поперечную и продольную диэлектрические проницаемости можно представить в виде ($\omega \gg \nu$) [10]:

$$\begin{aligned}\varepsilon^{tr}(\omega, \vec{k}) &= \varepsilon(\omega) - \alpha^{tr} \frac{c^2 k^2}{\omega^2}, \\ \varepsilon^l(\omega, \vec{k}) &= \varepsilon(\omega) - \alpha^l \frac{c^2 k^2}{\omega^2},\end{aligned}\quad (28)$$

где $\kappa^2 = \kappa^2 + \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2$.

Для применимости разложений (28) необходимо выполнение условий

$$|\varepsilon(\omega)| \ll \frac{mc^2}{\chi T_e}, \quad \left(\omega^2 \gg \frac{\chi T_e \omega_0^2}{mc^2}\right) \quad (29)$$

в случае нерелятивистской плазмы

$$|\varepsilon(\omega)| \ll 1 \quad (30)$$

и в релятивистском случае [10, 16]. Здесь χ — постоянная Больцмана; T_e — температура электронов; m — их масса; $\omega_0^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m}$. Вычисляя с помощью этих значений диэлектрической проницаемости суммы (19—21) и подставляя в (22) с учетом (17), получим для поля излучения в вакууме до пластины следующее выражение:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 = \frac{ie \vec{x}}{2\pi^2 F} & \left\{ \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}} + \frac{1}{\lambda_1} \right) \alpha e^{-ia\sqrt{A}} + \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \beta e^{ia\sqrt{A}} + \frac{2\varepsilon}{\sqrt{A}} \gamma e^{i\frac{\omega}{v_0}a} - \right. \\ & - \frac{2\varepsilon v_0}{\omega A} \frac{\sin a\sqrt{A}}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{\alpha^l} \right)} \left[\sqrt{B} \operatorname{ctg} a\sqrt{B} - \frac{\omega}{v_0} \frac{\sqrt{A}}{\varepsilon \lambda_1} \operatorname{ctg} a\sqrt{A} + \right. \\ & \left. \left. + i \left(\frac{\omega}{v_0} + \frac{\sqrt{AB}}{\varepsilon \lambda_1} \operatorname{ctg} a\sqrt{A} \operatorname{ctg} a\sqrt{B} - \frac{\sqrt{AB}}{\varepsilon \lambda_1 \sin a\sqrt{A} \sin a\sqrt{B}} \right) \right] - \right. \\ & - \frac{2i\varepsilon x^2}{A} \sin a\sqrt{A} \left[\frac{\cos a\sqrt{A} \cos a\sqrt{B} - 1}{\sin a\sqrt{A} \sin a\sqrt{B}} \sqrt{\frac{A}{B}} \frac{v_0}{\omega \varepsilon \lambda_1} \times \right. \\ & \left. \times \frac{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{2\varepsilon}{1+\alpha^{tr}} \right)}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{1+\alpha^{tr}} \right)} + \frac{i\mu}{\sqrt{B}} \operatorname{ctg} a\sqrt{B} \right] - \frac{2ix^4 v_0}{\omega \lambda_1 AB} \frac{\sin a\sqrt{A}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{2 v_0 e^{i \frac{\omega}{v_0} a}}{\omega \lambda_1 A \sin a \sqrt{B} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right)} \left[2i \sqrt{AB} \sin \frac{a(\sqrt{B} + \sqrt{A})}{2} \times \right. \\
& \times \sin \frac{a(\sqrt{B} - \sqrt{A})}{2} + \lambda_1 \varepsilon \sqrt{B} \sin a \sqrt{A} - \sqrt{A} \frac{\omega}{v_0} \sin a \sqrt{B} \left. \right] + \\
& + \frac{2 v_0 x^2 e^{i \frac{\omega}{v_0} a}}{\omega A \lambda_1 \sin a \sqrt{B}} \left[2 \sqrt{\frac{A}{B}} \frac{\sin \frac{a(\sqrt{B} + \sqrt{A})}{2} \sin \frac{a(\sqrt{B} - \sqrt{A})}{2}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon} - \right. \\
& - \frac{\frac{\omega}{v_0} \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \sin a \sqrt{A} (1 + \alpha^{tr} - \alpha^l)}{\sqrt{B} \alpha^l (1 + \alpha^{tr}) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{\alpha^l} \right)} - \\
& \left. \left. \frac{\frac{\omega}{v_0} \frac{\varepsilon \lambda_1}{\sqrt{B}} \sin a \sqrt{A} \frac{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{v_0}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon}} \right] \right\}, \quad (31)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
F = & \left\{ \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}} + \frac{1}{\lambda_1} \right)^2 e^{-i a \sqrt{A}} - \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}} - \frac{1}{\lambda_1} \right)^2 e^{i a \sqrt{A}} - \frac{2 i x^2}{A B \lambda_1^2 \sin a \sqrt{B}} \times \right. \\
& \times [2 i \varepsilon \lambda_1 \sqrt{B} \cos a \sqrt{B} \sin a \sqrt{A} - 2 \sqrt{AB} (\cos a \sqrt{A} \cos a \sqrt{B} - 1) + \\
& \left. + x^2 \sin a \sqrt{A} \sin a \sqrt{B}] \right\} \quad (32)
\end{aligned}$$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha \\ \beta \end{array} \right\} = \frac{\pm \frac{\varepsilon}{\sqrt{A}} - \frac{v_0}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} + \frac{\mp \frac{1}{\sqrt{A}} + \frac{v_0}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon}, \quad (33)$$

$$\gamma = \frac{-\frac{1}{\lambda_1} + \frac{v_0}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} - \frac{\frac{1}{\lambda_1 \varepsilon} - \frac{v_0}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon}, \quad (34)$$

$$\mu = \frac{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{v_0}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} + \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon (1 + \alpha^{tr} - \alpha^l)}{\varepsilon \lambda_1 \alpha^l (1 + \alpha^{tr}) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{\alpha^l} \right)} +$$

$$+ itg a \sqrt{B} \frac{v_0 \sqrt{B}}{\frac{\omega \epsilon_1 \epsilon}{\omega^2} \frac{\epsilon}{c^2} - \frac{\alpha^2}{\alpha^2}}, \quad (35)$$

$$A = \frac{\lambda_2^2 - x^2 \alpha^2}{1 + \alpha^2}, \quad B = \frac{\epsilon \omega^2}{c^2 \alpha^2} - x^2, \quad k^2 = x^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}. \quad (36)$$

Поле излучения за пластинкой получается из (31) заменой:

$$v_0 \rightarrow -v_0 \text{ и умножением на } e^{-i \left(\lambda_1 - \frac{\omega}{v_0} \right) a}$$

Приведенная формула (31) для поля излучения отличается от соответствующей формулы работы [6] членами, зависящими от параметра B (в работе [6] параметру B соответствует параметр z^2), однако, вклад в излучение, обусловленный этими членами, мал.

Поэтому вывод, сделанный авторами работы [6], о том, что влияние на излучение пространственной дисперсии не существенно в области слабой дисперсии, подтверждается.

В заключение выражаю благодарность Г. М. Гарибяну за обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 21.VIII.1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Л. Желнов, ЖЭТФ, 40, 170 (1961).
2. В. Ш. Яковенко, ЖЭТФ, 42, 385 (1961).
3. Э. А. Канер, В. М. Яковенко, ЖЭТФ, 42, 1471 (1962).
4. А. Ц. Амацуки, ЖТФ, 34, 1354 (1964).
5. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
6. В. П. Силин, Е. П. Фетисов, ЖЭТФ, 45, 1572 (1963).
7. V. P. Silin, E. P. Fetisov, Phys. Rev. Lett, 7, 374 (1961).
8. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 12, 49 (1959).
9. А. А. Власов, ЖЭТФ, 7, 203 (1936).
10. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М. (1961).
11. R. B. Dingle, Physica, 19, 311, 348, 729, 1187 (1953).
12. А. Н. Кондратенко, В. И. Мирошниченко, ЖТФ, 35, 2154 (1965).
13. А. Н. Кондратенко, В. И. Мирошниченко, ЖТФ, 36, 25 (1966).
14. Ю. А. Романов, Изв. высших учебных заведений, Радиофизика 7, 828 (1964).
15. И. С. Градштейн, И. С. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Гос. издательство физ.-мат. литературы. М. (1962).
16. В. П. Силин, Е. П. Фетисов, ЖЭТФ, 41, 157 (1961).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱՎԱՅՅՈՒՄԱՆ ԽԵՂԻՐ ԼՈՒՇՈՒՄԸ ՊԼԱՋՄԱՅԻ ՇԵՐՏԻ ՀԱՄԱՐ

Ս. Ս. ԷԼՐԱՎՅԱՆ

Լուծված է անցումային ճառագայթման խնդիրը պլազմայի շերտի մեջ, որը դրվում է վակուումում, ենթադրելով, որ պլազմայի էլեկտրոնների անդրադարձումը պլազմա-վակուումի

սահմանից հակելային է: Ստացված են հառաքայթման դաշտերը վակուումում և դաշտի միջավայրում:

Դիտարկված է թույլ տարածական դիսպերսիայի մասնավոր դեպքը:

A SOLUTION OF THE TRANSITION RADIATION PROBLEM FOR A PLASMA PLATE

S. S. ELBAKIAN

The problem of transition radiation in a plasma plate in vacuum is solved, assuming that the reflection of plasma electrons from plasma-vacuum boundary is a mirror one. The radiation fields in vacuum and the field in the medium are obtained. A particular case of weak spatial dispersion is discussed.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВЫХ СВОЙСТВ И НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ КРЕМНИЯ ЛЕГИРОВАННОГО КАДМИЕМ ($Zn\ 10^{-2}\%$).

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Э. Н. АДАМЯН, Р. С. БАРСЕГЯН, С. А. ТАРУМЯН

Экспериментально исследовалось влияние температуры на токи срыва диодов, а также их ВАХ от температуры до срыва. Исследовались также шумовые свойства диодов.

Установлены законы изменения амплитуды и полосы частот колебаний от тока при разных температурах. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с теорией [1, 2].

Известно, что S -диоды, изготовленные из компенсированных полупроводников, обладают рядом особенностей. К числу их относятся наличие шумовых и релаксационных колебаний в прямой ветви статической вольт-амперной характеристики (ВАХ). Изучение этих колебаний несомненно представляет большой практический интерес.

Нами приводятся результаты исследований шумовых свойств и некоторых особенностей температурных ВАХ S -диодов из кремния с примесью кадмия ($Zn\ 10^{-2}\%$), а также сопоставление теоретических данных с экспериментами.

Исследовались два типа диодов: для первого соблюдалось условие $N_A < N_D$ (n -тип), а для второго — $N_A > N_D$ (p -тип). Удельное сопротивление материала после компенсации для обоих типов варьировалось в пределах от 30 до 40 $\text{ком}\cdot\text{см}$. Технология изготовления диодов подробнее изложена в [3].

1. Статическая ВАХ диодов от температуры

Проводилось измерение ВАХ в достаточно широком интервале температур $-70^\circ - +100^\circ\text{C}$ обоих типов диодов.

У диодов с базой p -типа наблюдался минимум в зависимости напряжения срыва (V_{cr}) от температуры [3]. Ход температурной зависимости V_{cr} — обычный для относительно низких температур, т. е. с увеличением температуры V_{cr} падает. С дальнейшим ростом температуры тепловой заброс электронов с валентной зоны на глубокий уровень усиливается, что приводит к изменению кинетики уровня и, соответственно, хода температурной зависимости V_{cr} [2]. Определялись законы изменения ВАХ до срыва во всей области температур по наклонам характеристик, построенных в логарифмическом масштабе. На рис. 1 кривая 1 изображает ход зависимости $n(T)$, где n — показатель степени в законе $J \sim V^n$, рассчитанный для области, лежащей между

точкой срыва и точкой на ВАХ, лежащей на порядок ниже точки срыва по току. Кривая 2 из того же рисунка показывает изменение n для точек, лежащих в области ВАХ от 0 и на порядок выше по току.

На рис. 2 представлены зависимости тока срыва от температуры согласно опытным данным и теории (кривая 2). Значительный интерес представляет уменьшение тока срыва с понижением температуры. Согласно развитой теории [4] это связано с уменьшением тепловых за-

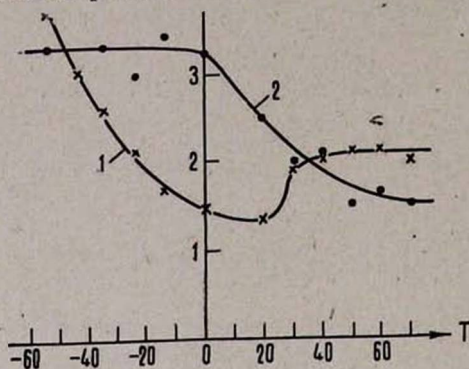


Рис. 1.

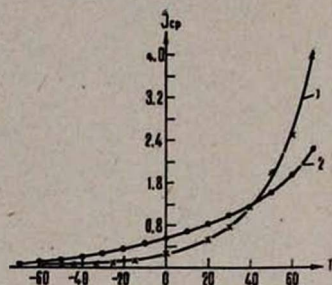


Рис. 2.

бросов с валентной зоны на глубокий уровень, что облегчает появление срыва и снижает порог по току.

