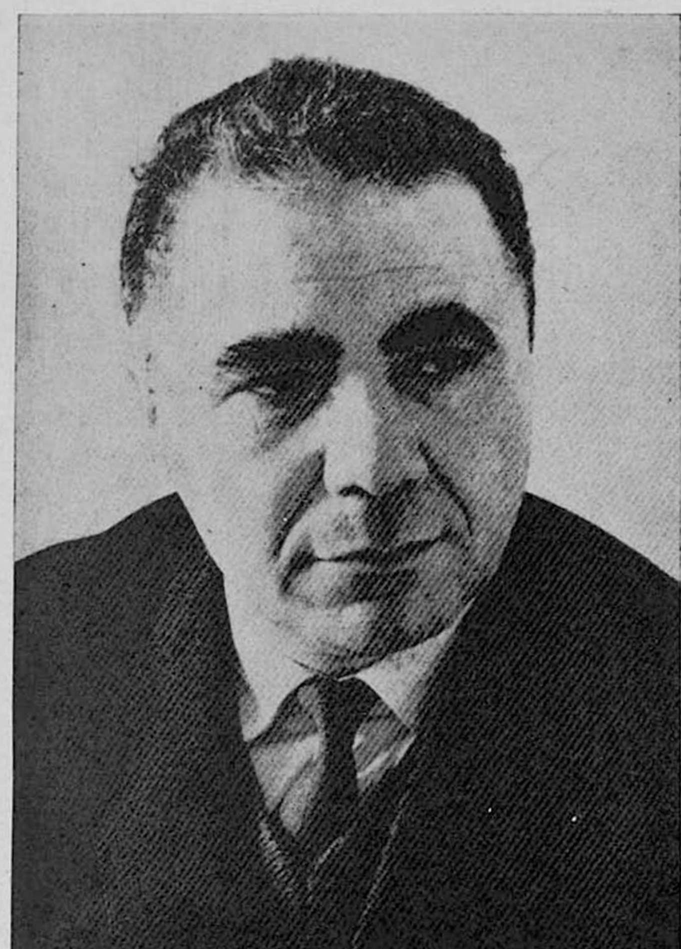
ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1968

К ШЕСТИДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ ПРЕЗИДЕНТА АН АРМ. ССР АКАДЕМИКА

ВИКТОРА АМАЗАСПОВИЧА АМБАРЦУМЯНА



Редакция журнала Известия АН АрмССР, Физика, поздравляет дорогого Виктора Амазасповича Амбарцумяна с днем его юбилея и желает многих лет здоровья, счастья и научных успехов.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 231—236 (1968)

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА $p-n-p-n$-СТРУКТУРЫ ВО ВКЛЮЧЕННОМ СОСТОЯНИИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Е. В. ЛАЗАРЕВ

Рассчитывается вольт-амперная характеристика $p-n-p-n$-структуры во включенном состоянии с учетом дрейфа неосновных носителей в токовом электрическом поле базы n-типа. Показано заметное влияние дрейфа неосновных носителей на вольт-амперную характеристику структуры в случае, когда одна из баз достаточно широка ($d/L > 5$). Результаты численного расчета сравниваются с данными работы [4].

Введение

Статическая характеристика четырехслойных полупроводниковых структур типа $p-n-p-n$ во включенном состоянии рассматривалась многими авторами [1—4]. Все эти работы имеют чисто диффузионный подход и в них пренебрегается дрейф неосновных носителей. В данной работе делается попытка учесть влияние дрейфа неосновных носителей на вольт-амперную характерстику структуры, применяя метод [5, 6].

1. Исходные допущения и граничные условия.

Структура $p-n-p-n$, как правило, имеет широкую базу из высокоомного кремния n-типа. Остальные области значительно тоньше и из-

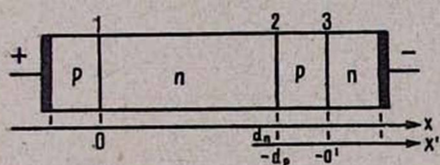


Рис. 1.

готавливаются из низкоомного кремния (рис. 1). Это дает основание для учета падения напряжения только в базе n-типа.

Сделаем следующие предположения:

1. В базах p и n-типа выполняется условие квазинейтральности.
2. Время жизни носителей тока постоянно τ_p, $\tau_n = \text{const}$.
3. Эффективность эмиттерных переходов 1 и 3 равна единице.
4. Уровень инъекции достаточно высок.

Граничные условия выбираем исходя из требований:

1. В точке $x = 0$ полный ток чисто дырочный.
2. В точке $x = d_n$ чисто дырочный ток составляет α—часть полного тока.
3. В точке $x' = 0'$ полный ток чисто электронный.
4. В каждом сечении структуры выполняется условие

$$J = J_p + J_n.$$

Выпишем уравнения, описывающие поведение дырок и электронов в базах n и p-типа.

$$J_p = qu_p dE - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad J_n = qu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx},$$

$$J_n = qu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx}, \quad J_p = qu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx}, \tag{1.1}$$

$$\frac{1}{q}\frac{dJ_p}{dx} = -\frac{p-p_n}{\tau_p}, \qquad \frac{1}{q}\frac{dJ_n}{dx} = \frac{n-n_p}{\tau_n}.$$

$$p + N_g = n. \qquad\qquad n + N_a = p.$$

Здесь p, n — концентрации дырок и электронов,

D_p, D_n — коэффициенты дуффузии дырок и электронов,

u_p, u_n — подвижности дырок и электронов,

N_g, N_a — концентрации доноров и акцепторов,

E — напряженность электрического поля.

Следуя [6], из (1.1) для высокого уровня инъекции получаем

$$\frac{d\varkappa_1}{d\vartheta_1} = \frac{\lambda_1^2}{\varkappa_1}\left[\vartheta_1 + \frac{b}{(b+1)^2}\frac{1}{\varkappa_1^2}\right], \tag{1.2}$$

$$\lambda_1 \frac{d\vartheta_1}{d\xi_1} = -(\varkappa_1 - \varkappa_{1n}),$$

где

$$\varkappa_1 = \frac{p}{N_g}, \quad \vartheta_1 = \left(\frac{J_p}{J} - \frac{1}{b+1}\right), \quad \lambda_1 = \frac{JL_1}{qDN_g}, \; b = \frac{D_n}{D_p},$$

$$L_1 = \sqrt{D\tau_p}, \quad D = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}, \; \xi_1 = \frac{x}{L_1};$$

$$\frac{d\varkappa_2}{d\vartheta_2} = \frac{\lambda_2^2}{\varkappa_2}\left[\vartheta_2 + \frac{b^2}{(b+1)^2}\frac{1}{\varkappa_2^2}\right], \tag{1.3}$$

$$\lambda_2 \frac{d\vartheta_2}{d\xi_2} = (\varkappa_2 - \varkappa_{2p}),$$

где

$$\varkappa_2 = \frac{n}{N_a}, \quad \vartheta_2 = \left(\frac{J_n}{J} - \frac{b}{b+1}\right), \quad \lambda_2 = \frac{JL_2}{qDN_a},$$

$$L_2 = \sqrt{D\tau_n}, \quad \xi_2 = \frac{x}{L_2}.$$

Введем обозначения

$$\omega_1 = \frac{(b+1)^2}{b}\frac{\varkappa_1^2}{\lambda_1}, \quad u_1 = \frac{(b+1)^2}{b}\lambda_1\vartheta_1^2, \tag{1.4}$$

$$\omega_3 = \frac{(b+1)^2}{b^2}\frac{\varkappa_2^2}{\lambda_2}, \quad u_2 = \frac{(b+1)^2}{b^2}\lambda_2\vartheta_2^2.$$

Теперь системы (1.2) и (1.3) можно переписать в виде

$$\frac{d\omega_1}{du_1} = 1 \pm \frac{1}{\sqrt{u_1 \omega_1}},$$

$$2d\xi_1 = du_1 - d\omega_1, \tag{1.5}$$

$$\frac{d\omega^2}{du_2} = 1 \pm \frac{1}{\sqrt{u_2 \omega_2}},$$

$$2d\xi_2 = du_2 - d\omega_2. \tag{16}$$

Интегральные кривые этих уравнений подробно анализируются в [5].

Мы будем иметь дело с интегральными кривыми второго рода.

Граничные условия в новых обозначениях будут

$$\vartheta_1\Big|_{\xi_1=0} = \frac{b}{b+1}, \quad \vartheta_1\Big|_{\xi_1 = \frac{d_n}{L_1} = \delta_1} = -\vartheta_2\Big|_{\xi_2 = -\frac{d_p}{L_2} = -\delta_2}, \tag{1.7}$$

$$\vartheta_1\Big|_{\xi_1 = \delta_1} = \alpha_1 - \frac{1}{b+1}, \quad \vartheta_2\Big|_{\xi_2 = 0'} = \frac{1}{b+1},$$

или

$$u_1(0) = b\lambda_1, \quad \frac{u_1(\delta_1)}{u_2(-\delta_2)} = b\frac{\lambda_1}{\lambda_2},$$

$$u_1(\delta_1) = \frac{\lambda_1}{b}\left[\alpha(b+1) - 1\right]^2, \quad u_2(0') = \frac{\lambda_2}{b^2}. \tag{1.8}$$

2. Определение α

В граничные условия (1.8) входит неизвестная нам величина α, следовательно, для расчета вольт-амперной характеристики необходимо вычислить ее величину.

Используем для этого метод, изложенный в [4]. Соотношения Больцмана можно записать в новых обозначениях в виде равенства

$$\frac{b\varkappa_{1n}}{b+1}\sqrt{\lambda_2\omega_2(-\delta_2)} = \frac{\varkappa_{2p}}{b+1}\sqrt{b\lambda_1\omega_1(\delta_1)}, \tag{2.1}$$

откуда

$$b\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\frac{\varkappa_{1n}^2}{\varkappa_{2p}^2} = \frac{\omega_1(\delta_1)}{\omega_2(-\delta_2)}. \tag{2.2}$$

Ограничиваясь нулевым приближением в решении (1.5) и (1.6) для нахождения $w_1(\delta_1)$ и $w_2(-\delta_2)$, с помощью (2.2) получим

$$\alpha = \frac{\frac{\lambda_2\varkappa_{1n}}{\lambda_1\varkappa_{2p}}\frac{\operatorname{sh}\delta_1}{\operatorname{sh}\delta_2}(1 + \operatorname{ch}\delta_2) + \operatorname{ch}\delta_1 - b}{(b+1)\left[\frac{\lambda_2\varkappa_{1n}}{\lambda_1\varkappa_{2p}}\frac{\operatorname{sh}\delta_1}{\operatorname{sh}\delta_2}\operatorname{ch}\delta_2 + \operatorname{ch}\delta_1\right]}, \tag{2.3}$$

или

$$\alpha = \frac{\left(1 + \operatorname{ch}\frac{d_p}{L_2}\right)p_n \operatorname{sh}\frac{d_n}{L_1}\sqrt{\tau_n} + \left(\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_1} - b\right)n_p \operatorname{sh}\frac{d_p}{L_2}\sqrt{\tau_p}}{(b+1)\left(p_n\sqrt{\tau_n}\operatorname{sh}\frac{d_n}{L_1}\cdot\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_2} + n_p\sqrt{\tau_p}\operatorname{sh}\frac{d_p}{L_2}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_1}\right)}. \tag{2.4}$$

Заметим, что (2.4) дает приближенное значение величины α, точное же значение можно найти, применяя следующие приближения в нахождении $w_1(\delta_1)$ и $w_2(-\delta_2)$ (первое, второе и т. д.) из (1.5), (1.6). Однако при расчете напряжения, падающего в базе структуры, при высоких уровнях инъекции можно ограничиться нулевым приближением.

3. Вольт-амперная характеристика

В общем случае вольт-амперная характеристика определяется по формуле:

$$V = V_T + V_{pn}, \tag{3.1}$$

где

V_T — падение напряжения в толще прибора,

V_{pn} — падение напряжения на $p-n$-переходах.

Падение напряжения в толще определяется по формуле [6]

$$V_T = \frac{kT}{q}\frac{\sqrt{b\lambda}}{b+1}\left\{\int_0^{u(0)} \frac{du}{\omega\sqrt{u}} + \int_0^{u(\delta)} \frac{du}{\omega\sqrt{u}}\right\} + \frac{1}{2}\frac{b-1}{b+1}\frac{kT}{q}\left\{\int_0^{u(0)} \frac{du}{\omega} + \int_0^{u(\delta)} \frac{du}{\omega}\right\} - \frac{1}{2}\frac{kT}{q}\left\{\int_0^{u(0)} \frac{du}{\omega\sqrt{u\omega}} + \int_0^{u(\delta_1)} \frac{du}{\omega\sqrt{u\omega}}\right\}, \tag{3.2}$$

все величины относятся к базе n-типа и индекс 1 для простоты всюду опущен.

Напряжение, падающее на $p-n$-переходах, равно падению напряжения на одном $p-n$-переходе [4], иначе говоря,

$$V_{pn} = \frac{kT}{q}\ln\frac{p(0)}{p_n} = \frac{kT}{q}\ln\frac{N_g}{p_n}\frac{\lambda_1}{(b+1)\operatorname{sh}\delta_1}[b\operatorname{ch}\delta_1 + \alpha(b+1) - 1]. \tag{3.3}$$

Вычисления (3.2) с помощью (1.5) и граничных условий (1.8) дают

$$V_T = \frac{kT}{q}\left\{\frac{2b\operatorname{sh}\delta_1}{\Delta(b+1)}\left(\operatorname{arctg}\frac{b\operatorname{sh}\delta_1}{\Delta} + \operatorname{arctg}\frac{[\alpha(b+1)-1]\operatorname{sh}\delta_1}{\Delta}\right) + \frac{b-1}{b+1}\ln\left|\frac{\gamma\beta}{\Delta^2}\right| - \frac{1}{\lambda}\frac{b\operatorname{sh}^3\delta_1}{\gamma\cdot\beta}\right\}, \tag{3.4}$$

где

$$\Delta = \sqrt{b^2 + 2b[\alpha(b+1)-1]\operatorname{ch}\delta_1 + [\alpha(b+1)-1]^2},$$

$$\beta = b\operatorname{ch}\delta_1 + \alpha(b+1) - 1,$$

$$\gamma = b + [\alpha(b+1)-1]\operatorname{ch}\delta_1.$$

Выражение (3.4) представляет собой падение напряжения в толще базы n-типа. Учет дрейфа неосновных носителей приводит к зависимости напряжения в толще от тока. Это отличает полученные нами результаты от выводов [4]. Как видно из (3.4), с ростом тока падение напряжения в толще, вообще говоря, увеличивается. Вместе с тем зависимость этого напряжения от тока постепенно ослабевает и напряжение в базовой области полностью будет определяться отношением ширины базы к диффузионной длине неосновных носителей независимо от величины протекающего тока, что совпадает с выводами [4,7].

С увеличением отношения d/L учет дрейфа вносит существенную поправку, как к ходу падения напряжения, так и к самой величине

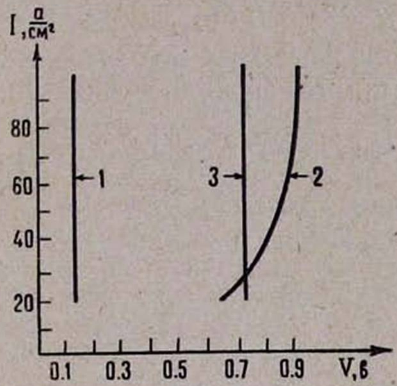


Рис. 2.

напряжения, падающего в толще базовой области прибора *p—n—p—n*-типа.

На графике (рис. 2) представлены зависимости напряжения в толще от тока через прибор. Видно, что при малых $d/L \leqslant 4$ учет дрейфа несущественен (кривая 1), тогда как при $d/L \leqslant 6$ вносит весомую поправку (кривая 3—без учета дрейфа по [4] и кривая 2— с учетом дрейфа). При построении графиков использовались типичные значения параметров [4].

Таким образом, расчеты показывают, что учет дрейфа неосновных носителей вносит значительную поправку в определение величины напряжения, падающего в толще, если $\delta_1 \geqslant 5$. Если же $\delta_1 < 5$, то чисто диффузионное приближение достаточно точно описывает вольт-амперную характеристику.

Вычисления для $\delta_1 = 3$ совпадают с [4].

Выводы

1. Получено выражение для падения напряжения в базе структуры с учетом дрейфа неосновных носителей в токовом электрическом поле при высоких уровнях инъекции.

2. Вычисляется падение напряжения для случаев $\delta_1 = 3$ и $\delta_1 = 6$.

3. Отмечается заметное влияние дрейфа неосновных носителей в токовом электрическом поле на вольт-амперную характеристику *p—n—p—n*-структуры во включенном состоянии при $\delta_1 \geqslant 5$.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 17.VII.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. L. Moll, M. Tanenbaum, I. M. Goldey, N. Holonyak*, Proc. IRE, 44, 1174 (1956).
2. *W. Shockley*, J. of Electronic Industries, 16, 58 (1957).
3. *A. K. Jonsher*, J. of Electronics and Coutrol, 7, 573 (1957).
4. *В. А. Кузьмин*, Радиотехника и электроника, 8, 171 (1963).
5. *З. С. Грибников*, Радиотехника и электроника, 9, 163 (1964).
6. *З. С. Грибников*, ФТТ, 7 (1965).
7. *В. И. Стафеев*, ЖТФ, 28, 1631, (1958).

ՄԻԱՑՎԱԾ ՎԻՃԱԿՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ *p–n–p–n* ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՅԻ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ե. Վ. ԼԱԶԱՐԵՎ

Հաշված է միացված վիճակում գտնվող p-n-p-n ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագիրը հաշվի առնելով ոչհիմնական կրողների դրեյֆը n-տիպի բազայի էլեկտրական դաշտում։ Ցույց է տրված ոչհիմնական կրողների դրեյֆի հաշվի առնելու զգալի ազդեցությունը ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա այն դեպքում, երբ բազաներից մեկը բավականին լայն է (α/L>5)։ Թվային հաշվման արդյունքները համեմատվում են [4] աշխատանքի տվյալների հետ։

VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTIC OF THE *p—n—d—n*-STRUCTURE IN SWITCHED ON STATE

G. M. ABAKIANTS and E. V. LAZAREV

The voltage-current characteristic of *p—n—p—n* structure for the high density current is obtained taking into account the influence of diffusion as well as the drift of the minority carriers in the electric field of the base. The cases $d/L=3$ and $d/L=6$ are calculated numerically. A noticeable influence of the drift of the minority carriers on the voltage-current characteristic is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 237—243 (1968)

ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО НАД ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ОСНОВАНИЕМ

К. А. БАРСУКОВ, С. Х. БЕКОВА

Исследуются свойства излучения, возникающего при движении линейного источника (заряженной или токовой нити) над дифракционной решеткой. Предполагается, что решетка образована системой проводящих лент, лежащих на плоской границе диэлектрика. В приближении геометрической оптики находится поле и энергия дифракционного излучения в диэлектрике. Показывается, что при сверхсветовом движении излучателя по отношению к диэлектрику возможно возникновение излучения Вавилова-Черенкова в диэлектрике и аномального эффекта Допплера.