Из расчета [4] $J_{cr} \sim e^{-\frac{E_L}{2kT}}$, где E_L — положение уровня, отсчитанное от потолка валентной зоны.

2. Исследование амплитуды и спектра НЧ шумов от температуры

У данных диодов до участка отрицательного сопротивления (ОС) наблюдаются колебания тока как релаксационного, так и шумового характера. На участке ОС шумовые колебания исчезают и начинаются релаксационные. С выходом же диода на участок „вертикали“ исчезают и эти колебания. Переход релаксационных колебаний в шумовые наблюдался на анализаторе спектра С4-8. При комнатной температуре, с ростом уровня инжекции сначала возникают релаксационные колебания одной определенной частоты. Затем появляется вторая гармоника этих колебаний, третья и т. д. При некотором определенном уровне инжекции эти релаксационные колебания превращаются в шумовые. Проводились измерения среднего значения амплитуды и спектра шумов. Величина средней амплитуды шумов измерялась с помощью осциллографа С1-13А. На рис. 3 представлена зависимость амплитуды шумов от тока смещения при разных температурах. Начиная с комнатных температур и выше, амплитуда с ростом тока возрастает. При низких температурах этот рост носит более резкий характер. Зависимость $A(J)$ носит линейный характер для токов, близких к J_{cr} .

Величина средней амплитуды шумов достигает трех вольт. При температурах $+80^\circ - +90^\circ\text{C}$ участок ОС исчезает, но шумы имеют

место на всей ВАХ, начиная с первоначальной точки возникновения колебания. При отрицательных температурах шумовые колебания переходят в релаксационные с большой амплитудой, достигающей 15 вольт. Этот переход для разных диодов наблюдается при разных температурах, но все эти температуры лежат в области от 0 до -20°C .

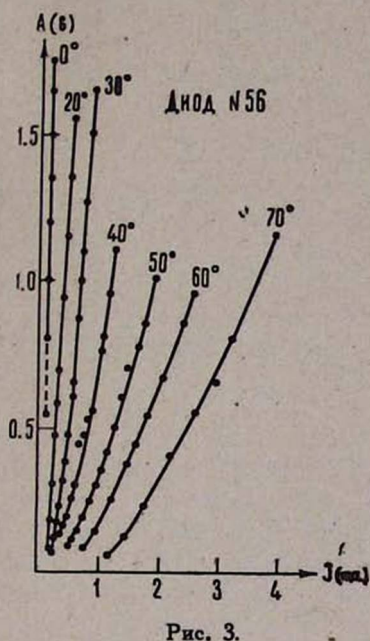


Рис. 3.

Исследовалось также влияние параллельно присоединенной к диоду емкости на амплитуду шумов при разных токах. Как видно из рис. 4а, с увеличением емкости амплитуда шумов падает приблизительно на порядок и кривая $A(C)$ выходит на участок насыщения при $C = (6-8) \cdot 10^3$ пф.

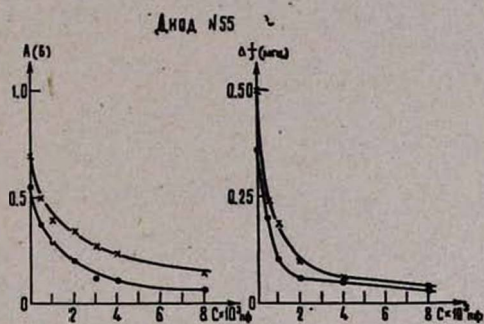


Рис. 4.

Далее исследовался частотный спектр шумов в зависимости от смещения на диоде и температуры (рис. 5а). С ростом тока наблюдается расширение полосы частот, которая достигает какого-то максимального значения, и с последующим увеличением тока — сужается. Это происходит за счет появления и исчезновения высших частот полосы, причем, такое изменение полосы частот сопровождается изменением средней амплитуды шумов на всем частотном диапазоне. При температурах выше 50°C такой пик в зависимости $\Delta f(J)$ исчезает. Сначала с повышением тока смещения происходит резкое расширение полосы частот, которая затем переходит в насыщение, т. е. с дальнейшим увеличением тока ширина полосы частот остается постоянной. С повышением температуры спектр колебаний заметно расширяется. Следует отметить, что максимум в зависимости $\Delta f(J)$ исчезает и при отрицательных температурах, где полоса частот сужается и шумовые колебания переходят в релаксационные (рис. 5б, пунктирная линия), амплитуда нижних частот возрастает.

Подключение параллельной емкости уменьшает ширину полосы частот (рис. 4б).

Следует отметить, что шумы наблюдаются как у диодов с базой p -типа, так и у диодов с базой n -типа, в отличие от [6], где „шумя-

шими" считались только диоды с базой p -типа. Амплитуда шумовых колебаний диодов с базой n -типа небольшая, порядка 15–20 mV .

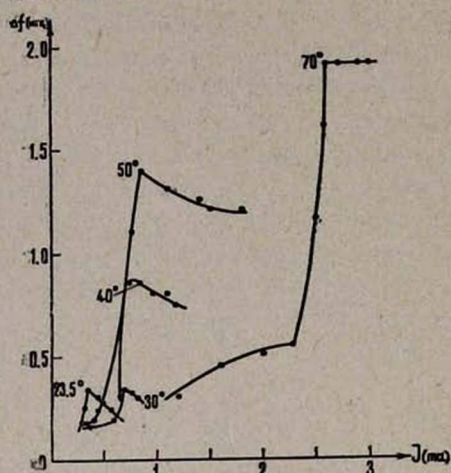


Рис. 5а.

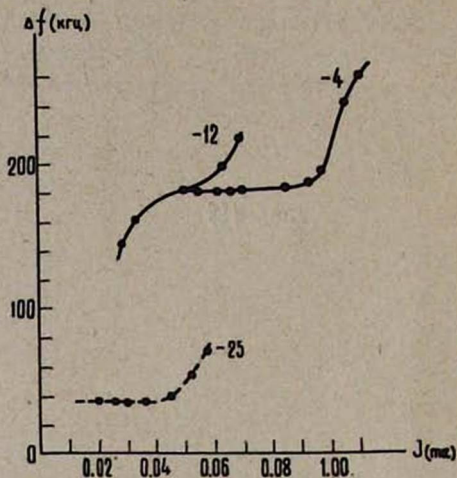


Рис. 5б.

3. Сопоставление теории с экспериментом

Изложенные результаты по шумам находятся в качественном согласии с теорией [1], согласно которой наблюдаемые шумы являются следствием возникновения генерационно-рекомбинационных волн в полупроводнике, содержащем глубокие уровни. Расчеты, проведенные специально для случая, когда глубокий, компенсирующий уровень лежит вблизи потолка валентной зоны, показывают, что шумы при росте тока должны начаться с возникновения отдельных гармонических колебаний, имеющих циклическую частоту

$$\omega_c = \sqrt[4]{\theta \frac{p_1}{n_0}} \sqrt[4]{2 \frac{p_0^0 N - \frac{p_1}{N} n_0^2}{N^2}} \nu_p. \quad (1)$$

Здесь $\theta = \frac{\langle v_n \sigma_n \rangle}{\langle v_p \sigma_p \rangle}$, v_n и v_p — тепловые скорости электронов и дырок, σ_n и σ_p — их сечения захвата на глубокий уровень, p_1 — концентрация дырок в валентной зоне, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем, n_0 — стационарная концентрация электронов.

Далее, $p_0^0 = p_1 \frac{N - N_q}{N}$, где N — концентрация глубоких акцепторных уровней, N_q — концентрация мелких доноров.

$V_p = \frac{1}{\beta_p N}$, где β_p — коэффициент рекомбинации дырок, $\langle \rangle$ знак усреднения по скоростям.

В дальнейшем с ростом тока образуется целый спектр гармонических колебаний с беспорядочно распределенными фазами и ампли-

тудами. Максимальная и минимальная частоты этого спектра даются соотношениями:

$$\omega_{\max} = \sqrt{2 \frac{p_1}{n_0} \frac{p_0^0 N - \frac{p_1}{N} n_0^2}{N^2}} \gamma_p, \quad (2)$$

$$\omega_{\min} = \sqrt{2 \theta \frac{p_0^0 N - \frac{n_1}{N} n_0^2}{N^2}} \gamma_p. \quad (3)$$

Из (1, 2, 3) видно, что частота ω_c лежит между частотами $\omega_{\max}$ и $\omega_{\min}$, так как при выводе этих соотношений было принято, что $p_1 > \theta n_0$. Другими словами, согласно данной теории спектр шумов формируется за счет возникновения как новых низкочастотных, так и высокочастотных колебаний по сравнению с частотой первоначального колебания (1).

Из (2), (3) следует, что

$$\frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}} = \sqrt{\frac{p_1}{\theta n_0}}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что при постоянном токе ($n_0 \sim \text{const}$) с ростом температуры спектр расширяется. Это обстоятельство также отвечает опытным данным. За первоначальным расширением полосы шумов с ростом тока, следует, как видно из (1), ее сужение (с увеличением $n_0 \frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}}$ падает).

Находится в согласии с экспериментом и тот факт, следуемый из (1), (2) и (3), что с ростом тока колебания исчезают. Это происходит при

$$n_0^2 = \sigma_0 N q^2. \quad (5)$$

Расчет в [1] был проведен в приближении однородного распределения носителей, что отличается от опытных условий, однако, хорошо видно, что основные качественные закономерности правильно передаются теорией.

Остановимся еще на влиянии параллельно подключенной к диоду емкости на амплитуду и спектр шумов (рис. 4а, б). Действие емкости может быть понятно, если заметить, что наши диоды представляют из себя индуктивные элементы. Согласно [2], у них также имеется отрицательное динамическое сопротивление. Все это свидетельствует о том, что при параллельном присоединении к диоду емкости у нас образуется колебательный контур, который проявляет свое влияние на шумов в виде подавления их амплитуды.

В заключение авторы выражают благодарность Манукяну А. за оказание помощи при оформлении работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц, ДАН АрмССР, 48, 4 (1969).
2. Г. М. Авакьянц, Изв. АН АрмССР 4, 380 (1969).
3. Г. М. Авакьянц, Э. Н. Адамян, Р. С. Барсегиан, С. А. Тарумян, ДАН АрмССР, 49, 1, 24 (1969).
4. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Изв. АН АрмССР, 4, 5, 318 (1969).
5. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, ДАН АрмССР, 46, 6, 228 (1968).
6. Ю. А. Абрамян, Автореферат канд. диссертации, Ереван (1969) ЕГУ.

**ԿԱԴՄԻՈՒՄՈՎ ($Zn\ 10^{-2}\%$) ՄԻԱԽԱՌՆՎԱԾ ՍԵԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ ԴԻՈԴՆԵՐԻ
ԱՂՄԿԱՅԻՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԵՎ ՎՈՒՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ
ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇ ՅՈՒՐԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ**

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Զ. Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Բ. Ս. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Ս. Ա. ԹԱՌՈՒՄՅԱՆ

Փորձականորեն հետազոտված են դիոդի խզման հոսանքի և լրտամպերային բնութագրի միջև խզումը ընկած մասի փոփոխման օրինաչափության շերմաստիճանային կախումը:

Հետազոտված են նաև դիոդների աղմկային հատկությունները: Որոշված են տառանումների ամպլիտուդայի և հաճախությունների շերտի փոփոխման օրենքները հոսանքից՝ տարբեր շերմաստիճանների դեպքում: Ստացված արդյունքները համապատասխանում են տեսական հաշվումներին [1, 2]:

NOISY PROPERTIES AND SOME PECULIARITIES OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTICS OF DIODES, MADE OF SILICON DOPPED WITH CADMIUM ($Zn\ 10^{-2}\%$)

G. M. AVAKIANTS, Z. N. ADAMIAN, R. S. BARSEGIAN,
S. A. TARUMIAN

Effect of temperature on the breakdown currents of diodes as well as their VA characteristics at temperatures prior to breakdown are experimentally studied. The noisy properties of diodes are also discussed. The laws of changes in the amplitude and the frequency range, depending on current at various temperatures, are found. The results obtained are in good agreement with the theory [1, 2]:

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ НАДМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ ПЛЕНОК ПОЛИЭТИЛЕНА И ПОЛИХЛОРОПРЕНА

В. Г. БАРАНОВ, П. А. БЕЗИРГАНЯН, К. А. ГАСПАРЯН,
Ю. А. РАПЯН

Наблюдение и количественное описание структурных переходов в этой работе проводилось при использовании рентгеновской и оптической дифракции, что позволяло следить за изменениями, происходящими в пленках на двух различных уровнях—оптическом (субмикронные и микронные размеры) и рентгеновском (ангстремы и десятки ангстремов). Такой подход дает возможность наиболее полно охарактеризовать изменения надмолекулярной организации при возникновении или разрушении данной полимерной системы.

В в е д е н и е

Рентгеновская дифракция является классическим методом и была предметом обширных монографий и обзоров [1, 2]. Оптическая дифракция, а точнее малоугловая поляризационная дифракция, гораздо менее известна и распространена и поэтому нуждается в некоторых комментариях. Наблюдение малоуглового рассеяния поляризованного света производится следующим образом. Монохроматический, интенсивный пучок света (в некоторых установках хорошо коллимированный [3], в других расходящийся [4]), проходя через поляризатор и превращаясь в плоскополяризованный, попадает на исследуемый образец, рассеивается и, проходя еще через один поляризатор (анализатор), фиксируется на фотопленке. В качестве источника света во всех случаях удобно использовать импульсный или газовый лазер [5]. Метод является абсолютно безболезненным, так как не изменяет строения образца, позволяет исследовать системы, помещенные в термостаты, кюветы и пр., не требуя сложных препаративных подготовок образца без какого-либо вмешательства в наблюдаемый процесс.

Для интерпретации экспериментально наблюдаемых картин рассеяния (H_v или V_v —дифрактограммы*) проведены теоретические расчеты распределения интенсивности рассеяния поляризованного света для ряда больших оптически анизотропных частиц—дисков [6, 7], шаров [8], эллипсоидов [9], эллипсов [7] и палочек различной формы [10]. Первые четыре типа частиц моделируют сферолиты различной формы и состояния, а последний тип—некоторые разновидности ориентационного надмолекулярного порядка. Оптическая анизотропия сфе-

* Заглавная буква означает направление пропускания поляризатора, прописная—анализатора (H , h —горизонтальное V , v —вертикальное). Так H_v означает, что поляризаторы скрещены, а V_v —параллельны.

ролитов состоит в различии радиального и тангенциального показателей преломления. Анализ соотношений, полученных для рассеяния от сферолитной структуры, показывает, в частности, что при H_0 поляризации картина рассеяния от недеформированной системы должна состоять в случае плотноупакованных сферолитов [11] из четырех рефлексов, каждый из которых расположен под 45° (угол μ) к направлению пропускания поляроидов. Изменения в структуре сферолита приводят к соответствующему изменению H_0 дифрактограммы. Так, увеличение расстояния между лучами сферолита приводит к появлению более или менее интенсивного центрального рефлекса [11], а эллипсоидальность формы — к изменению угла μ на экспериментальной H_0 дифрактограмме [7, 9].

Радиус сферолита можно определить по отклонению рассеянного луча от падающего (угол θ) из экспериментальной H_0 дифрактограммы, используя соотношение [11]

$$R_0 = \frac{c\lambda}{n \sin \theta_m}, \quad (1)$$

где R_0 — радиус недеформированного сферолита, λ — длина волны падающего света, n — показатель преломления среды и θ_m — направление максимального рассеяния, c — константа, зависящая от типа сферолита и равная 1,95; 2,05 и 2,25 для плоского, объемного и неплотноупакованного сферолита соответственно.

При деформации сферолита происходит как изменение его формы так и перераспределение оптической анизотропии внутри его. Последнее обстоятельство при нахождении степени вытянутости сферолита требует в каждом частном случае анализа механизма этого перераспределения. Однако, если этот механизм ясен, можно довольно легко по изменению азимутального угла μ рассчитать вытянутость (или сплюснутость) деформированного сферолита [7, 9, 12].

В настоящей работе проведено сравнительное изучение надмолекулярных переходов при деформации пленок полихлоропрена (ПХ) и полиэтилена высокого давления (ПЭВД). Был выбран хорошо кристаллизующийся, полученный полимеризацией при 15°C , образец ПХ—Наирит (ПХ15), пленки из которого готовились либо при выпаривании растворителя из растворов в бензоле различной концентрации на ртутной подложке, либо плавлением и прессованием таких пленок с последующим охлаждением их до комнатной температуры. Режим охлаждения или концентрация исходного раствора позволяли варьировать как толщину пленок, так и размер сферолитов ПХ15, толщина пленок была порядка 200 мк, а радиусы сферолитов от 1,5 до 2,5 мк. Пленки ПЭВД получались плавлением гранул полимера марки 1010Т с $M=20-25$ тыс. при температуре 190°C и последующим охлаждением. Толщина пленок ПЭВД равна 300 мк, а радиусы сферолитов могли варьироваться режимом охлаждения от 0,5 до 3,0 мк. Затем из пленок вырубались образцы в виде лопаток, с рабочей частью 3×8 или

3×5 мм и на них наносились метки с ценой деления 0,5 мм, по изменению которой определялись степени вытянутости пленки при деформации. Растяжение со скоростью 0,9 мм/мин и регистрация малоугловых оптических картин рассеяния производились на поляризационном реодифрактометре, совмещающем в себе прибор для термомеханических испытаний [13] и дифрактометр [3] и сконструированном и собранном одним из авторов этой статьи [12]. Рентгенограммы снимались в условиях, описанных в работе [18].

Результаты эксперимента

При деформации пленки ПЭВД, содержащей сферолиты H_v , дифрактограмма претерпевает определенные изменения и переходит от типично „сферолитной“ к четырехточечной, очень сходной с малоугловыми рентгенограммами ориентированных полимерных пленок [14]. Весь процесс этого изменения можно разделить на несколько этапов. На первом этапе, т. е. при удлинении пленки порядка 40—50%, рефлексы H_v -дифрактограммы несколько деформируются и разворачиваются в направлении больших азимутальных углов μ , как это показано на рис. 1, где приведены картины рассеяния для недеформированной

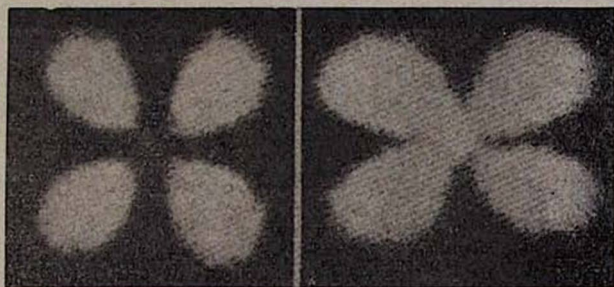


Рис. 1. H_v дифрактограммы растянутой пленки ПЭВД:
а—0% и б—40%.

и деформированной на 40% пленки. При разгрузке образца происходит полное и спонтанное возвращение как исходных размеров пленки, так и ее исходной дифракционной картины.

Второй этап наблюдается при удлинении 60—140% и характеризуется в первую очередь появлением на H_v дифрактограммах новых рефлексов при азимутальных углах меньше 45° . Как видно из рис. 2, по мере увеличения степени удлинения происходит увеличение интенсивности этих новых рефлексов и падение интенсивности старых. При этом как старый, так и новый рефлексы деформируются и перемещаются в сторону больших μ . Разгрузка и даже отжиг уже более не приводят к восстановлению исходных размеров и первоначальной картины рассеяния пленки.

И, наконец, третий этап, начало которого приблизительно совпадает с исчезновением „старых“ рефлексов H_v дифрактограммы, за-

ключается в формировании и развитии дифрактограммы типа двух-слоевых линий. Растяжение пленки от 200% вплоть до ее разрыва за-

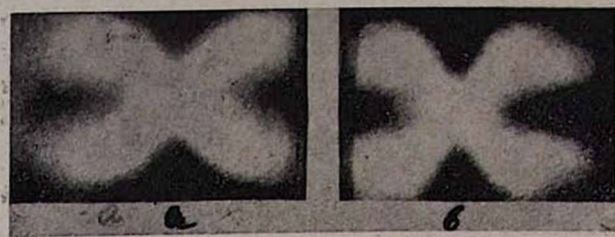


Рис. 2. H_v дифрактограммы пленки ПЭВД, растянутой на 70% (а), и 140% (б).

кономерно изменяет расстояние между этими слоевыми линиями при очень больших удлинениях ($\sim 500\%$) и несколько уменьшает их интенсивность (рис. 3).

При отжиге образцов ПЭВД растянутых предварительно до 200% и выше происходит усадка образца и, как это видно из рис. 4,

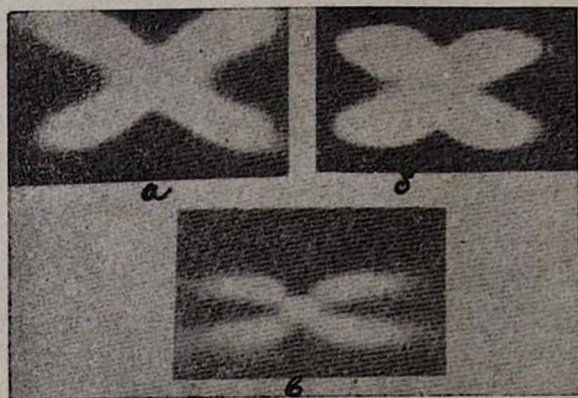


Рис. 3. H_v дифрактограммы пленки ПЭВД, растянутой на 180% (а), 300% (б) и 500% (в).

некоторый разворот рефлексов и переход их в область больших углов рассеяния (углов θ). При этом чем выше температура отжига, тем более ярко выражены эти эффекты. Деформация этих отожженных образцов приводит к обратному эффекту, т. е. рефлексы сближаются и разворачиваются и при абсолютных степенях удлинения порядка 200%, вновь превращаются в слоевые линии, неотличимые от картин рассеяния пленки до отжига (ср. рис. 3 и 5).

Деформация аморфнокристаллических пленок ПХ15 также приводит к изменению H_v дифрактограмм от типично сферолитной до картины рассеяния типа двух слоевых линий. Однако, как это видно из рис. 6, эти изменения происходят более плавно (т. е. весь процесс нельзя разделить на этапы). Наблюдается лишь простое разворачива-

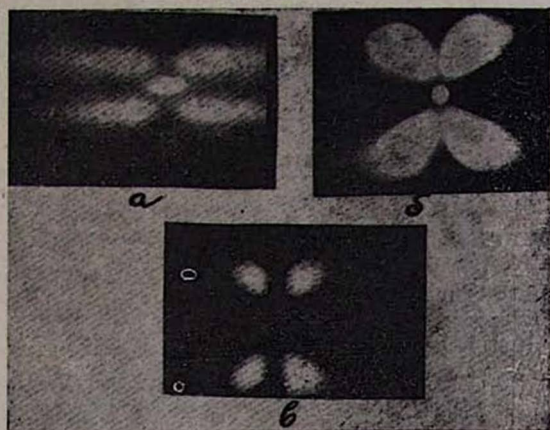


Рис. 4. H_v дифрактограммы пленки ПЭВД, предварительно растянутой на 400% (а) и отожженной при температурах 70°C (б) и 100°C (в).

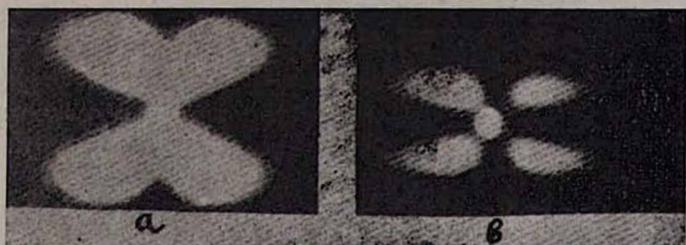


Рис. 5. H_v дифрактограмма пленки ПЭВД, отожженной и сократившейся до 160% при 70°C (а) и вновь растянутой до 400% (б).

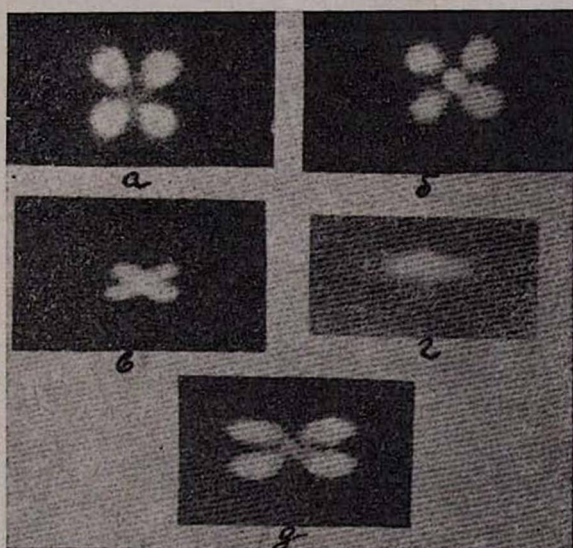


Рис. 6. H_v дифрактограммы пленки ПХ15 при $\epsilon = 0\%$ (а), 20% (б), 300% (в), и 900% (г) и после разгрузки $\epsilon = 100\%$ (д).

ние (без расщепления) и деформация „сферолитных“ рефлексов и образование из них слоевых линий. Деформация пленки ПХ15 до 200—300% происходит полностью обратимо при комнатной температуре с восстановлением при разгрузке и картины рассеяния, и размеров образца. Увеличение степени вытянутости до 300—900% приводит уже к некоторой остаточной деформации и к отличию H_0 дифрактограммы от чисто „сферолитной“ при разгрузке образца. Отжиг пленки при

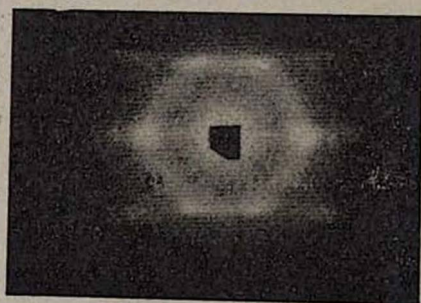
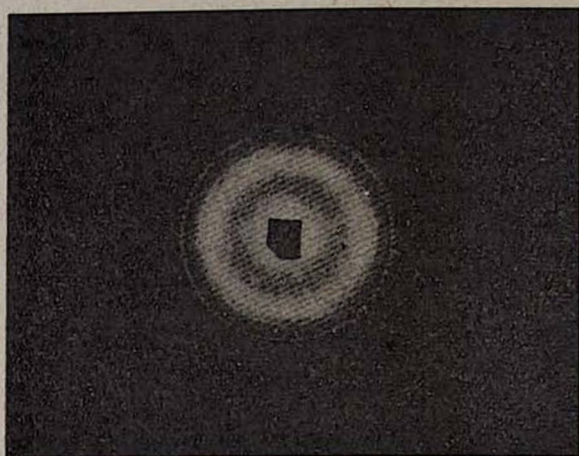
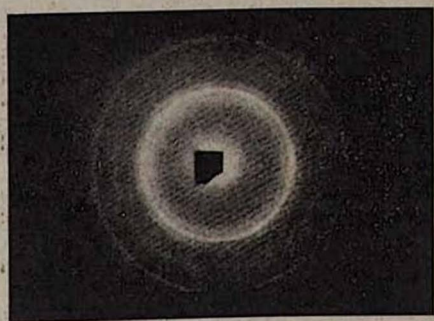


Рис. 7. Рентгенограммы пленки ПХ15 при $\varepsilon=0\%$ (а), 300% (б); и 900 (в).