В последнее время появилось довольно большое число работ, посвященных исследованию свойств излучения от различных источников, движущихся над системой проводящих полос [1 — 11]. Здесь можно отметить следующие направления. Прежде всего работы [6,7], в которых авторы предлагают точное решение подобных задач, как правило, сводящихся к машинному расчету различных частных случаев. Эти работы привлекательны в том отношении, что позволяют получить решение задачи при любых соотношениях между излучаемой длиной волны, скоростью источника и параметрами решетки. Однако отсутствие аналитического решения не позволяет выявить ряд общих свойств излучения. Поэтому представляет большой интерес построение соответствующей теории в двух предельных случаях. Именно в случаях, когда период решетки значительно меньше или значительно больше длины волны излучения. Первый случай рассмотрен в работах [8, 9], где исследовались особенности излучения заряда, движущегося над решеткой в вакууме [8], и над решеткой, находящейся на плоской границе диэлектрика [9]. Случай малых длин волн в приближении скалярной теории дифракции исследован в [10], где изучалось излучение заряда, движущегося в вакууме над дифракционной решеткой.

Ниже мы рассмотрим аналогичную задачу для излучения линейного источника (заряженной или токовой нити), движущегося над дифракционной решеткой, которая покоится на плоской границе диэлектрика. Наличие диэлектрика в этом случае вызывает появление новых свойств излучения, характерных для излучения движущихся в веществе источников. При решении будет использован электродинамический принцип Гюйгенса — Котлера [12].

Дифракционная решетка расположена на границе плоского диэлектрика $z = 0$ с постоянной ε (рис. 1). Ширину металлической ленты обозначим через b, ширину щели — $2a$, период решетки — $d = b + 2a$. На расстоянии h над решеткой параллельно оси y движется линейный источник в виде бесконечно длинной заряженной нити с линейной плотностью заряда τ.

При вычислении коротковолновой части поля излучения, для которого справедливо приближение геометрической оптики, будем пользоваться электродинамическим принципом Гюйгенса — Котлера [12], составляющим по существу основу векторной теории дифракции. Для расчета в качестве первичного поля в этой теории естественно взять поле линейного источника, движущегося параллельно плоской границе диэлектрика. Соответствующее выражение можно заимствовать из [13]. Будем описывать поле движущегося источника с помощью векторного потенциала $\vec{A}\,(A,\ 0,\ 0)$, у которого отлична от нуля единственная составляющая вдоль оси x. Из [13] имеем для компоненты Фурье этой величины:

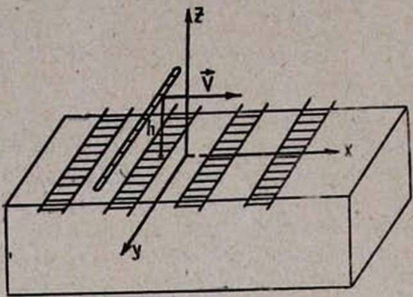


Рис. 1.

$$A_{\omega}^{(1)} = \frac{\tau\beta}{\omega\sqrt{1-\beta^2}}\, e^{i\frac{\omega}{v}x} \left[e^{-\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}|z-h|} + \right.$$

$$\left. + \frac{\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}-\varepsilon\sqrt{1-\beta^2}}{(\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}+\varepsilon\sqrt{1-\beta^2})}\, e^{-\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}|z-h|} \right], \quad (1)$$

$$A_{\omega}^{(2)} = \frac{2\tau\beta\varepsilon\sqrt{1-\beta^2}}{\omega\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}\,(\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}+\varepsilon\sqrt{1-\beta^2})} \exp\left\{ i\frac{\omega}{v}x + \frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}\, z - \right.$$

$$\left. - \frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}\, h \right\},$$

где индексы 1, 2 относятся соответственно к пространству $z>0$ и $z<0$, $\beta=\frac{v}{c}$. Векторы поля движущейся нити найдутся из соотношений

$$\vec{E}_{\omega}^{(j)} = -\frac{1}{ik\,\varepsilon_j}\,(\text{graddiv}\ \vec{A}_{\omega}^{(j)} + k^2\varepsilon_j), \quad (2)$$

$$\vec{H}_{\omega}^{(j)} = \text{rot}\ \vec{A}_{\omega}^{(j)},$$

где $j=1, 2,\ \varepsilon=1,\ \varepsilon_2=\varepsilon,\ k=\frac{\omega}{c}$.

Дифракционное поле в диэлектрике от движущегося источника ищем с помощью электрического $\vec{A}_{\omega}\,(A_{\omega}, 0, 0)$ и магнитного $\vec{M}\ (M_{\omega}, 0, 0)$ векторных потенциалов, величина которых определяется формулами [11]

$$A_{\omega} = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_0} \frac{e^{ik\sqrt{\varepsilon}R}}{R}\, H_y^0\, d\xi\, d\eta, \quad (3)$$

$$M_\omega = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_0} \frac{e^{ik\sqrt{\varepsilon}R}}{R} E_x^0\, d\xi d\eta, \tag{3}$$

где интегрирование в (3) распространяется на щели дифракционной решетки, $R=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+z^2}$, а E_x^0, H_y^0 — значения соответствующих компонент электрического и магнитного векторов при $z=0$, которые могут быть найдены с помощью (1) и (2). Подстановка E_x^0 и H_y^0 в (3) после ряда довольно громоздких преобразований приводит к следующим выражениям потенциалов в волновой зоне $(k\sqrt{\varepsilon}R \gg 1)$:

$$A_\omega = \frac{4\pi\tau\varepsilon\sqrt{1-\beta^2}\exp\left\{i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\, r - i\frac{\pi}{4} - h\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}\right\}}{i\sqrt{r}\sqrt{2\pi\omega\sqrt{\varepsilon}c}\cdot\left(\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}+\varepsilon\sqrt{1-\beta^2}\right)} \times$$

$$\times \frac{\sin\frac{\omega}{v}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)\, a}{\frac{\omega}{v}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)} \sum_n \delta\left[\frac{\omega}{v} d(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta) - 2\pi n\right], \tag{4}$$

$$M_\omega = \frac{\sqrt{1-\beta^2\varepsilon}}{i\varepsilon\beta} A_\omega,$$

где $r=\sqrt{x^2+z^2}$, $\cos\theta = \frac{x}{r}$. Векторы поля найдутся из (4) по формулам:

$$\vec{E}_\omega = -\frac{1}{ik\varepsilon}\left(\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{A}_\omega + k^2\varepsilon\vec{A}_\omega\right) - \operatorname{rot}\vec{M}_\omega,$$

$$\vec{H}_\omega = -\frac{1}{ik}\left(\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{M}_\omega + k^2\varepsilon\vec{M}_\omega\right) + \operatorname{rot}\vec{A}_\omega. \tag{5}$$

Присутствие в формулах (4) δ-функций означает, что спектр излучения представляет собой ряд узких линий, частоты которых определяются соотношением

$$\omega_n = \frac{2\pi n\, v/d}{1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta}. \tag{6}$$

Формула (6) впервые была получена Франком в 1942 году [14], а затем в работах [1, 10, 11] при $\varepsilon=1$. Эта формула по существу определяет спектр допплеровского излучения в веществе [14] при движении в нем источника с собственными частотами $\Omega_n = 2\pi n\, v/d$. Поэтому здесь сохраняются все особенности, которые имеют место в спектре допплеровского излучения в веществе. Именно, при досветовом движении нити, т. е. при $1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta > 0$, в формуле (6) следует брать $n=1, 2, 3, \cdots$ и частота излучения убывает с ростом угла. При сверхсветовой скорости излучателя, когда $1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta < 0$, в (6) следует положить $n=-1, -2, -3, \cdots$, и при углах, удовлетворяющих написанному выше неравенству, частота излучения растет с увеличением угла. В частотной области, где оказывается существенной дисперсия диэлектрика, возможно появление сложного эффекта Допплера, если имеет место соотношение

$$\beta \cos\theta \frac{d\omega\sqrt{\varepsilon}}{d\omega}\Big|_{\omega=\omega_n} > 1, \tag{7}$$

т. е. спектральные линии определенного порядка в этом случае приобретают мультиплетный характер.