температуре ниже $T_{пл}$ не восстанавливает ни картины рассеяния, ни размеров пленки. Более детальные сведения об остаточной деформации пленок ПХ и о релаксации ее во времени можно найти в работе [15].

Параллельно наблюдениям оптической дифракции растягиваемых пленок полихлоропрева были сняты их широкоугольные рентгенограммы [6]. Как следует из рис. 7, в недеформированной пленке и при удлинениях до 200% рентгенограммы состоят из кольцевых рефлексов, которые по мере увеличения удлинений превращаются во все более и более четкие текстуррентгенограммы.

Обсуждение результатов

Обратимся вначале к обсуждению надмолекулярных переходов в пленках ПЭВД, в которых переход от сферолитного к ориентационному надмолекулярному порядку происходит более сложно, чем в случае ПХ15.

В области малых степеней растяжения ($<40\%$) удлинение пленки ПЭВД происходит полностью за счет деформации аморфных участков лучей, расположенных в полярных (т. е. в направлении растяжения) областях сферолита. Поперечный размер сферолита при этом либо не изменяется вообще, либо изменяется очень мало. Такое механическое поведение сферолитов ПЭВД при деформации может иметь место, когда существует прочная сшивка между отдельными лучами внутри сферолита и относительная высокоэластичность внутрилучевых „аморфных“ областей, чередующихся с кристаллическими.

Ранее [12] при использовании условия, определяющего направление максимального азимутального рассеяния [7],

$$\sin \mu_{\max} = \left[1 + \frac{\lambda_2^2}{\lambda_3^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

(где λ_2 —степень уменьшения поперечного, а λ_3 —увеличение продольного размеров сферолита) в предположении о постоянстве площади плоского сферолита при деформации (т. е. $\lambda_2 = 1/\lambda_3 = \lambda_s$) было найдено соотношение для быстрого нахождения степени вытянутости сферолита по опытным H_v фотодифрактограммам:

$$\lambda_s = \sqrt{\operatorname{tg} \mu_{\max}}. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае условие неизменности поперечного размера сферолита при деформации означает, что $\lambda_2 = 1$ и $\lambda_3 = \lambda_s$, тогда на основании (2) имеем

$$\lambda_s = \operatorname{tg} \mu_{\max}. \quad (4)$$

В общем случае удобно пользоваться следующим соотношением:

$$\lambda_s = (\operatorname{tg} \mu_{\max})^n, \quad (5)$$

где n является некоторой экспериментальной характеристикой механических свойств сферолита и изменяется от 0,5 (при сохранении по

стоянства площади $\left(\lambda_3 = \frac{1}{\lambda_2} = \lambda_s\right)$ до 1,0 (при постоянстве поперечного размера $(\lambda_2=1)$) при деформации.

В случае малых размеров сферолитов, когда рефлексы дифрактограмм наблюдаются под довольно большими углами θ , точность определения $\mu_{\max}$ из опытных фотодифрактограмм мала, поэтому на рис. 8 вместо точек приведены вертикальные линии, указывающие на большой разброс экспериментальных значений $\lg \mu_{\max}$ для пленок ПЭВД. Сплошными линиями на графике зависимости $\lg (\lg \mu_{\max})$ от $\lg \lambda_s$ (где λ_s — степень удлинения макросистемы) указаны два крайних случая изменения поперечного размера: I — когда λ_3 обратно пропорционально λ_2 и II — когда $\lambda_3=1$. Видно, что экспериментальные точки лежат ближе к прямой II, что говорит об очень малом изменении поперечного размера сферолита ПЭВД при $\lambda_s > 40\%$. Обратимость деформации при комнатной температуре при разгрузке образца также говорит в пользу предположения о том, что начальные удлинения сферолитной пленки ПЭВД происходят в основном за счет высокоэластичных „аморфных“ областей сферолита.

При рекристаллизации ПЭ ось С элементарной ячейки, ранее ориентированная перпендикулярно к лучу, приобретает ориентацию, совпадающую с направлением растяжения. Это означает, что при ре-

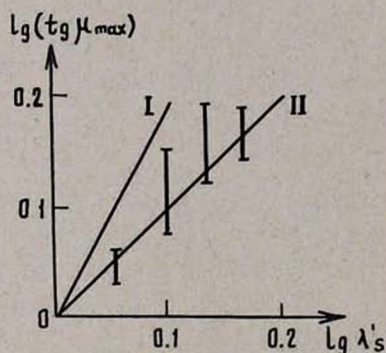


Рис. 8. Зависимость $\lg (\lg \mu_{\max})$ от $\lg \lambda_s$ для ПЭВД в области малых удлинений; I при $n = 0,5$ и II — при $n = 1,0$.

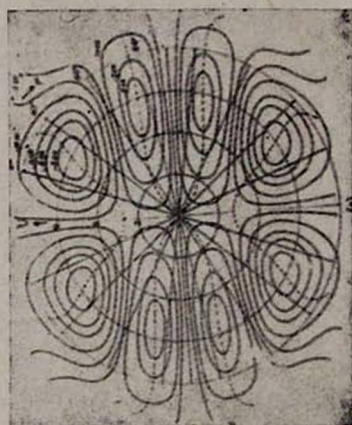


Рис. 9. Теоретическое распределение интенсивности H_0 дифрактограммы от частично рекристаллизованных сферолитов.

кристаллизации знак двулучепреломления лучей изменяется с отрицательного на положительный. Штейном с сотрудниками [17] для такого случая теоретически было предсказано расщепление каждого из рефлексов H_n дифрактограммы на два, азимутальные ориентации которых различны (рис. 9). Сравнение рис. 9 и 2 показывает, что появление „нового“ рефлекса на экспериментальных фотодифрактограммах может быть хорошо объяснено именно наложением процесса рекристал-

лизации на процесс деформации сферолита при растяжении пленки ПЭВД.

Необратимость таких деформаций ($\lambda'_s > 50\%$) также говорит об изменениях неэластического характера, а наличие напряженных, но нерекристаллизованных лучей может обеспечивать полную обратимость при отжиге.

Схематически переход от сферолитной к ориентационной надмолекулярной организации, рассеяние от которой может давать слоистые линии, показан на рис. 10.

Переход I $\rightarrow$ II соответствует обратимой области деформации сферолита; II $\rightarrow$ III — процессу рекристаллизации при дальнейшем растяжении; и III $\rightarrow$ IV — образованию ориентационной надмолекулярной организации.

Окончательная организация типа IV в пленках ПЭВД образуется при удлинениях порядка $(200-300)\%$, начиная с этих удлинений дифрактограмма имеет вид двух слоистых линий, расстояние между которыми уменьшается при дальнейшем растяжении пленки без изменения формы линий вплоть до разрыва образца, т. е. до удлинений порядка 600% и выше. По изменению углового расстояния между слоистыми линиями можно проследить за ходом увеличения периодичности; зависи-

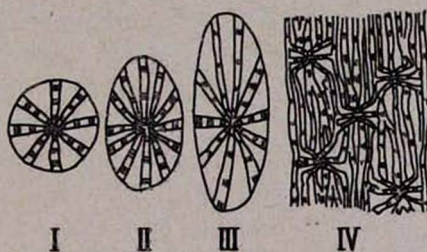


Рис. 10. Схема перехода от сферолитного к ориентационному надмолекулярному порядку.

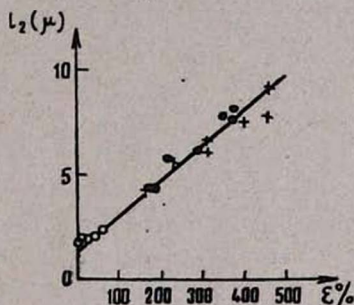


Рис. 11. Зависимость периодичности ориентационного надмолекулярного порядка от степени удлинения пленки ПЭВД.

мости величины этой периодичности, обозначенной как C_2 , от степени вытяжки при растяжении пленки в области $200-500\%$ приведены на рис. 11 (сплошные точки). Незакрашенные точки в области малых удлинений соответствуют размерам деформируемого сферолита в направлении растяжения, рассчитанным по данным рис. 8. Интересно то, что чистая экстраполяция изменения C_2 на нулевое удлинение дает величину очень близкую к радиусу недеформированного сферолита

$$\left(R_0 = 1,2 \text{ мк, а } \frac{C_2}{\varepsilon} = 1,0 \text{ мк} \right).$$

Прямая проверка зависимости C_2 от R_0 была проведена при сравнении дифрактограмм исходной и растянутой на $\varepsilon > 200\%$ пленок

ПЭВД, содержащих сферолиты различного радиуса (0,5; 1,0 и 2,5 мк); во всех случаях получались прямые типа приведенной на рис. 11. Отсюда следует, что величина C_2/R_0 не зависит от R_0 и полностью определяется степенью вытянутости пленки. Теперь мы можем сделать крайне важный вывод (вытекающий из действительно прямого сравнения сферолитной и ориентационной надмолекулярной организации), что морфологические элементы надмолекулярной организации пленок ПЭВД при удлинении порядка 600% генетически связаны с морфологическими элементами надмолекулярной организации не растянутой пленки.

Как уже указывалось выше, при отжиге пленок ПЭВД происходит поворот рефлексов в сторону меньших μ , тем больший, чем выше температура отжига. При этом имеет место макроскопическая усадка образцов, также возрастающая с ростом температуры.

Если отвлечься от формы рефлексов и по-прежнему считать их слоевыми линиями (слоевыми в том смысле, что рассеяние происходит на периодически чередующихся сложных по строению неоднородностях в ориентированной матрице), то C_2 , вычисляемое по расстоянию между ними, точно ложится на прямую, приведенную на рис. 11. Более того, деформация отожженной пленки ПЭВД (рис. 5) уменьшает расстояние между слоевыми линиями, а C_2 , определяемое из дифрактограмм, по-прежнему ложится на прямую рис. 11 (крестики).

Перейдем теперь к анализу поведения аморфнокристаллических пленок ПХ15. То, что при удлинении порядка 300% деформация полностью обратима и рентгенограмма не показывает наличия преимущественной ориентации кристаллитов, убедительно свидетельствует о том, что удлинения пленки ПХ15 в этой области полностью происходит за счет аморфных участков лучей в полярных областях сферолита. При этом нет ни необратимых рекристаллизационных процессов, ни разворота лучей. Повышение степени вытянутости пленки приводит уже и к необратимым рекристаллизациям (остаточная деформация), и к развороту лучей сферолита (появление дуговых рефлексов на рентгенограммах). Однако эти процессы не заходят так далеко, как в случае ПЭВД, и поэтому при разгрузке наблюдается значительная высокоэластическая усадка и повторные деформации происходят уже по высокоэластическому механизму. Сохранение при разрушении рентгеновской дифрактограммы с размытыми дуговыми рефлексами подтверждает предположение о рекристаллизационных процессах в сферолите и говорит о том, что остаточная деформация полностью определяется степенью этой рекристаллизации. Известно [16] также, что при выдерживании пленки ПХ15 в растянутом состоянии текстуррентгенограмма сохраняется и при разгрузке образца, что говорит о том, что в этом случае имеет место остаточность деформации за счет необратимости разворота и рекристаллизации лучей сферолита.

Рассмотрим эти процессы в терминах схемы, приведенной на рис. 10. При деформации пленок ПХ15 имеют место все указанные на

этом рисунке типы переходов, но все они несколько сдвинуты по шкале удлинений. Так, если переход $I \rightarrow II$ для ПЭВД имеет место при удлинениях $0-50\%$, то для ПХ15—при $0-300\%$, переход $II \rightarrow III$ для ПХ15 выражен менее ярко, именно поэтому (из-за того, что изменение знака лучей начинается при высоких степенях удлинения, когда сферолит уже нельзя моделировать эллипсом) на H_v дифрактограммах нет расщепления рефлексов и, вероятно, можно говорить лишь о переходе $II \rightarrow IV$. Надмолекулярный ориентационный порядок ПХ15 по-прежнему имеет чередование оптически анизотропных неоднородностей в направлении растяжения, что приводит к появлению рефлексов типа четырехточечных слоевых линий. При разгрузке образца происходит переход типа $IV \rightarrow II$, но лучи в полярных областях остаются рекристаллизованными и поэтому сферолит имеет эллипсоидальную форму, что и дает дифрактограммы типа, приведенного на рис. 6, в соответствии с рассеянием от несколько вытянутых сферолитов.