Формула (6) теряет свой смысл в случае $\beta^2\varepsilon > 1$, когда

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon}}. \tag{8}$$

Нетрудно видеть, что в случае (8) $n = 0$ и это соотношение есть просто хорошо известное условие для угла в излучении Вавилова—Черенкова. При условии (8) в выражении (4) появляется δ-функция вида $\delta\left[\frac{\omega}{v} d\,(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)\right]$. Это означает, что потенциал в (4) всюду равен нулю за исключением угла, определяемого соотношением (8), где потенициал принимает бесконечно большие значения. Этот вывод является следствием определенной физической идеализции при выводе формулы (4). Именно в этом выводе использовалось приближенное соотношение

$$\frac{1}{2\pi}\sum_n e^{i\frac{\omega}{v}d\,(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)\,n} \cong \sum_n \delta\left[\frac{\omega}{v} d\,(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta) - 2\pi n\right], \tag{9}$$

где сумма справа имеет конечное число членов, равное числу периодов у дифракционной решетки. Равенство (9) оказывается точным только в случае бесконечно протяженной решетки. На самом деле, решетка имеет конечную длину $2z$ и для нее (9) является лишь определенным приближением. Учет конечных размеров решетки приводит к тому, что каждая дифракционная линия имеет конечную ширину, а не является бесконечно узкой, как это следует из (6). В случае излучения Вавилова — Черенкова бесконечно большое значение потенциала в направлении угла (8) также соответствует бесконечно протяженной траектории излучателя. Учет конечных размеров решетки, как это обычно бывает при подобных расчетах, можно провести, если заменить δ-функцию в (4) на следующее выражение:

$$\delta\left[\frac{\omega}{v} d\,(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)\right] \sim \frac{1}{\pi d}\,\frac{\sin\frac{\omega}{v}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)\,L}{\frac{\omega}{v}(1-\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)}. \tag{10}$$

Заметим, что спектр излучения в этом случае в отличие от (6) является непрерывным.

Энергию дифракционного излучения можно подсчитать с помощью радиальной составляющей вектора Пойнтинга. Проводя с помощью фор-

мул (4) и (5) соответствующие выкладки, получим в конечном счете:
а) $\beta^2\varepsilon > 1$.

$$\frac{dw}{d\theta}=\frac{2\tau^2 L(1-\beta^2)}{\pi d}\sum_n\frac{\varepsilon_n(1+\beta\sqrt{\varepsilon_n}\cos\theta)}{(1-\beta\sqrt{\varepsilon_n}\cos\theta)^2(\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_n}+\varepsilon_n\sqrt{1-\beta^2})^2}\times$$

$$\times\frac{\sin^2\frac{2\pi na}{d}}{n}e^{-\frac{2\omega_n}{v}\sqrt{1-\beta^2}\,h}, \tag{11}$$

где $\varepsilon_n=\varepsilon(\omega_n)$ и суммирование ведется по $n=1, 2, 3, \cdots$
б) $\beta^2\varepsilon > 1$.

$$\frac{dw}{d\theta}=\frac{2\tau^2 L(1-\beta^2)}{\pi d}\sum_n\frac{\varepsilon_n[\sqrt{\beta^2\varepsilon_n-1}+\beta\sqrt{\varepsilon_n}\sin\theta]^2}{(1-\beta\sqrt{\varepsilon_n}\cos\theta)^3(\varepsilon_n-1)[1+\varepsilon_n(1-\beta^2)]}\times$$

$$\times\frac{\sin^2\frac{2a\pi n}{d}}{n}e^{-\frac{2\omega_n}{v}\sqrt{1-\beta^2}\,h} \tag{12}$$

и суммирование идет по $n=-1, -2, -3, \cdots$ при $\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta > 1$ и $n=1, 2, 3, \cdots$ при $\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta < 1$.

Из (11) и (12) следует, что интенсивность излучения убывает экспоненциально с ростом величины h.

При $\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta=1$, как указывалось выше, движущийся источник теряет энергию на излучение Вавилова — Черенкова в диэлектрике. Находя опять соответствующую компоненту вектора Пойнтинга с заменой δ-функции (4) по формуле (10), получим после интегрирования по углу θ

$$W_\infty^{\text{В. ч.}}=\frac{8\tau^2\varepsilon(1-\beta^2)\sqrt{\beta^2\varepsilon-1}\,L}{v(\varepsilon-1)[1+\varepsilon(1-\beta^2)]}\left(\frac{\sqrt{2}\,a}{d}\right)^2 e^{-2\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}\,h}. \tag{13}$$

Сравнение формулы (13) с величиной энергии излучения Вавилова — Черенкова для заряженной нити, движущейся над плоской границей диэлектрика без решетки, [13] указывает на уменьшение энергии излучения в $\left(\frac{\sqrt{2}\,a}{d}\right)^2$ раз. Этот множитель эффективно характеризует уменьшение энергии излучения Вавилова — Черникова благодаря частичной экранировке поверхности диэлектрика. Из (13) видно, что для „узких" по сравнению с величной периода решетки щелей излучение сильно падает по отношению к неэкранизированному диэлектрику.

Аналогично вышеизложенному рассматривается излучение нити с током, движущейся над дифракционной решеткой с диэлектрическим основанием. Не проводя детальных выкладок для этого случая, приведем выражения для энергии излучения токовой нити:
а) $\beta^2\varepsilon < 1$.

$$\frac{dW}{d\vartheta}=\frac{2j_0^2 L}{\pi dc^2}\sum_n\frac{(1+\beta\sqrt{\varepsilon_n}\cos\theta)}{(1-\beta\sqrt{\varepsilon_n}\cos\theta)^2(\sqrt{1-\beta^2}+\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_n})^2}\times$$

$$\times \frac{\sin^2 \frac{2a\pi n}{d}}{n} e^{-2\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}h}, \tag{14}$$

где $\varepsilon_n = \varepsilon(\omega_n)$ и суммирование ведется по $n = 1, 2, 3, \cdots$; б) $\beta^2\varepsilon > 1$.

$$\frac{dW}{d\theta} = \frac{2j_0^2 L}{\pi d v^2} \sum_n \frac{(\sqrt{\beta^2\varepsilon_n - 1} + \beta\sqrt{\varepsilon_n}\sin\theta)^2}{(\varepsilon_n - 1)(1 - \beta\sqrt{\varepsilon_n}\cos\theta)^3} \times \frac{\sin^2 \frac{2a\pi n}{d}}{n} e^{-\frac{2\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}h} \tag{15}$$

и суммирование идет по $n = -1, -2, -3, \cdots$ при $\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta > 1$ и $n = 1, 2, 3, \cdots$ при $\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta < 1$. Величина энергии излучения Вавилова—Черенкова для токовой нити определится соотношением

$$W_\omega^{\text{в. ч.}} = \frac{8j_0^2 L\sqrt{\beta^2\varepsilon - 1}}{v^3(\varepsilon - 1)} \left(\frac{\sqrt{2}\,a}{d}\right)^2 e^{-\frac{2\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}h}. \tag{16}$$

Заметим, что поля излучения заряженнной и токовой нити отличаются поляризацией. В первом случае магнитный вектор цилиндрической волны в волновой зоне параллелен краям проводящих лент, во втором случае этим свойством обладает электрический вектор.

Московский государственный педагогический
институт им. В. И. Ленина

Поступила 21.II.1968

ЛИТЕРАТУРА

1 *S. Smith, E. Purcell*, Phys. Rev., 92, 1096 (1953).
2. *K. Ishiguro, T. Tako*, Optica Acta, 8, 25 (1951).
3. *Дж. Джелли*. Черенковское излучение и его применение. ИЛ, М., 1960.
4. *В. Н. Парыгин*, Изв. вузов, Радиофизика, 1, 139 (1958).
5. *G. Toraldo di Francia*, Nuovo Cimento, 16, 61 (1960).
6. *В. А. Берегамян, О. А. Третьяков, Э. И. Черников, В. П. Шестопалов*, Изв. АН АрмССР, 18, 90 (1965).
7. *О. А. Третьяков, Э. И. Черников, В. П. Шестополов*, ЖТФ, 36, 33 (1966).
8. *К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина*, ЖТФ, 36, 225 (1966).
9. *К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина*, Изв. вузов, Радиофизика, 10, 4, 509 (1967).
10. *Б. М. Болотовский. А. К. Бурцев*. Оптика и спектроскопия, 19, 469 (1965).
11. *A. A. Oliner* and *Palocz*, Proc IEEE 53, 24 (1965).
12. *Л. А. Вайнштейн*, Электромагнитные волны, „Сов. радио" (1957).
13. *А. И. Морозов*, Вестник МГУ, № 1, 721 (1957).
14. *И. М. Франк*, Изв. АН СССР, серия физич., 6, 3 (1942).

ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՀԻՄՔՈՎ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՑԱՆՑԻ ՎՐԱՅՈՎ ԹՌՉՈՂ ԳԾԱՅԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Ս. Խ. ԲԵԿՈՎԱ

Հետազոտվում են դիֆրակցիոն ցանցի վրայով թռչող գծային աղբյուրի (լիցքավորված կամ հոսանքատար լարի) ճառագայթման հատկությունները։ Ենթադրվում է, որ ցանցը կազմված է դիէլեկտրիկի հարթ սահմանի վրա տեղադրված հաղորդիչ ժապավենների սիստեմից։ Երկրաչափական օպտիկայի մոտավորությամբ գտնվում է դիէլեկտրիկում դիֆրակցիոն ճառագայթման

դաշտը և էներգիան։ Ցույց է տրված, որ ճառագայթիչի գերլուսային շարժման դեպքում դիէլեկտրիկում հնարավոր է Վավիլով—Չերենկովի ճառագայթման և Դոպլերի անոմալ էֆեկտի առաջացում։

RADIATION OF A LINEAR SOURCE FLYING OVER THE DIFFRACTION LATICE WITH DIELECTRIC BASIS

K. A. BARSUKOV and S. Kh. BEKOVA

The properties of the radiation arising when a linear source (charged or current-carrying wire) moves over a diffraction latice is studied. It is assumed that the latice is produced by a system of conductive strips lying on the plane boundary of a dielectric. In the approximation of geometrical optics it is found the field and the energy of the diffraction radiation in the dielectric. It is shown that when the velocity of the radiation relative to the dielectric is greater than the velocity of light, the creation of Vavilov—Čerenkov radiation in the dielectric as well as of the anomal Doppler's effect is possible.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 244—253 (1968)

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦЫ ПРИ НАКЛОННОМ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ПЛАСТИНУ

Г. М. ГАРИБЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Вычислены полные потери энергии релятивистской частицы при наклонном пролете через пластину в предположении малости толщины пластины. Получены условия на толщину пластины и угол влета частицы, при выполнении которых сохраняется логарифмическая зависимость потерь от энергии частицы.

Вопросу о полных потерях энергии частицы при пролете через пластину вещества, расположенную в вакууме, посвящен ряд теоретических работ (см. [1, 2, 3]). В этих работах предполагалось, что заряд пересекает пластинку перпендикулярно. Случай наклонного падения частицы был рассмотрен в последнее время как теоретически, так и экспериментально с точки зрения исследования переходного излучения [4—7].

В настоящей работе основное внимание будет уделено потерям энергии на ионизацию в тонких пластинках при наклоном падении заряда и найдено условие, накладываемое на толщину пластины, при выполнении которого ионизационные потери крайне-релятивистской частицы протекают без эффекта плотности.

1. Пусть равномерно движущаяся частица заряда e пролетает через пластину толщины a, помещенную в вакууме. Будем считать, что скорость частицы, равная по абсолютной величине v, лежит в плоскости (x, z) и составляет с осью z угол ψ (рис. 1). Тогда вектор скорости будет иметь компоненты

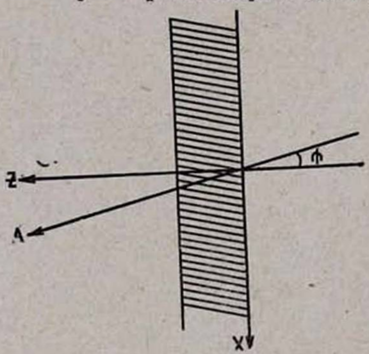


Рис. 1.

$$v_x = v \sin\psi, \quad v_y = 0, \quad v_z = v\cos\psi.$$

Поля излучения, возникающие при пролете заряда через пластинку, будут двух типов: проходящие и отраженные волны (движущиеся в положительном или отрицательном направлении оси z). Проходящую волну мы будем искать в виде

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \int \vec{E}'(\vec{k})\, e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho} + \lambda z - \omega t)}\, d\vec{k},$$

где $\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \varkappa^2$ ($\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды), $\omega = \vec{k}\vec{v} = k_x v_x + k_z v_z$, $d\vec{k} = d\vec{\varkappa}\, dk_z = \varkappa d\varkappa d\varphi d\,\frac{\omega}{v_z}$. Отраженная волна, которую мы будем отмечать двумя штрихами, отличается от проходящей лишь знаком перед λz в экспоненте. Действуя обычным образом (см., напр., [8]), мы для Фурье-компонент полей излучения в областях до и после пластины получим следующие выражения:

$$E''_{1,\varkappa}(\vec{k}) = \frac{ie\varkappa}{2\pi^2 F}\left\{\left[\alpha\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{-i\lambda a}+\beta\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{i\lambda a}+2\frac{\varepsilon}{\lambda}\gamma e^{ik_z a}\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{k_x v_x}{\lambda^2}\frac{\omega(\varepsilon-1)}{c^2\Lambda_0\Lambda}\left[A\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{-i\lambda a}+A\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{i\lambda a}-2\frac{\varepsilon}{\lambda}Be^{ik_z a}\right]\right\},$$

$$E''_{1,x}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2}\frac{\omega^3 v_x}{c^4\Lambda_0\Lambda}\frac{(\varepsilon-1)}{F_1}\left\{(\lambda_0+\lambda)(k_z-\lambda)e^{-i\lambda a}+2\lambda(\lambda_0-k_z)e^{ik_z a}+\right. \tag{1}$$
$$\left.+(\lambda-\lambda_0)(\lambda+k_z)e^{i\lambda a}\right\},$$

$$E'_{3,\varkappa}(\vec{k}) = -\frac{ie\varkappa}{2\pi^2 F}\left\{\left[\alpha\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{i\lambda a}+\beta\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{-i\lambda a}+\right.\right.$$
$$\left.+2\frac{\varepsilon}{\lambda}\delta e^{-ik_z a}\right]+\frac{k_x v_x}{\lambda^2}\frac{\omega(\varepsilon-1)}{c^2\Lambda_0\Lambda}\left[B\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{i\lambda a}+\right.$$
$$\left.\left.+B\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{-i\lambda a}-2\frac{\varepsilon}{\lambda}Ae^{-ik_z a}\right]\right\}e^{-i\lambda_0 a+ik_z a},$$

$$E'_{3,x}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2}\frac{\omega^3 v_x}{c^4\Lambda_0\Lambda}\frac{(\varepsilon-1)}{F_1}\left\{(\lambda_0-\lambda)(k_z-\lambda)e^{i\lambda a}-(\lambda_0+\lambda)(k_z+\lambda)e^{-i\lambda a}+\right.$$
$$\left.+2\lambda(k_z+\lambda_0)e^{-ik_z a}\right\}e^{-i\lambda_0 a+ik_z a}, \tag{2}$$

где

$$A = k_z-(\lambda_0^2-\lambda^2)\times$$
$$\times\frac{(\lambda_0+\lambda)(\lambda-k_z)e^{-i\lambda a}-2\lambda(\lambda_0-k_z)e^{ik_z a}+(\lambda_0-\lambda)(\lambda+k_z)e^{i\lambda a}}{\lambda_0 F_1},$$

$$B = k_z+(\lambda_0^2-\lambda^2)\frac{(\lambda_0+\lambda)(\lambda+k_z)e^{-i\lambda a}-2\lambda(\lambda_0+k_z)e^{-ik_z a}+(\lambda_0-\lambda)(\lambda-k_z)e^{i\lambda a}}{\lambda_0 F_1}$$

$$F = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 e^{-i\lambda a}-\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 e^{i\lambda a},\quad F_1 = (\lambda_0-\lambda)^2 e^{i\lambda a}-(\lambda_0+\lambda)^2 e^{-i\lambda a},$$

$$\left.\begin{matrix}\alpha\\ \\ \beta\end{matrix}\right\} = \frac{\pm\dfrac{\varepsilon}{\lambda}-\dfrac{v_z}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}+\frac{\mp\dfrac{1}{\lambda}+\dfrac{v_z}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon};\quad \left.\begin{matrix}\gamma\\ \\ \delta\end{matrix}\right\} = \frac{\mp\dfrac{1}{\lambda_0}+\dfrac{v_z}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}+\frac{\pm\dfrac{1}{\varepsilon\lambda_0}-\dfrac{v_z}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon};$$

$$\Lambda_0 = k^2-\frac{\omega^2}{c^2},\ \Lambda = k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon,\ k^2 = k_z^2+\varkappa^2,\ k_z = \frac{1}{v_z}(\omega-k_x v_x),$$

$\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\varkappa^2$, $\lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2}-\varkappa^2$, $\vec{\varkappa}\,\{k_x, k_y\}$ — тангенциальная составляющая вектора $\vec{k}$. $E_\varkappa$ и E_x — составляющие полей, направленные соответственно по $\vec{\tau}=\frac{\overleftarrow{\varkappa}}{\varkappa}$ и оси $\vec{x}$. Индекс 1 относится к области до пластины ($z<0$), индекс 3—за пластиной ($z>a$). Эти выражения отличаются от соответствующих выражений, полученных в [4], множителем $\frac{2\lambda_0}{v_z}$ из-за различия в определении Фурье-компонент. Для Фурье-компонент полей излучения внутри пластины получим следующие выражения:

$$E'_{2,\varkappa}(\vec{k})=\frac{ie\varkappa}{2\pi^2F}\left\{\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)\delta e^{-i\lambda a}+\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)\gamma e^{ik_za}\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{k_xv_x}{\lambda^2}\frac{\omega(\varepsilon-1)}{c^2\Lambda_0\Lambda}\left[A\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{-i\lambda a}-B\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{ik_za}\right]\right\}, \tag{3}$$

$$E'_{2,x}(\vec{k})=\frac{ie}{2\pi^2}\frac{\omega^3v_x}{c^4\Lambda_0\Lambda}\frac{(\varepsilon-1)}{F_1}\left\{(\lambda_0+\lambda)(\lambda_0+k_z)e^{-i\lambda a}+\right.$$
$$\left.+(\lambda_0-\lambda)(k_z-\lambda_0)e^{ik_za}\right\},$$

$$E''_{2,\varkappa}(\vec{k})=\frac{ie\varkappa}{2\pi^2}\frac{1}{F}\left\{\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)\delta e^{i\lambda a}+\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)\gamma e^{ik_za}\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{k_xv_x}{\lambda^2}\frac{\omega(\varepsilon-1)}{c^2\Lambda_0\Lambda}\left[A\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{i\lambda a}-B\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)e^{ik_za}\right]\right\},$$

$$E''_{2,x}(\vec{k})=\frac{ie}{2\pi^2}\frac{\omega^3v_x}{c^4\Lambda_0\Lambda}\frac{(\varepsilon-1)}{F_1}\left\{(\lambda-\lambda_0)(k_z+\lambda_0)e^{i\lambda a}-(\lambda_0+\lambda)(k_z-\lambda_0)e^{ik_za}\right\}.$$