Количественный анализ изменений H_v дифрактограмм при растяжении пленок ПХ15 показывает, что в области малых удлинений поперечный размер сферолита остается постоянным и изменение $R_{\text{шах}}$ подчиняется соотношению (4). После появления слоевых линий периодичность, соответствующая их угловому положению, пропорциональна общей степени вытянутости пленки, кроме того эта периодичность всегда пропорциональна радиусу исходного сферолита. Прямая проверка (т. е. сравнение периодичностей, возникающих при растяжении до одинаковых степеней удлинения пленок, содержащих сферолиты различного (от 1,5 до 2,5 $\mu\text{к}$) размера) подтверждает наличие прямой генетической связи между сферолитным и ориентационным надмолекулярным порядком многократно растянутых (до 900%) пленок ПХ15.

В ы в о д ы

1. Проведено поляризационно-дифрактометрическое изучение изменений надмолекулярного порядка сферолитных пленок полиэтилена высокого давления, содержащих сферолиты с R_0 от 0,5 до 3,0 $\mu\text{к}$, при их многократном растяжении при комнатной температуре. Выявлено наличие, по крайней мере, трех этапов изменения H_v дифрактограмм при растяжении пленок ПЭВД, первый из которых соответствует области обратимой деформации, второй—необратимым изменениям при рекристаллизации и третий—образованию и развитию картин рассеяния типа двух слоевых линий.

2. При удлинениях пленки ПЭВД порядка 60—70% наблюдалось предсказанное ранее теоретически Р. Штейном для случая рекристаллизации полярных лучей сферолита на ранних стадиях деформации расщепление „сферолитных“ рефлексов H_v дифрактограммы.

3. Одновременное наблюдение рентгеновской и оптической дифракции от кристаллизующихся сферолитных пленок полихлоропрена при

их растяжении позволило показать, что деформация таких пленок в области 0—300%, происходит за счет полярных областей и лишь в области удлинений 350—800% имеют место разворачивание и рекристаллизация лучей, лежащих вблизи экватора сферолита,

4. Усадка пленки полихлорпрена при разгрузке объясняется частичной обратимостью деформации полярных областей и процесса разворота лучей; остаточная деформация, может быть объяснена сохранением размеров рекристаллизованных полярных лучей сферолита при разгрузке пленки.

5. Количественные изменения периодичности ориентационного надмолекулярного порядка и сравнение их с размерами исходных сферолитов однозначно показывают, что морфологические элементы надмолекулярной организации полиэтилена при удлинениях порядка 600% и полихлорпрена порядка 900% генетически связаны с исходным сферолитным порядком. Более того, в случае полиэтилена высокого давления периодичность в направлении растяжения равна произведению степени вытянутости пленки на радиус исходного сферолита.

Ереванский государственный
университет

Поступила 29.IX.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. К. Ваништейн, Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах. Изд. АН СССР, М., 1963.
2. А. И. Китайгородский, Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. М., 1950.
3. С. Я. Френкель, Т. И. Волков, В. Г. Баранов, Л. Г. Шалтыко, Высокомолекул. соединения, 7, 854 (1965).
4. Т. И. Волков, Высокомолекул. соединения, А9, 2734 (1967).
5. R. S. Stein, D. A. Keedy, M. B. Rhodes, J. Polymer Sci. 62, 73 (1962).
6. В. Г. Баранов, Высокомолекул. соединения, 8, 2117 (1966).
7. R. S. Stein, S. Clough, J. J. van Uartsen, J. Appl. Phys. 36, 3072 (1965).
8. R. S. Stein, M. B. Rhodes, J. Appl. Phys. 31, 1873 (1960).
9. R. Samuels, J. Polymer Sci., 13 C, 37 (1966).
10. В. Г. Баранов, Оптика и спектр. 22, 610 (1966).
11. К. А. Гаспарян, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель, Высокомолекул. соединения А10, 198 (1968).
12. К. А. Гаспарян, А. Голубек, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель, Высокомолекул. соединения, А10, 86 (1968).
13. А. И. Рудаков, Н. В. Семенов, Механика полимеров, 5, 378 (1965).
14. А. Е. Грозов, А. И. Слуцкий, Карбоцепные высокомолекул. соединения. Изд. АН СССР, 1963 г., стр. 247.
15. Ю. А. Рапьян, П. А. Безирианиян. Ученые записки Ер. гос. университета (в печати).
16. Н. М. Кочарян, Ю. А. Рапьян, П. А. Безирианиян, Высокомолекул. соединения А9, 545 (1967).
17. R. S. Stein, P. Erhardt, J. J. van Uartsen, S. Clough, M. B. Rhodes, J. Polymer, Sci., C13, 1 (1966).
18. Ю. А. Рапьян, сб. статей Ер. гос. ун-та, 1965, № 2 стр. 139.

ՊՈԼԻԷԹԻԼԵՆԻ ԵՎ ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԱՐՏԱՄՈԼԵԿՈԼԱՅԻՆ
ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԻԱՌԱՆՅՔԱՅԻՆ
ՁԳՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Գ. ԲԱՐԱՆՈՎ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ

Սինթետիկ պոլիմերների երկու իրարից տարբեր ներկայացուցիչների՝ պոլիքլորոպրենի (նաիրիտ) և պոլիէթիլենի թաղանթներում, արտամոլեկուլային անցումների ռենտգենոգրաֆիական և օպտիկական հետազոտությունների օրինակով, ցուցադրված է ուղիղ զեննտիկական կապ սֆերուլիտային և թաղանթների բաղմամբիվ անգամ կրկնվող ձգման ժամանակ առաջացող կողմնորոշված արտամոլեկուլային կարգի միջև:

Տրված է այդ երկու պոլիմերների բարձր կողմնորոշվածություն ունեցող թաղանթներում պարբերականություն (օպտիկական և դիֆրակտոգրամաներում շերտային գծերի պատճառ հանդիսացող) առաջացումը բացատրող սխեմա:

Նաիրիտի թաղանթներում մնացորդային դեֆորմացիայի ներկայությունը կարելի է կապել վերաբյուրեղացման ոչ դարձելի լինելու և առանձին սֆերուլիտներում ճառագայթների շրջման հետ:

Նաիրիտի բնոնաթափման ժամանակ առաջացող բոլոր դեֆորմացիայի և թաղանթների նըստեցման (усадка) պրոցեսները կարող են լրիվ բացատրվել արտամոլեկուլային անցումներով:

A COMPARATIV INVESTIGATION OF THE SUPERMOLECULAR TRANSITIONS OF POLYETHYLENE AND POLICHLOROPRENE FILMS IN THE UNIAXIAL STRAIN CASE

W. G. BARANOV, P. H. BEZIRGANIAN, K. A. GASPARIAN,
Yu. RAPIAN

Observation and quantitative description of structural transitions, presented in this paper, have been carried out by means of X-ray and optical diffraction, allowing to detect the changes taking place in films at two different levels: the optical (submicron and micron dimensions) and the X-ray (Ångström and tens of Ångströms).

This approach allows a most comprehensive characteristic of changes in supermolecular structure on formation or destruction of a particular polymeric system.

ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛИХЛОРОПРЕНА ПОД ВЛИЯНИЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ ИК СПЕКТРОСКОПИЕЙ

К. А. АСЛАНЯН, Р. В. БАГДАСАРЯН, Е. А. КАФАДАРОВА

Методом ИК спектров поглощения исследовано влияние УФ облучения на структуру полихлоропрена. Уменьшение степени кристалличности полихлоропрена объясняется образованием сшивок. Стабилизатор эффективно экранирует только деградацию. Действие стабилизатора объясняется внутримолекулярной обменной миграцией энергии между сопряженными кольцами.

Ультрафиолетовое облучение весьма эффективно сказывается на структуре полимеров. Облучение, как правило, сопровождается резким изменением их специфических физико-технических свойств. Наше предыдущее сообщение [1] было посвящено выяснению молекулярных механизмов, лежащих в основе действия ультрафиолета на полихлоропрен (ПХ). В данной статье мы попытаемся в рамках представлений, развитых нами ранее [1], объяснить наблюдаемые изменения в степени кристалличности образцов, подвергнутых УФ облучению различной длительности. Это исследование оправдано по ряду причин. Во-первых, свойства полимеров в значительной степени определяются способностью их молекул к образованию кристаллических структур, т. е. в конечном счете, являются функциями степени кристалличности. Во-вторых, успешное разрешение поставленной задачи может служить дополнительным аргументом в пользу развиваемых нами представлений о механизмах действия УФ-лучей на полихлоропрен.

Методика приготовления образцов, их обработка ультрафиолетом подробно описаны в работе [1].

Остановимся, прежде всего, на изменениях, наблюдаемых в ИК спектрах поглощения ПХ в области $1400\text{--}1500\text{ см}^{-1}$. В этой области обнаруживается двойная полоса с максимумами при 1440 см^{-1} и 1450 см^{-1} , соответствующих деформационным колебаниям CH_2 -групп в свернутых гош и транс конформациях мономерных единиц относительно связи $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$. Полоса эта для ПХ не так иллюстративна, как для полибутадиена, но для качественных рассмотрений ее использование вполне оправдано. Эксперименты свидетельствуют (рис. 1), что с увеличением длительности УФ-облучения в первые пять минут происходит заметное перераспределение интенсивностей между полосами 1440 см^{-1} и 1450 см^{-1} . Интенсивность пика, соответствующего частоте 1450 см^{-1} убывает с увеличением длительности облучения до 5 минут, т. е. уменьшается относительная доля мономерных единиц макромолекул ПХ, находящихся в транс-изомерной конформации. В этом же временном интервале наблюдается увеличение доли сверну-

тых поворотных изомеров, о чем свидетельствует увеличение интенсивности полосы 1440 см^{-1} . Такое перераспределение поворотных изомеров должно сказаться на степени кристалличности образцов. В самом деле, рентгеноструктурный анализ ПХ, проведенный Бунном [2], свидетельствует о том, что макромолекулы его, упакованные в регулярные кристаллические структуры, представляют собой вытянутые плоские цепи, т. е. их мономерные единицы находятся в транс конформациях. Поэтому представляло интерес изучение зависимости

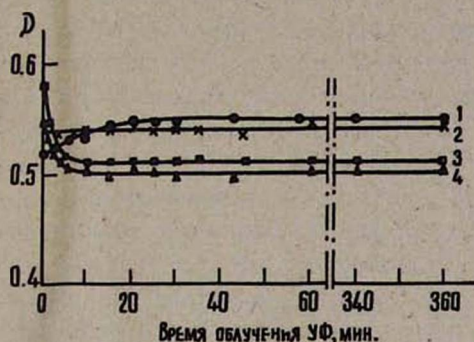


Рис. 1. Изменение оптической плотности полос 1440 и 1450 см^{-1} в зависимости от времени облучения. Кривая 1—65% конв., D_{1440} , 2—95% конв., D_{1440} , 3—65% конв., D_{1450} , 4—95% конв., D_{1450} .



Рис. 2. Изменение оптической плотности полосы 780 см^{-1} со временем облучения УФ. Кривая 1—65% конв., 2—95% конв.

степени кристалличности образцов ПХ от длительности облучения. Степень кристалличности определялась нами спектроскопически по методике, предложенной в работе [3]. Результаты измерений приведены на рис. 2. Действительно, одновременно с уменьшением транс конформаций мономерных единиц в том же временном интервале наблюдается убывание степени кристалличности ПХ. В результате пятиминутного облучения степень кристалличности уменьшается вдвое—16,7% и 8,5% до и после облучения. Дальнейшее облучение практически не сказывается на кристалличности образцов. Чем же определяется механизм декристаллизации? В работе [1] показано, что в первые пять минут облучения происходит преимущественное структурирование образцов, т. е. сшивание макромолекул ковалентными связями с образованием трехмерных структур. При этом, следует подчеркнуть, что введение в образцы стабилизатора П-23, ингибирующего фотоокислительную деструкцию, не сказывалось на поведении оптической полосы 650 см^{-1} , относящейся к валентным колебаниям C—Cl связи и несущей информацию о структурировании. Также не влияет на нее введение более эффективного стабилизатора (2246)—2,2'-метилтен-бис-(4-метил-6-трет-бутилфенол), блокирующего деструкцию образцов с конверсией в 95% и 65% до, соответственно, 20- и 40-минутного облучения. Одновременно, введение стабилизаторов не влияет на изменение степени кристалличности. Поэтому с достаточной уверенностью

можно утверждать, что падение степени кристалличности является результатом сшивкообразования. Действительно, можно думать, что сшивки, образованные в кристаллических областях, должны приводить к возникновению напряжений в регулярно упакованных молекулярных цепях, способствуя, тем самым, реализации энергетически менее выгодных свернутых конформаций мономерных единиц. Этим, по-видимому, и определяется незначительное перераспределение поворотных изомеров. Процесс деструкции молекул, проявляющейся много позже, практически не может сказываться на падении степени кристалличности. Более того, следует полагать, что фотоокислительная деструкция в кристаллических областях резко затруднена, если только вообще возможна. Очевидно, что необходимым условием для образования компактных кристаллических участков является отсутствие пространственных перекрытий любых пар мономерных единиц. Поэтому образование в результате фотоокислительной деструкции карбонильных и карбоксильных групп в кристаллических областях должно сопровождаться существенным увеличением энергии. Конечно, этому требованию (отсутствию перекрытий) должны удовлетворять и рыхлые аморфные участки. Однако в данном случае из-за большого числа способов взаимной упаковки эти ограничения не столь жестки и поэтому не должны (из-за возможных перестроек цепи и выбором наиболее выгодной упаковки) приводить при деструкции к увеличению энергии.