2. Дополнительные потери энергии заряженной частицы в пластине, обязанные наличию границ, будут слагаться из работы полей излучения над зарядом как в пространствах вне пластины, так и внутри нее. Эта работа, разложенная в ряд по степеням толщины пластины a, будет равна $W=W_{(1)}+W_{(2)}$, где

$$W_{(1)}=\frac{ie^2a}{2\pi^2v_z^2}\left\{\int_0^{2\pi}\int_0^{\varkappa_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\varkappa^3\omega(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon\Lambda_0^2\Lambda}\left(\frac{k_zv_z}{\omega}\Lambda-\frac{\omega^2v_z^2}{c^4}\right)+\right.\right.$$
$$+\frac{\varkappa\omega(1-\varepsilon)k_xv_xk_zv_z}{\Lambda_0^2c^2}-\frac{\varkappa\omega(1-\varepsilon)k_xv_xk_zv_z}{\varepsilon\Lambda_0\Lambda c^2}+\frac{\varkappa\omega^3(1-\varepsilon)v_x^2}{c^4\Lambda_0\Lambda}-$$
$$\left.\left.-\frac{\varkappa\omega^3(1-\varepsilon)v_x^2}{c^4\Lambda_0^2}\right]d\varkappa d\omega d\varphi\right\}, \tag{4}$$

$$W_{(2)}=-\frac{e^2a^2}{2\pi^2v_z^2}\left\{\int_0^{2\pi}\int_0^{\varkappa_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\varkappa^3\omega(1-\varepsilon)^2\lambda_0\frac{k_zv_z}{\omega}}{2\Lambda_0^2}\left[1+\frac{1}{\varepsilon^2\lambda_0^2}\left(k_z^2-2\frac{\omega^2}{c^2}+\right.\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{\omega^2}{c^4}v_z^2\frac{\omega}{k_zv_z}\right)\right]-\frac{\varkappa^3\omega^3(1-\varepsilon)^2\lambda_0k_xv_xk_zv_z}{2c^4\Lambda_0^2\Lambda^2}-\frac{\varkappa^3\omega^3(1-\varepsilon)^2\lambda_0k_xv_xk_zv_z}{2c^4\Lambda_0^2\Lambda\lambda^2}+$$

$$+\frac{\varkappa^3\omega(1-\varepsilon)k_xv_xk_zv_z}{2c^2\Lambda_0^2\lambda_0}\left(1-\varepsilon+\frac{1}{\varepsilon^2}-\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}-\frac{\lambda^2}{\varepsilon\lambda_0^2}+\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)-$$

$$-\frac{\varkappa\omega^3v_x^2(1-\varepsilon)}{c^4\Lambda\lambda_0}+\frac{\varkappa\omega^3v_x^2(1-\varepsilon)\Lambda}{2c^4\lambda_0\Lambda_0^2}-\frac{\varkappa\omega^5(1-\varepsilon)^2k_xv_xk_zv_z}{2c^6\lambda_0^3\Lambda_0^2}\Bigg]d\varkappa d\omega d\varphi\Bigg\}, \qquad (5)$$

где $k_x = \varkappa\cos\varphi$, φ — угол между $\vec{\varkappa}$ и осью $\vec{x}$. Действительные и мнимые части λ и λ_0 для $\omega > 0$ положительны, а $\lambda(-\omega) = -\lambda^*(\omega)$, $\lambda_0(-\omega) = -\lambda_0^*(\omega)$. При $\psi = 0$ эти формулы переходят в соответствующие формулы работы [2].

Интегрирование выражений $W_{(1)}$ и $W_{(2)}$ будем производить методом Ландау [9]. Следуя этому методу произведем интегрирование сначала по частотам, для чего перейдем в плоскость комплексного переменного ω. Так как λ не обращается нигде в нуль в верхней половине плоскости комлексного переменного ω, то для того, чтобы исключить двузначность подынтегральной функции, возникающую из-за наличия нулей λ_0 и λ_0^3, необходимо произвести в плоскости ω разрез по действительной оси от $-\varkappa c$ до $+\varkappa c$ (см. [3]). Замкнем путь интегрирования по действительной оси верхней полуокружностью бесконечно большого радиуса (интегрирование необходимо производить по верхнему берегу разреза). Нетрудно видеть, что подынтегральная функция в $W_{(1)}$ и $W_{(2)}$ на полуокружности бесконечно большого радиуса стремится к нулю и значениями интегралов на ней можно пренебречь. Искомые интегралы будут равны суммам вычетов в полюсах подынтегрального выражения в верхней полуплоскости. Функция $\varepsilon(\omega)$ не имеет полюсов и нулей в верхней полуплоскости; поэтому искомыми полюсами могут быть только нули выражений Λ_0 и Λ.

В верхней полуплоскости плоскости ω величина Λ_0 имеет один нуль, в чем легко убедиться, решив уравнение $\Lambda_0 = 0$.

Рассмотрим нули $\Lambda = -\left[\omega^2\left(\frac{\varepsilon(\omega)}{c^2}-\frac{1}{v^2\cos^2\psi}\right)+\frac{2\omega}{v}\frac{\Phi}{\cos\psi}\varkappa - \varkappa^2(1+\Phi^2)\right]$, где $\Phi = \cos\varphi\,\mathrm{tg}\,\psi$. Можно показать аналогично тому, как это сделано в § 85 [9], что при всяком значении положительного вещественного числа $\varkappa^2(1+\Phi^2)$ выражение Λ обращается в нуль только при одном значении ω. В качестве функции $f(\omega)$, используемой в § 85 книги [9], надо взять $f(\omega) = \omega^2\left(\frac{\varepsilon(\omega)}{c^2}-\frac{1}{v^2\cos^2\psi}\right)+\frac{2\omega}{v}\frac{\Phi\varkappa}{\cos\psi}$. Однако в отличие от случая перпендикулярного падения теперь этот единственный корень уравнения $f(\omega) - \varkappa^2(1+\Phi^2) = 0$ не будет чисто мнимым, а будет в общем случае комплексным (только при $\varkappa = 0$ корень находится на мнимой оси). Взяв вычеты, обязанные нулям Λ и Λ_0, заменим затем интегрирование по $\varkappa$ интегрированием по $\omega(\varkappa)$ (см. [9]), рассматривая ω как функцию от $\varkappa$, определяемую равенством

$$\omega^2\left(\frac{\varepsilon(\omega)}{c^2}-\frac{1}{v^2\cos^2\psi}\right)=-\frac{2\omega}{v}\frac{\Phi}{\cos\psi}\varkappa+\varkappa^2(1+\Phi^2). \tag{6}$$

Определим пределы интегрирования по $\omega(\varkappa)$. Нетрудно видеть, что большим значениям $\varkappa$ соответствуют большие по абсолютной величине корни уравнения (6) (для углов влета ψ не близких к $\pi/2$). Воспользовавшись соответственно этому выражением для $\varepsilon(\omega)$

$$\varepsilon(\omega)=1-\frac{\sigma}{\omega^2}, \tag{7}$$

где $\sigma=\frac{4\pi Ne^2}{m}$ есть квадрат плазменной частоты (N — число электронов в 1 $см^3$), найдем для верхнего предела интегрирования

$$\omega(\varkappa_0)=\frac{v\varkappa_0\cos\psi\left[\Phi+i\sqrt{1-\beta^2\cos^2\psi(1+\Phi^2)+\frac{\sigma}{c^2\varkappa_0^2}(1-\beta^2\cos^2\psi)}\right]}{1-\beta^2\cos^2\psi}, \tag{8}$$

где $\beta=\frac{v}{c}$.

Для нахождения нижнего предела интегрирования $\omega(0)$ надо рассмотреть два случая. Первый, когда $v^2\cos^2<\frac{c^2}{\varepsilon_0}$, где $\varepsilon_0=\varepsilon(0)$ — электростатическое значение диэлектрической проницаемости. Уравнение (6) при $\varkappa=0$ дает $\omega(0)=0$. Считая, как обычно, $\frac{\sigma}{c^2\varkappa_0^2}\ll 1$, получим следующее выражение для $W_{(1)}$, проинтегрированное по всем переменным $(\omega, \varkappa, \varphi)$:

$$W_{(1)}=-\frac{\sigma e^2 a}{2v^2\cos^2\psi}\cdot\frac{4+(2+\operatorname{tg}^2\psi)^2-4\operatorname{tg}^2\psi(1-\beta^2)}{4(1+\operatorname{tg}^2\psi)^{5/2}}\ln\frac{\overline{\omega}}{\overline{\omega}_1}, \tag{9}$$

где

$$\ln\overline{\omega}=\frac{\int\limits_0^\infty\omega\eta''(\omega)\ln\omega\,d\omega}{\int\limits_0^\infty\omega\eta''(\omega)\,d\omega}, \tag{10}$$

$$\ln\overline{\omega}_1=\frac{\int\limits_0^\infty\omega\varepsilon''(\omega)\ln\omega\,d\omega}{\int\limits_0^\infty\omega\varepsilon''(\omega)\,d\omega}, \tag{11}$$

а $\eta''(\omega)=-\frac{\varepsilon''}{|\varepsilon|^2}<0$ (ε'' — мнимая часть $\varepsilon(\omega)$).

Итак, в этом случае потери в пластине определяются в основном только полем заряда частицы, так как потери (9) малы по сравнению с ними. Таким образом, потери энергии [9] задаются формулой без эффекта плотности, если $v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}$ (рис. 2а), и формулой с эффектом плотности, если $v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}$ (рис. 2б).

Обратимся ко второму случаю, когда $v^2 \cos^2\psi > \frac{c^2}{\varepsilon_0}$. Уравнение (6) в этом случае при $\varkappa = 0$ обращается в нуль дважды — при $\omega = 0$ и при $\omega = i\xi$, где ξ определяется равенством

$$\varepsilon(i\xi) = \frac{c^2}{v^2 \cos^2\psi}. \tag{12}$$

Выражение в левой части уравнения (6) в интервале между 0 и $i\xi$ отрицательно, а при $|\omega| > \xi$ на мнимой оси принимает все положительные

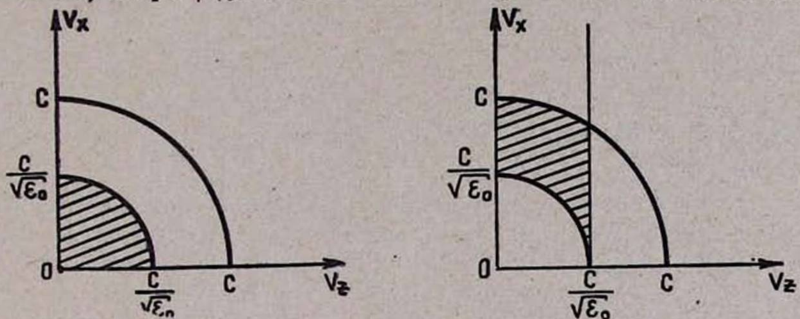


Рис. 2 а, б.

значения от 0 до $+\infty$. Поэтому при $\varkappa = 0$ корень уравнения (6) равен значению $i\xi$, которое определяется из (12).

Если угол ψ будет велик, но не близок к $\pi/2$, так что, например, $\cos\psi \sim \frac{1}{2}$, то при $v \sim c$ уравнение (12) либо вообще не будет иметь корня, либо корень будет порядка или много меньше атомных частот. Тогда можно считать $\omega(0) = 0$. Это означает, что дополнителные потери определяются формулой (9), не снимающей эффект плотности, в то время как основные потери уже обладают эффектом плотности.

Таким образом, при не малых углах пролета частицы через пластину, как бы она не была тонка, но, конечно, в рамках применимости макроскопического описания явления, эффект плотности всегда будет иметь место.

Рассмотрим теперь случай $\psi \ll 1$. Тогда вместо (12) имеем

$$\varepsilon(i\xi) = \frac{c^2}{v^2}(1 + \psi^2). \tag{12'}$$

Здесь надо различать две возможности. Если величина ξ, определяемая из (12′), оказывается много меньше атомных частот, то мы опять приходим к случаю, когда $\omega(0) = 0$. Если же ξ оказывается много больше атомных частот, что, как это видно из (12′), при $v \to c$ в конце концов с ростом энергии частицы обязательно произойдет, то в этом случае имеем

$$\xi = \omega(0) = \frac{\sqrt{\sigma}\,\beta\left(1-\frac{\psi^2}{2}\right)}{\sqrt{1-\beta^2+\beta^2\psi^2}}. \tag{13}$$

Таким образом, полагая в формуле (4) $\psi \ll 1$ и произведя интегрирование, причем в качестве нижнего предела интегрирования по $\omega(x)$ берем (13), а верхнего (8), разложенное по малым ψ, получим:

$$W_{(1)} \simeq -\frac{\sigma e^2 a}{v^2}\left[\ln\frac{\sqrt{\sigma}\,\beta}{\sqrt{1-\beta^2}\,\overline{\omega}_1} - \frac{1}{2}\beta^2\right] \tag{14}$$

при $\beta^2 \cdot \psi^2 \ll 1-\beta^2$,

и

$$W_{(1)} \simeq -\frac{\sigma e^2 a}{v^2}\left[\ln\frac{\sqrt{\sigma}}{\psi\,\overline{\omega}_1} + \frac{1}{8}\right] \tag{15}$$

при $1-\beta^2 \ll \beta^2\psi^2 \ll 1$.

Как видно из (14), выражение для $W_{(1)}$ только при $\beta^2\psi^2 \ll 1-\beta^2$ не отличается от соответствующего выражения при перепендикулярном падении.

Для нахождения условия, накладываемого на толщину пластинки, необходимо вычислить $W_{(2)}$. Расчеты приводят к следующему выражению для $W_{(2)}$ при одном только условии $\psi \ll 1$:

$$W_{(2)} \simeq \frac{\pi e^2\sigma^2 a^2}{4v^3\,\overline{\Omega}}, \tag{17}$$

где—$\overline{\Omega}$ дважды усредненная частота, определяемая следующей формулой [10]:

$$\overline{\Omega} = \frac{\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\infty xy\varepsilon''(x)\,\varepsilon''(y)\,dxdy}{\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\infty \frac{xy}{x+y}\varepsilon''(x)\,\varepsilon''(y)\,dxdy} \tag{18}$$

Условие малости толщины пластинки имеет следующий вид:

$$a \ll \frac{4c\overline{\Omega}}{\pi\sigma}\left(\ln\frac{\sqrt{\sigma}}{\overline{\omega}_1\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{2}\right) \tag{19}$$

при $\beta^2\psi^2 \ll 1-\beta^2$, и

$$a \ll \frac{4c\overline{\Omega}}{\pi\sigma}\left(\ln\frac{\sqrt{\sigma}}{\psi\,\overline{\omega}_1} + \frac{1}{8}\right), \tag{20}$$

при $1-\beta^2 \ll \beta^2\psi^2 \ll 1$. Из формул (14), (15) и (19), (20) видно, что с ростом угла влета частицы ψ (но при $\psi \ll 1$) и уменьшением толщины пластины логарифмическая зависимость от энергии не восстанавливается.

3. Таким образом, проведенные выше расчеты показывают, что наклонный пролет частицы через пластину весьма чувствителен к углу пролета. Только при $\psi \ll \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$ получается такой же эффект, как и при перпендикулярном пролете. Если же $\psi \gg \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$, то в пределах применимости макроскопики эффект плотности не может быть устранен.

Такая зависимость эффекта от угла влета сильно отличается от аналогичной зависимости при образовании переходного излучения. В работе [11] было показано, что образование переходного излучения ультрарелятивистской частицы в заоптической области частот почти не зависит от угла влета. Переходное излучение формируется в областях пространства вдоль траектории частицы под углами $\theta \lesssim \sqrt{1-\beta^2}$ и расстояниях $\sim \frac{c}{\sqrt{\sigma}\sqrt{1-\beta^2}}$, т. е. в этом случае существенны большие продольные расстояния, которые не затрагиваются при наклонном пролете частицы.

Что же касается потерь на ионизацию в той ее части, которая обязна отсутствию эффекта плотности, то в этом случае существенны, как известно [12], большие поперечные расстояния $\sim \frac{v}{\omega_0\sqrt{1-\beta^2}}$, где ω_0 — средняя атомная частота.

Из рис. 3а и 3б видно, что даже при не очень больших значениях угла ψ поле частицы на одном и том же расстоянии от пластины

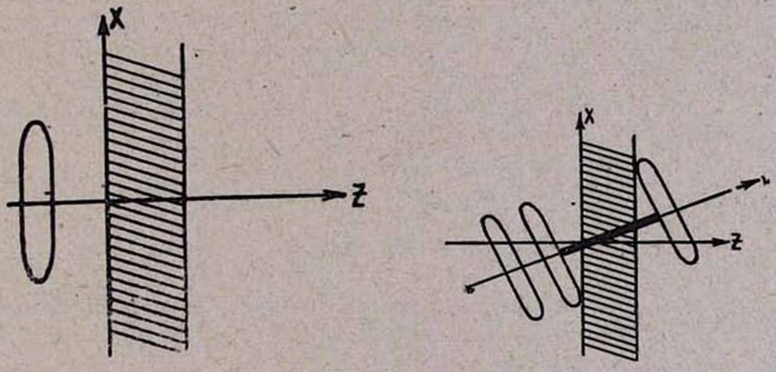


Рис. 3, а, б.