Сравнение кривых, приведенных на рис. 3, позволяет прийти к заключению, что образцы ПХ с степенью конверсии в 95% более чувствительны к облучению, чем образцы с конверсией в 65%. Результаты, суммированные в таблице, свидетельствуют о том, что степень

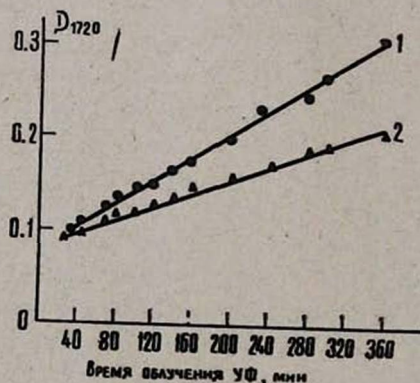


Рис. 3. Кинетические кривые окисления полихлоропрена при УФ облучении. Кривая 1—95% конверсии, 2—65% конверсии.

разветвленности макромолекул ПХ с конверсией в 95% примерно в 1,5 раза больше. Следовательно, кристаллические области в этих образцах должны быть более дефектными [4], в силу чего они более подвержены влиянию внешних факторов, в данном случае УФ облучению.

Таблица

Молекулярные характеристики растворимой фракции полихлоропрена при УФ облучении образцов с конверсиями в 65 и 95% при применении стабилизатора 2246

% конверсии	Растворимость в %		$M \cdot 10^3$		m	
	65	95	65	95	65	95
до облучения	100	100	242	286	6	10
2' УФ облуч.	96,4	94,5	319	340	7	10
4' УФ "	88,5	89,5	288	301	8	12
5' УФ "	87,2	88,9	328	351	8	12
15' УФ "	93,0	91,5	335	365	9	10
25' УФ "	89,5	82,0	298	368	9	9

m — число узлов ветвлений на одну молекулу,

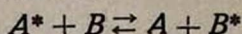
M — средний молекулярный вес.

Следует отметить, что эффективность стабилизатора также существенно зависит от разветвленности макромолекул. Факт этот наблюдался нами для стабилизатора П-23 [1]. Но особенно рельефно он проявляется для стабилизатора 2246. Образование карбонильных групп для ПХ с конверсией в 65% наблюдается только с 40-ой минуты облучения, в то время как в случае конверсии в 95% уже с 20-ой минуты. При этом, в последнем случае, оптическая плотность полосы 1720 см^{-1} (D_{1720}), соответствующей карбонильной группе, растет быстрее (рис. 3). Образование же карбонильных групп является критерием деструкции. Нужно отметить, что при использовании стабилизатора 2246 фотоокисление идет только с образованием карбонильных групп карбоксильные группы не наблюдаются. Следовательно, стабилизатор, по мере роста степени разветвленности макромолекул, становится менее эффективным. Можно думать, что узлы ветвлений макромолекул являются теми „слабыми“ точками, которые особенно подвержены деструктирующему действию УФ-облучения.

Выше уже отмечалось, что рассмотренные стабилизаторы практически не влияют на процесс структурирования. Как известно, структурирование предопределяется разрушением связей $\text{C}-\text{Cl}$ с последующей сшивкой молекул при насыщении свободных валентностей. Связь $\text{C}-\text{Cl}$ менее прочна, чем $\text{C}-\text{C}$ в цепи главных валентностей, разрыв которой и приводит к деструкции молекул. Поэтому можно думать, что за деструкцию ответственны фотоны с большой энергией, т. е. более жесткая компонента УФ лучей. В самом деле, только при предельных длинах волн используемого источника, энергии фотонов становятся сопоставимыми с энергиями $\text{C}-\text{C}$ связей. ($\lambda = 3200 \text{ \AA}$, $h\nu \approx 90 \text{ ккал/моль}$). В то же время, энергия $\text{C}-\text{Cl}$ связей порядка 80 ккал/моль , что соответствует длине волны $3550-3600 \text{ \AA}$ [5]. Следовательно, можно думать, что используемые стабилизаторы прозрачны в области спектра, вызывающей структурирование, и эффективно

поглощают фотоны, способные деструктировать молекулы. Действительно, по-видимому, это поглощение обусловлено $\pi-\pi^*$ электронными переходами в сопряженных циклических соединениях, а они, как правило, определяются коротковолновым ультрафиолетом для подавляющего большинства циклических соединений ($\lambda = 3500 \text{ \AA}$). Поэтому, естественно, рассмотренные нами стабилизаторы эффективно экранируют только фотоокислительную деструкцию. Для того, чтобы избежать структурирования, вероятнее всего следует использовать соединения, способные поглощать более длинноволновое излучение.

Несколько слов о фактах, способных объяснить большую эффективность действия стабилизатора 2246. Структура этого стабилизатора в отличие от П-23 состоит из ковалентно связанных эквиэнергетических сопряженных циклов (А и В), расстояние между которыми не превышает $2,5-3 \text{ \AA}$. Тогда электронные орбиты сопряженных циклов должны заметно перекрываться. Следовательно, в такой системе возможна передача энергии в результате обменного взаимодействия. Действительно, в области перекрывания в силу тождественности электронов может происходить обмен. В результате, возбужденный электрон цикла А может оказаться в цикле В. Символически этот процесс может быть представлен в виде



(В кристаллах такие процессы играют существенную роль). При облучении образцов ПХ один из циклов стабилизатора 2246 захватывает фотон и переходит в возбужденное состояние. При обменной миграции энергии часть ее рассеивается в виде колебательной энергии. Тогда, в результате нескольких актов миграции энергия возбуждения может уменьшиться настолько, чтобы ее уже не хватило для возбуждения соседнего цикла. Процесс миграции в этом случае прекращается. Остаток энергии возбуждения может как излучиться в виде "безвредного" в смысле деструкции кванта света, так и в конце концов рассеяться в виде колебательной энергии. И тогда молекула стабилизатора вновь окажется в рабочем состоянии. Отметим, что такой механизм способен объяснить и большую устойчивость к деструкции самих молекул стабилизатора 2246. Разрушение одного из циклов по сути дела должен сводить механизм действия стабилизатора 2246 к механизму действия П-23. Все это безусловно способно объяснить эффективность стабилизатора 2246.

Весьма показательны в смысле эффективности действия стабилизатора 2246 кривые молекулярно-весового распределения (МВР) для образцов, подвергнутых УФ облучению различной длительности. На рис. 4 и 5 приведены кривые МВР для образцов с конверсией 65 и 95%. В предыдущем сообщении [1] было показано, что при облучении этих образцов в МВР обнаруживаются 2 пика — низкомолекулярный, обусловленный деструкцией молекул, и высокомолекулярный, являющийся результатом совместного действия крупноблочной деструкции и

сшивкообразования. В образцах со стабилизатором 2246, длительность облучения которых достигала 15 минут, наблюдается один пик МВР. Изменения происходящие в нем, являются результатом структурирования. Для образцов со степенью конверсии в 65% наблюдается с

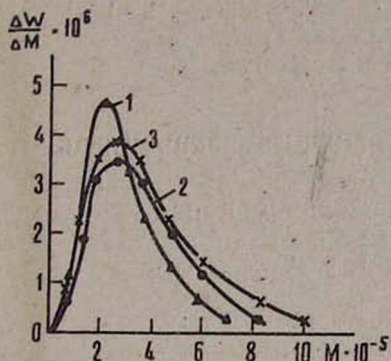


Рис. 4. Изменение молекулярно-весового состава полихлоропрена с конверсией в 65%. Кривая 1—до облучения, 2—5' УФ обл., 3—15' УФ обл.

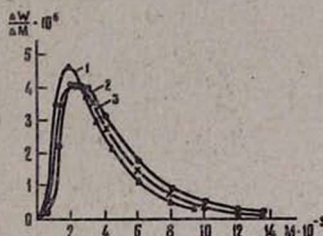


Рис. 5. Изменение молекулярно-весового состава полихлоропрена с конверсией в 95%. Кривая 1—до облучения, 2—5' УФ обл., 3—15' УФ обл.

увеличением длительности облучения некоторое смещение пика в сторону высоких молекулярных весов, что можно объяснить образованием случайных сшивок между молекулами растворимой фракции. Принципиально та же картина наблюдается и для образцов с конверсией в 95%. Правда, здесь наблюдается для МВР ПХ, подвергнутого 15 минутному облучению, тенденция к смещению пика в низкомолекулярную сторону и некоторое понижение высокомолекулярного пика по сравнению с образцом, облучаемым примерно 5 минут. Возможно это является результатом наложения нефиксируемой спектроскопически деструкции на структурирование образцов под воздействием УФ-облучения. Во всяком случае кривые МВР достаточно четко подчеркивают много большую эффективность стабилизатора 2246 по сравнению с П-23 в повышении устойчивости ПХ к деструктирующему действию УФ облучения.

В ы в о д ы

1. Показано, что уменьшение степени кристалличности образцов ПХ определяется структурированием.
2. Установлено, что стабилизаторы П-23 и 2246 эффективно экранируют только деструкцию ПХ.
3. Разобран электронный механизм действия стабилизатора 2246. Его сравнительно высокая эффективность, по-видимому, определяется внутримолекулярной миграцией энергии между сопряженными кольцами.
4. Высокая эффективность стабилизатора 2246 к экранировке деструкции проиллюстрирована кривыми МВР.

Լ Ի Թ Ե Դ Ե Դ Դ Ա

1. Կ. Ա. Ասլանյան, Բ. Վ. Բաղդասարյան, Է. Ա. Կաֆադարովա, Իզվ. АН АрмССР, Физика, 5, 1 (1970).
2. Կ. Վ. Բунин, "Химия больших молекул", 1948, М.
3. Կ. Ա. Ասլանյան, Վ. Ն. Ուկուտին, Իզв. АН АрмССР, Физика, 4, 1, 417 (1969).
4. Կ. Ա. Ասլանյան, Բ. Վ. Բաղդասարյան, Высокотемп. соед. (в печати).
5. Գ. Ե. Գորдон, Стабилизация синтетических полимеров, 1963, М.

ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅՄԱՆ ՈՒՆՏՐԱՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՄԲ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԻԿ-ՍՊԵԿԿՏՐՈՍԿՈՊԻԱՅՈՎ

Կ. Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ռ. Վ. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ, Է. Ա. ԿԱՖԱԴԱՐՈՎԱ

Ուսումնասիրված է 2,2-մեթիլեն-բիս-(4-մեթիլ-6-տրետ-բուտիլֆենոլ) կալունացված պո-
լիքլորոպրենի ծերացումը ուլտրամանուշակագույն ճառագայթներով ճառագայթման ղեկավարում:
Ցույց է տրված, որ ծերացման առաջին շրջանում գերակշռում է ստրուկտուրացումը: Ֆո-
տոօքսիդացման ապաստրուկտուրացումը հանդես է գալիս ղեհիդրոքլորացման պրոցեսը վեր-
ջանալուց հետո: 2,2'-մեթիլեն-բիս-(4-մեթիլ-տրետ-բուտիլֆենոլ) ստարիլզատորը հանդիսանում
է բավականին էֆեկտիվ, պոլիքլորոպրենի ֆոտոծերացման ղեկավարում:

A STUDY ON CHANGES IN CRYSTALLIZATION OF POLYCHLOROPRENE UNDER INFLUENCE OF UV IRRADIATION BY IR SPECTROSCOPY

K. A. ASLANIAN, R. V. BAGDASARIAN, E. A. KAFADAROVA

The influence of UV irradiation has been studied on the structure of polychloroprene by the IR spectrum absorption method. A decrease in degree of the crystallinity of polychloroprene is explained by the formation of crosslinkings. The stabilizer effectively screens only destruction. The effect of the stabilizer is explained by the intermolecular exchangeable migration of energy between conjugated rings.

О МОЛЕКУЛЯРНЫХ МЕХАНИЗМАХ ДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ПОЛИХЛОРОПРЕНА

К. А. АСЛАНЯН, Р. В. БАГДАСАРЯН, Е. А. КАФАДАРОВА

Ультрафиолетовое облучение полихлоропрена в присутствии кислоты сопровождается фотоокислительной деструкцией и структурированием. Оба конкурирующих процесса проходят по закону случая. Стабилизирующее действие 2,4,6-три-трет-бутилфенола объясняется обобщенной П-электронной системой, способной рассеивать поглощенную энергию без ее длительной локализации на отдельной связи.

Структура и физические свойства полимеров чрезвычайно чувствительны к действию высоких температур, ультрафиолетовых и рентгеновских лучей, окислительных сред и т. д. Повышение стабильности полимеров к внешним воздействиям приобрело в настоящее время очень большое значение. Определяется это как развитием новых областей техники, так и более жесткими требованиями, предъявляемыми к полимерам промышленностью.

Молекулярные механизмы процессов, лежащих в основе действия ультрафиолетового облучения на полимеры, практически неизучены. В настоящей работе предпринимается попытка выяснения механизмов действия УФ-лучей на структуру технически весьма ценного полимера полихлоропрена (ПХ) и роли 2,4,6-три-трет-бутил-фенола (П-23) в качестве стабилизатора, т. е. вещества, повышающего устойчивость ПХ к облучению.

М е т о д и к а

Изучаемые образцы ПХ получены эмульсионной полимеризацией при 40°C, с использованием мономера (конверсией) на 65 и 95% (инициатор—персульфат калия, регулятор—третичный додецил меркаптан, эмульгатор—алкилсульфат натрия Е-30). Чистота мономера контролировалась хроматографически. Образцы изготовлялись в виде пленок с толщиной около 50 мк.

Облучение проводилось в специальной установке. Источником света служила лампа ПРК-4 с максимальной энергией излучения в области 3200—5770 Å. Мощность излучения на 1 см² составляла 1,3 вт. Средний молекулярный вес ПХ определялся по характеристической вязкости раствора в бензоле.

$$(\eta) = 1,6 \cdot 10^{-4} \cdot M^{0,70}.$$

Разветвленность макромолекул ПХ (g) и число узлов ветвлений на макромолекулу (m) рассчитывались на основе соотношений, предложенных Зиммом и Киббом [1]. Методом светорассеяния (нефелометри-

ческое титрование) определялось молекулярновесовое распределение (МВР) при различных дозах облучения.

Инфракрасные (ИК) спектры поглощения снимались на спектрофотометре Хильгер Н-800 в области $500-4000\text{ см}^{-1}$. Эта область содержит в себе информацию о степени кристалличности, конформациях мономерных единиц макромолекулы относительно единичных связей $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$, наличия карбонильных, карбоксильных и CCl групп. Степень кристалличности ПХ определяется по методике, предложенной одним из авторов совместно с В. Н. Никитиным [2].

Эксперимент и обсуждение результатов

Методом ИК спектров поглощения исследовались зависимости от времени УФ-облучения интенсивностей полос, соответствующих различным поворотным изомерам, карбонильным, карбоксильным и CCl группам. Для однозначности интерпретации полученных экспериментальных результатов изучалась также зависимость степени разветвленности, растворимости, числа узлов, МВР, средних молекулярных весов макромолекул и их ветвлений от дозы УФ-облучения. Все измерения проводились для образцов с конверсией в 65 и 95% в присутствии и отсутствии стабилизатора. Экспериментальные результаты приведены в таблице и на рисунках.

Таблица

Молекулярные характеристики растворимой фракции ПХ

Длительность облучения	Растворимость, в %		М · 10 ³		m	
	65	95	65	95	65	95
конверсия						
До облучения	100	100	245	296	6	10
2 мин облуч.	94,5	92,0	315	365	9	12
4 мин облуч.	77,3	77,9	250	292	12	18
5 мин облуч.	94,5	84,3	350	392	10	14
15 мин облуч.	97,0	86,7	318	365	10	14
25 мин облуч.	87,5	72,5	319	388	10	14

М — молекулярный вес растворимой фракции ПХ;

m — разветвленность.

Нетрудно убедиться (рис. 1, кривые 1, 2, 3, 6), что в ИК-спектрах поглощения (образцов без стабилизатора), начиная с первой минуты облучения, проявляются полосы 1720 и 1780 см^{-1} . Эти полосы характеризуют колебания карбонильной и карбоксильной групп. Интенсивности полос растут с увеличением длительности ультрафиолетового воздействия. Известно, что образование карбонильных и карбоксильных групп в макромолекулах облегчает разрывы по ближайшим, ослабленным их присутствием, $\text{C}-\text{C}$ связям [3]. Отметим также, что

в рассматриваемом диапазоне длин волн энергии поглощенных фотонов соизмеримы с прочностями С—С связей. Действительно, энергия С—С связи в этане [составляет 84,2 ккал/моль, что соответствует длине волны $\lambda = 3400 \text{ \AA}$ [4]. С другой стороны, рядом авторов убедительно показано, что карбонильные и карбоксильные группы появляются

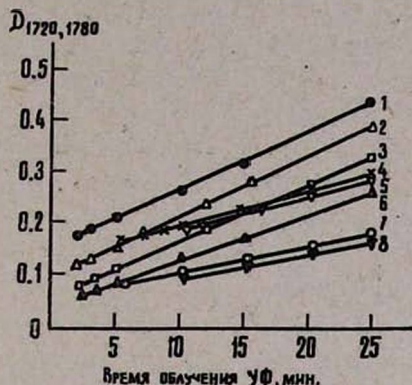


Рис. 1. Зависимость оптической плотности полос поглощения карбонильной и карбоксильной групп от длительности УФ-облучения. Кривая 1—6/с, 95% конверсии, D_{1720} , кривая 2—6/с, 65% конверсии, D_{1720} , кривая 3—6/с, 65% конверсии, D_{1780} , кривая 4—П-23, 95% конверсии, D_{1720} , кривая 5—П-23, 65% конверсии, D_{1720} , кривая 6—6/с, 95% конверсии, D_{1780} , кривая 7—П-23, 95% конверсии, D_{1780} , кривая 8—П-23, 65% конверсии, D_{1780} .

ся в ПХ и при термической обработке, причем процесс окисления сопровождается деструкцией макромолекул (термоокислительная деструкция) [5—8]. Поэтому мы с достаточным основанием можем полагать, что появление в ИК спектрах ПХ, подвергнутого УФ-облучению в кислородной среде, полос 1720 см^{-1} и 1780 см^{-1} , является свидетельством деструкции макромолекул (фотоокислительная деструкция).

Введение стабилизатора П-23 существенно изменяет картину, причем эффективность его действия оказывается зависимой от конверсии. Процесс фотоокисления появляется позже: у образцов с конверсией в 95% с пятой минуты облучения (рис. 1, кривые 4 и 7), а с конверсией в 65% с десятой (рис. 1, кривые 5 и 8). При этом процесс проходит менее интенсивно, чем у образцов без стабилизатора. Следовательно, добавление стабилизатора П-23 повышает устойчивость ПХ к деструктирующему воздействию ультрафиолета. Последнее, по-видимому, определяется тем, что молекулы стабилизатора, имея циклическую сопряженную структуру, обладают способностью рассеивать поглощенную энергию без ее длительной локализации на какой-либо связи, благодаря обобщенной π -электронной структуре. Однако это не означает, что сам стабилизатор не подвержен фотоокислению с последующей деструкцией. Поэтому с увеличением длительности облучения все большее число молекул стабилизатора выключается из игры и облегчается процесс деструкции полимера. Меньшая устойчивость об-

разцов с конверсией в 95% объясняется большими молекулярными весами и дефективностью структуры (увеличивается разветвленность и число узлов, особо подверженных действию УФ-лучей).

Одновременно наблюдается падение оптической плотности полосы 650 см^{-1} , характеризующей валентное колебание связи $\text{C}-\text{Cl}$. Уменьшение наблюдается с самого начала облучения и проходит особенно интенсивно в первые три минуты. Следовательно, воздействие ультрафиолетом сопровождается отщеплением аллильных атомов хлора, приводящим к образованию пространственных трехмерных структур при насыщении свободных валентностей — макромолекулы сшиваются.

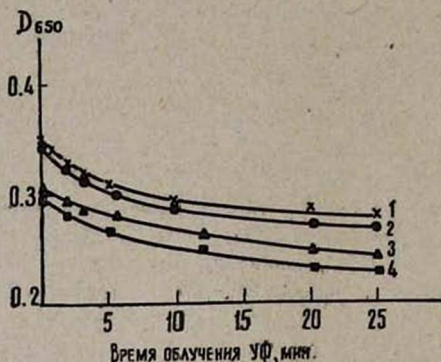


Рис. 2. Изменение оптической плотности полосы 650 см^{-1} в зависимости от времени облучения. 1—П-23, 95% конверсии, 2—б/с, 95% конверсии, 3—П-23, 65% конверсии, 4—б/с, 65% конверсии.

Таким образом, на основании исследования ИК-спектров поглощения мы приходим к заключению, что механизм действия УФ-облучения на ПХ сводится к конкурирующему действию фотоокислительной деструкции и структурирования. Действительно, совокупность экспериментальных результатов, полученных разными методами, суммированных в таблице и на рисунках 3 и 4, полностью согласуется с этим утверждением.

Структурирование ПХ, очевидно, должно сопровождаться уменьшением растворимости, что в самом деле наблюдается в первые пять минут облучения (см. таблицу). Однако нетрудно убедиться, что в зависимости от длительности облучения растворимость проходит через минимум, что свидетельствует о наличии конкурирующего процесса — процесса деструкции. Увеличение растворимости с дальнейшим увеличением длительности УФ воздействия определяется превалированием на данном этапе деструкции молекул. Естественно, что деструкции подвергаются и структурированные области (иначе не было бы увеличения растворимости), при этом возможны отщепления фрагментов, превосходящих в среднем размеры макромолекул. (Следует помнить, что оба процесса — структурирование и деструкция — проходят по закону случая). По мере накопления в системе крупноблочных фрагментов

должен наступить момент, когда снова начинает преобладать структурирование, т. е. растворимость снова должна падать, что в действительности наблюдается после 15 минутного облучения.

О наличии высокомолекулярных фрагментов свидетельствуют результаты по зависимости от времени облучения средних молекулярных весов, разветвленности и МВР растворимой фракции. Принципиальными в этом отношении являются результаты по определению МВР. На рисунках 3 и 4 приведены соответственно распределения для

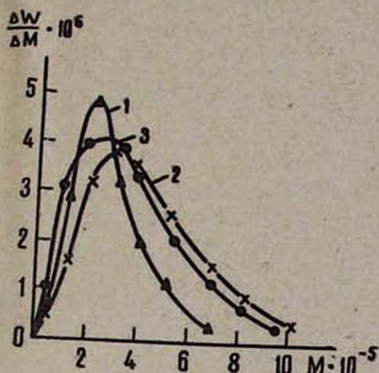


Рис. 3. Изменение молекулярно-вещного состава полихлоропрена с конверсией в 65% при УФ-облучении. 1—до облучения, 2—5 мин облуч., 3—15 мин облуч.

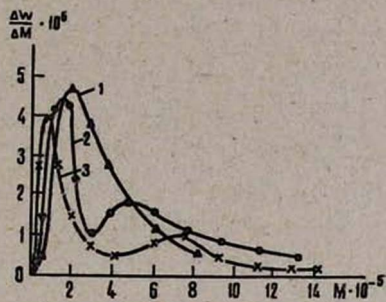


Рис. 4. Изменение молекулярно-вещного состава полихлоропрена с конверсией в 95% при УФ-облучении. 1—до облучения, 2—5 мин облуч., 3—15 мин облуч.

образцов с конверсией в 65—и 95%. Наблюдается на рис. 3 сдвиг максимума распределения с увеличением длительности облучения. Некоторый сдвиг можно объяснить случайными сшивками между отдельными молекулами с образованием высокомолекулярных растворимых агрегатов. Характерно, что в момент преобладания процесса сшивкообразования происходит сдвиг в сторону больших молекулярных весов (пятиминутное облучение). Преобладание же деструкции (15-минутное облучение) как бы восстанавливает местоположение максимума (кривые 2 и 3, рис. 3). Наблюдаемое уширение распределения, сводящееся к увеличению разброса по молекулярным весам — полидисперсности, вполне естественно, поскольку оба процесса носят случайный характер.

Особый интерес представляют МВР для образцов с конверсией в 95% (рис. 4). В распределениях облученных полимеров наблюдается два пика. (Сравни детально МВР до и после облучения). Некоторое распределение характеризуется одним максимумом. Облучение сопровождается как бы расщеплением этого пика: первый максимум реализуется при меньших молекулярных весах, второй — при значительно больших. Первый максимум — явно результат деструкции. Сужение пика возможно свидетельствует о зависимости процесса деструкции от молекулярного веса — молекулы дробятся до определенных размеров. Появление второго сильно размытого пика, по-видимому, результат

крупнофрагментной деструкции структурированных областей, а также образования высокомолекулярных растворимых агрегатов. Сдвиг второго пика в сторону высоких молекулярных весов с увеличением длительности облучения свидетельствует о преобладании первого эффекта. Размытость пика есть еще одно свидетельство того, что структурирование и деструкция идут по закону случая. Меньшие изменения в МВР образцов с конверсией в 65% определяются меньшими молекулярными весами, более высокой регулярностью и меньшей разветвленностью. Как мы видели, все эти факторы должны делать макромолекулы более устойчивыми к действию ультрафиолета.

В ы в о д ы

1. УФ-облучение в присутствии кислорода сопровождается, как фотоокислительной деструкцией макромолекул, так и образованием трехмерных сшитых структур. Деструкция и структурирование являются конкурирующими процессами, происходящими по закону случая.

2. Сложный молекулярный механизм действия УФ-облучения на ПХ возможно объяснить на основании совокупности экспериментальных результатов, исходя из соотношения между этими конкурирующими процессами.

3. Стабилизатор П-23 обладает способностью повышать устойчивость ПХ к УФ-воздействию. Высказано предположение, что эта особенность определяется циклической сопряженной структурой его молекул. Обобщенная π -электронная система способна рассеивать поглощенную энергию без ее длительной локализации на отдельной связи. Малая эффективность стабилизатора П-23 определяется, по-видимому, подверженностью его молекул фотоокислению с последующей деструкцией.

ВНИИПолимер

Поступила 24.VI.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. B. H. Zimm, R. W. Kibb, J. Polymer. Sci, 37, 19 (1959).
2. К. А. Асланян, В. Н. Никитин, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 1, 417 (1969).
3. У. Уотерс, Химия свободных радикалов. Изд. ИЛ, М., 1948.
4. Г. Я. Гордон, Стабилизация синтетических полимеров, ГНТИХЛ, М. (1963).
5. J. Kossler, Swobb, J. Polymer. Sci, 9, 17 (1961).
6. J. Dvorak, B. Matyska, Collection Czechoslov. chem. Commun., 28, 2387 (1963).
7. И. Кесслер, В. Матыска, Я. Полачек, Труды международного макромолекулярного симпозиума, секция 1, М., 1960, стр. 328.
8. А. С. Кузьминский, Р. Я. Песчанская, ДАН СССР, 85, № 6, 1317 (1952).

ՊՈԼՏՐՈՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

Կ. Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ռ. Վ. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ, Ե. Ա. ԿԱՖԱԴԱՐՈՎԱ

Թթվածնի ներկայությամբ պոլիքլորոպրենի ուտրամանուշակագույն ճառագայթումը ուղեկցվում է ֆոտոօքսիդացման ապաստրովտուրացումով և ստրովտուրացումով: Երկու մրցող պրոցեսները տեղի են ունենում պատահականության օրենքով: 2,4,6-երեք-երրորդային-բուտիլֆենոլով ստաբիլիզացումը բացատրվում է π -էլեկտրոնային ընդհանրացրած սխեմայով, որը ընդունակ է ցրել կլանված էներգիան, առանց նրա տեական մեկուսացմանը առանձին կապերում:

ON MOLECULAR MECHANISMS OF EFFECT OF UV IRRADIATION ON THE STRUCTURE OF POLYCHLOROPRENE

K. A. ASLANIAN, R. V. BAGDASARIAN, E. A. KAFADAROVA

UV irradiation of polychloroprene in the presence of oxygen is accompanied by photooxidative destruction and structurization. Both the competitive processes develop by the law of chance. The stabilizing effect of 2,4,6-tri-tert-butylphenolis is explained by a generalized π -electron system capable of dispersing the energy absorbed without its prolonged localization on an individual bond.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ГИРОТРОПНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Ю. М. АЙВАЗЯН, О. С. ЕРИЦЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Определены условия распространения и структура поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы двух сред, одна из которых гиротропна. Показано, что наличие гиротропии приводит к появлению двух типов (E и H) поверхностных волн, в отличие от изотропных сред, где могут существовать либо E , либо H -волны.

В последние годы появился ряд работ, посвященных генерации волн [2—4], распространяющихся в узком слое вдоль поверхности раздела сред с различными знаками диэлектрической проницаемости. В настоящей работе сделана попытка определить условия существования и структуру поверхностных волн в случае, когда одна из сред способна вращать плоскость поляризации волны. Показано, что наличие гиротропии приводит к появлению двух типов (E и H) поверхностных волн (в отличие от изотропных сред, где могут существовать либо E , либо H -волны).

Как известно [1], на границе раздела сред с положительной и отрицательной диэлектрической проницаемостями может распространяться поверхностная волна типа H (магнитное поле параллельно плоскости раздела).

Если z является нормалью к границе раздела, то поверхностная волна имеет вид

$$E_{1,2}(E_x, E_z) \cdot e^{i(kx - \omega t)} \cdot e^{-\alpha_{1,2}|z|}, \quad (1)$$

где

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}, \quad \alpha_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{-\frac{\epsilon_{1,2}^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что при $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} < 0$ необходимо, чтобы выполнялось и

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0. \quad (3)$$

Поверхностная волна типа E , у которой электрическое поле параллельно границе раздела, в случае изотропных диэлектриков распространяться не может [1].

Ниже мы покажем, что диэлектрические среды, способные вращать плоскость поляризации, допускают существование поверхностных E волн при выполнении условий (2—3).

1. Изотропная оптически активная среда.

Если при $z \leq 0$ у нас изотропная диэлектрическая среда с $\epsilon = \epsilon_1$ и $\mu = 1$, а при $z > 0$ изотропная оптически активная среда, и для которой

$$\vec{D}_2 + \varepsilon_2 \vec{E}_2 + \frac{\gamma}{k_2} [\vec{k}_2 \vec{E}_2], \vec{B}_2 = \vec{H}_2, \quad (4)$$

то условием существования поверхностных волн, распространяющихся в направлении x , будет

$$\left(\frac{\varepsilon_2 + \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 + \alpha_2^+ \right) (\alpha_2^+ + \alpha_1) (\varepsilon_2 - \gamma) + \left(\frac{\varepsilon_2 - \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 + \alpha_2^- \right) (\alpha_2^- + \alpha_1) (\varepsilon_2 + \gamma) = 0, \quad (5)$$

$$\alpha_2^\pm = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 \pm \gamma)}, \quad \alpha_1 = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1}.$$

Учитывая то, что $\left| \frac{\gamma}{\varepsilon_2} \right| \ll 1$, и решая (5) в первом приближении $\frac{\gamma}{\varepsilon_2}$, получим, что

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (6)$$

т. е. в условие существования поверхностных волн первая степень по $\frac{\gamma}{\varepsilon_2}$ не входит и условия (2—3) сохраняют силу.

Однако в силу существования оптической активности из уравнений поля и материальных уравнений (4) следует

$$k_2^\pm \vec{E}_2^\pm = \mp i [k_2^\pm \vec{E}_2^\pm], \quad \vec{k}_2^\pm = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 + \gamma}, \quad (7)$$

откуда вытекает

$$E_{2y}^\pm = \mp i \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \left(1 \pm \frac{\gamma}{2\varepsilon_2} \right) E_{2x}^\pm. \quad (8)$$

Из (8) и граничных условий следует, что основной H -волне сопутствует смещенная по фазе на $\frac{\pi}{2}$ E -волна, амплитуда которой порядка

$\frac{\gamma}{\varepsilon_2}$ от основной, т. е.

$$\left| \frac{E_y}{H_y} \right| \sim \left| \frac{\gamma}{\varepsilon_2} \right|. \quad (9)$$

2. В качестве второго примера рассмотрим границу между вакуумом и гиротропным анизотропным диэлектриком, занимающим полупространство $z \gg 0$. Пусть его оптическая ось совпадает с осью z , а ε_{ik} имеет вид

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Обычно реализуется случай, когда $\left| \frac{g}{\varepsilon} \right| \ll 1$. При этом возможны два варианта: а) $|g| \ll |\varepsilon|$ и $|\varepsilon - \varepsilon_3| < g^2$ (это бывает при наложении на изотропный диэлектрик внешнего магнитного поля) и

$$б) |g| \ll |\varepsilon|, \text{ но } |\varepsilon - \varepsilon_3| \gg g^2.$$

В случае а) справедливы все выводы, сделанные для изотропной оптически активной среды, т. е. в первом приближении по g/ε и выполнении условий (2—3), где надо положить $\varepsilon_1 = 1$, а $\varepsilon_2 = \varepsilon$, мы имеем сопутствующую E -волну, у которой $E_y \sim g/\varepsilon \cdot H_y$. Влияние ε_3 в этом случае не сказывается. В случае б) мы не имеем в разложениях по g/ε членов первого порядка и в первом приближении задача сводится к поверхностным волнам в одноосном кристалле. Уравнения поля и граничные условия дают, что в этом случае распространяется только H -волна.

Необходимыми условиями являются

$$\varepsilon < 0, \frac{(\varepsilon - 1)\varepsilon_3}{\varepsilon\varepsilon_3 - 1} > 0. \quad (11)$$

Если одновременно с $\varepsilon < 0$ выполняется и $\varepsilon_3 < 0$, то это приводит к дополнительному условию

$$\varepsilon\varepsilon_3 > 1. \quad (12)$$

Если же $\varepsilon_3 > 0$, то при этом должно еще быть

$$\varepsilon_3 > 1.$$

Волна распространяется со скоростью

$$v_\phi = c \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_3 - 1}{\varepsilon_3(\varepsilon - 1)}}. \quad (13)$$

В заключение отметим, что на границе раздела магнетиков с различными знаками магнитной проницаемости возможно существование поверхностных волн типа E . Наличие гиротропии в этом случае приводит к появлению H -волн, интенсивность которых в областях частот, где параметр гирации g сравним с магнитной проницаемостью μ , сравнима с интенсивностью основной E -волны.

ВНИИФТРИ,

ИФИ АН АрмССР,

Ереванский физический институт

Поступила 28.VIII.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.
2. В. Е. Пафомов, Е. П. Фетисов, ЖТФ, 53, 965 (1967).
3. В. Е. Пафомов, Труды ФИАН, XVI, 1961.
4. В. Е. Пафомов, Автореферат диссертации, ФИАН, 1969.

ՄԱԿԵՐՆԿՈՒՅԹԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐՈՒՄ

Յու. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ. Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Որոշված են երկու միջավայրերի սահմանի երկայնքով տարածվող մակերևութային ալիքների կառուցվածքը և ալիքների տարածման պայմանները, երբ միջավայրերից մեկը գիրոտրոպ է։ Ցույց է տրված, որ գիրոտրոպիայի առկայությունը հանգեցնում է երկու տիպի (E և H) մակերևութային ալիքների երևան գալուն, ի տարբերություն իզոտրոպ միջավայրերի, որտեղ կարող են գոյություն ունենալ կամ E, կամ H ալիքներ։

SURFACE WAVES IN GYROTROPIC DIELECTRICS

Yu. M. AIVAZIAN, O. S. ERITSIAN, O. S. MERGELIAN

The conditions of propagation and the structure of the surface waves, propagating along the boundary between gyrotropic and isotropic media are determined.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ռ. Հ. Թաթևանյան.— Էլեկտրոնային պլազմայով անիզոտրոպ բյուրեղների մակերևութային իմպենդանսը	3
Ձ. Կ. Կասմանյան.— Խառնուրդի ազդեցությունը ուլտրամանուշակագույն կլանման վրա կիսահաղորդիչներում	10
Է. Մ. Ղազարյան.— Լիցքակիրների պլազմային տատանումները հաստատուն համասեռ էլեկտրական դաշտում	20
Ս. Ս. Էլրակյան.— Անցումային ճառագայթման խնդրի լուծումը պլազմայի շերտերի համար	29
Գ. Մ. Ավագյանց, Ձ. Ն. Աղամյան, Ռ. Ս. Բաբսեղյան, Ս. Ա. Թառումյան.— Կադմիումով ($Zn\ 10^{-2}\%$) միախառնված սիլիցիումային դիոդների աղմկային հատկությունների և վոլտամպերային բնութագրի շերտատեղանային կախվածության որոշ յուրահատկությունների հետազոտությունը	41
Վ. Գ. Բաբանով, Պ. Հ. Բեգիրգանյան, Կ. Ա. Գասպարյան, Յու. Ա. Ռափյան.— Պոլիէթիլենի և պոլիբրոմպրենի թաղանթների արտաձևելույթային անցումների համեմատական ուսումնասիրությունը միառանցքային ձգման դեպքում	47
Կ. Ա. Ասլանյան, Ռ. Վ. Բաղդասարյան, Ե. Ա. Կաֆաղաբովա.— Պոլիբրոմպրենի բյուրեղացմանն ուլտրամանիշակագույն ճառագայթմամբ պայմանավորված փոփոխությունների հետազոտությունը ԻԿ-սպեկտրոսկոպիայով	60
Կ. Ա. Ասլանյան, Ռ. Վ. Բաղդասարյան, Ե. Ա. Կաֆաղաբովա.— Ուլտրամանուշակագույն ճառագայթների ազդեցության մոլեկուլյար մեխանիզմը պոլիբրոմպրենի կառուցվածքի վրա	67
Յու. Ա. Այվազյան, Հ. Ս. Ներիցյան, Հ. Ս. Մեդեբյան.— Մակերևութային ալիքները գիրտրոպ դիէլեկտրիկներում	74

СОДЕРЖАНИЕ

Р. Г. Тарханян. Поверхностный импеданс анизотропных кристаллов с электронной плазмой	3
Э. А. Касаманян. О влиянии примеси на ультрофиолетовое поглощение в полупроводниках	10
Э. М. Кларян. Плазменные колебания носителей заряда в постоянном однородном электрическом поле	20
С. С. Элбакян. Решение задачи о переходном излучении в плазменной пластинке	29
Г. М. Авакьянц, Э. Н. Адамян, Р. С. Барсесян, С. А. Тарумян. Исследование шумовых свойств и некоторых особенностей температурных зависимостей вольт-амперных характеристик диодов, изготовленных из кремния, легированного кадмием ($Zn\ 10^{-2}\%$)	41
В. Г. Баранов, П. А. Безириаян, К. А. Гаспарян, Ю. А. Рапян. Сравнительное изучение надмолекулярных переходов при одноосном растяжении пленок полиэтилена и полихлоропрена	47
К. А. Асланян, Р. В. Багдасарян, Е. А. Кафадарсва. Исследования изменений кристаллизации полихлоропрена под влиянием ультрафиолетового облучения ИК спектроскопией	60
К. А. Асланян, Р. В. Багдасарян, Е. А. Кафадарова. О молекулярных механизмах действия ультрафиолетового облучения на структуру полихлоропрена	67
Ю. М. Айвазян, О. С. Ерицян, О. С. Мергелян. Поверхностные волны в гиротропных диэлектриках	74