при перпендикулярном и наклонном пролетах будет находиться в различных физических условиях. При наклонном пролете имеет смысл ввести понятие эффективной толщины пластины как пути, на котором наличие пластинки оказывает влияние на поле частицы в области максимальных прицельных параметров (на рис. 3б этот путь отмечен жирной линией). Учитывая приведенное выше выражение для максимального прицельного расстояния, на котором частица может ионизировать атомы среды (без учета поляризации среды), нетрудно получить, что

$$a_{\text{эфф.}} = \frac{a}{\cos\psi} + 2\frac{v}{\omega_0}\frac{\operatorname{tg}\psi}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{21}$$

Коэффициент 2 во втором члене учитывает выход частицы из пластины. Из последней формулы видны те особенности эффекта, которые были отмечны в предыдущем пункте. Действительно, если угол ψ не мал, то даже устремляя a к нулю, мы не можем избавиться от влияния пластинки на поле частицы. Если же ψ мало, то

$$a_{\text{эфф.}} = a + 2\frac{c}{\omega_0}\frac{\psi}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{22}$$

Отвлекаясь от энергетической зависимости и интересуясь только порядком величины, можно считать, согласно (19), что при перпендикулярном падении эффект плотности отсутствует, если $a \sim \frac{c}{\omega_0}$. Если же частица пролетает через пластину под небольшим углом наклона, то эффект плотности будет отсутствовать, если $a_{\text{эфф}} \sim a \sim \frac{c}{\omega_0}$. Из формулы (22) видно, что для этого требуется, чтобы $\psi \ll \sqrt{1-\beta^2}$, в согласии с тем, что мы получили в п. 2.

Ереванский физический институт

Поступила 15.XI.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. *Г. М. Гарибян. М. П. Лорикян*, ДАН АрмССР, 15, 21 (1965).
3. *Г. М. Гарибян, С. С. Элбакян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 279 (1966).
4. *В. А. Енгибарян, Б. В. Хачатрян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 11 (1966).
5. *L. S. Gram* and *E. T. Arakawa*, Phys. Rev., 153, 455 (1967).
6. *Л. А. Ананова, Ф. Р. Арутюнян, Р. А. Оганесян, Ж. В. Петросян*, ДАН АрмССР, 43, 87 (1966).
7. *I. C. Ashley*, Phys. Rev., 155, 208 (1967).
8. *Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян*, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 12, 49 (1959).
9. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, гл. XII, М., ГИТТЛ, 1957.
10. *Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310 (1966).
11. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 38, 1814 (1960).
12. *Э. Ферми*, Ядерная физика. ИЛ, М., 1951.

ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ԹԻԹԵՂԻ ՎՐԱ ԹԵՔ ԱՆԿՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Հաշված են ռելյատիվիստիկ մասնիկի էներգիայի լրիվ կորուստները բարակ թիթեղի վրա թեք անկման դեպքում։ Ստացված են պայմաններ թիթեղի հաստության և անկման անկյան համար, որոնց դեպքում պահպանվում է լրիվ էներգիայի կորստի լոգարիթմական կախումը մասնիկի էներգիայից։

ENERGY LOSS OF PARTICLE PASSING UNDER AN OBLIQUE ANGLE THROUGH A PLATE

G. M. GARIBIAN and C. C. ELBAKIAN

The total energy losses of relativistic particle passing through a plate under an oblique angle is calculated. It is obtained conditions for the thickness of the plate and for the particle incident angle, in the case of the realization of which the logarithmic dependence of the losses upon the particle energy will be conserved.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 254—259 (1968)

ИЗЛУЧЕНИЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА В ВОЛНОВОДЕ С ГИРОТРОПНЫМ ФЕРРИТОМ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ, Э. С. ПОГОСЯН

Рассмотрено излучение Вавилова-Черенкова в феррите, заполняющем круглый цилиндрический металлический волновод при внешнем магнитном поле вдоль оси этого волновода.

Получены выражения для интенсивности излучения для лево и правополяризованной волн. Проведен анализ дисперсионного уравнения.

В экспериментах, посвященных исследованию излучения Вавилова-Черенкова, используется волновод, заполненный гиротропным ферритом [1]. Это вызвано необходимостью обеспечения синхронизма между электронным пучком и волной в волноводе. Поэтому представляет интерес рассмотрение вопроса о влиянии гиротропности феррита на характеристики излучения движущегося в волноводе заряда.

В работе [2] было рассмотрено черенковское излучение в круглом волноводе, заполненном ферритом, магнитная проницаемость которого описывалась тензором μ_{ik}, где $\mu_1 = \mu_3$. Однако, реально, тензор магнитной проницаемости феррита имеет вид (1), если направлеиие постоянного магнитного поля совпадает с осью волновода z:

$$\mu_{ik} = \begin{vmatrix} \mu_1 & -ig & 0 \\ ig & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{vmatrix}. \tag{1}$$

В настоящей работе рассмотрено излучение точечного заряда e, пролетающего вдоль оси круглого волновода радиуса r_0, заполненного гиротропным ферритом с ε и μ_{ik}.

Будем исходить из уравнений Максвелла:

$$-[\vec{k}\,\vec{H}] = \frac{\omega}{c}\varepsilon\vec{E} + i\frac{e\vec{v}}{2\pi^2 c}, \tag{2}$$

$$[\vec{k}\,\vec{E}] = \frac{\omega}{c}\vec{B},$$

$$(\vec{k}\,\vec{B}) = 0,$$

$$(\vec{k}\vec{E}) = -\frac{ie}{2\pi^2 c}$$

и материальных уравнений среды

$$B_i = \mu_{ik} H_k,$$

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}. \tag{3}$$

Решение задачи будем проводить методом, аналогичным в работе [2]. Фурье-компоненты полей разложим на составляющие:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \vec{\varkappa}_0 E_{\vec{\varkappa}}(\vec{k}) + [\vec{\varkappa}\,\vec{v}]_0\, E_{[\vec{\varkappa}\,\vec{v}]}(\vec{k}) + \vec{v}_0 E_{\vec{v}}(\vec{k}), \tag{4}$$

где $\vec{k} = \vec{\varkappa} + \frac{\omega}{v^2}\vec{v}$, $\vec{v}$ — скорость частицы,

а индексы нуль относятся к соответствующим единичным векторам. Разложение (4) позволяет нам определить компоненты полей $E_\varkappa$, $E_{\varkappa v}$ и E_v. Можно показать, что поля E_ρ, E_φ и E_z в цилиндрической системе координат выражаются через $E_\varkappa$, $E_{\varkappa v}$ и E_v следующими соотношениями:

$$E_r = \int E_{\vec{\varkappa}}(\vec{k}) \cos\Phi\, e^{i\left(\varkappa r\cos\Phi + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)} \varkappa d\varkappa d\Phi \frac{d\omega}{v},$$

$$E_\varphi = \int E_{[\vec{\varkappa}\,\vec{v}]}(\vec{k}) \cos\Phi\, e^{i\left(\varkappa r\cos\Phi + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)} \varkappa d\varkappa d\Phi \frac{d\omega}{v}, \tag{5}$$

$$E_z = \int E_{\vec{v}}(\vec{k})\, e^{i\left(\varkappa r\cos\Phi + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)} \varkappa d\varkappa d\Phi \frac{d\omega}{v},$$

откуда

$$E_z(\omega_1\rho) = -\frac{e}{4v^2}\frac{|\omega|}{\varepsilon\alpha}\left[C_1\overline{H}_0^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}S_1\rho\right) + C_2\overline{H}_0^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}S_2\rho\right)\right],$$

$$E_\varphi(\omega,\rho) = \frac{e}{2v^2}\frac{\mu_3}{g}\frac{\omega}{\varepsilon\alpha}\left[-S_1\overline{H}_1^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}S_1\rho\right) + S_2\overline{H}_1^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}S_2\rho\right)\right]. \tag{6}$$

В (5) нами введены обозначения

$$S_{1,2}^2 = S^2\frac{\mu_3+\mu_1}{2\mu_1} + \frac{g^2}{2\mu_1^2}\beta^2\varepsilon\mu_1(-1\pm\alpha),$$

$$\alpha = \sqrt{1 + \frac{4\mu_3\mu_1}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1} + \frac{S^4\mu_1^4}{g^4\beta^4\varepsilon^2\mu_1^2}\left(\frac{\mu_3-\mu_1}{\mu_1}\right)^2 - 2S^2\frac{\mu_3-\mu_1}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\mu_1},$$

$$C_1 = (\alpha-1)\xi + \delta;\quad C_2 = (\alpha+1)\xi - \delta,$$

$$\xi = \left(S^2 - \frac{g^2}{\mu_1^2}\beta^2\varepsilon\mu_1\right),\quad \delta = \frac{2\mu_1^2}{g^2}\frac{S^4}{\beta^2\varepsilon\mu_1}\frac{\mu_3-\mu_1}{2\mu_1} - 2\frac{\mu_1+\mu_3}{2\mu_1}S^2 + 2\beta^2\varepsilon\mu_3,$$

$$S^2 = \beta^2\varepsilon\mu_1 - 1,$$

$$\overline{H}_{0,1}^{(1)}(|x|) = J_{0,1}(|x|) + i\frac{|x|}{x}N_{0,1}(|x|).$$

$J_{0,1}$ и $N_{0,1}$ —функции Бесселя и Неймана соответственно нулевого и первого порядков.

Излучение возникает при выполнении условий, когда либо $S_1^2 > 0$, либо $S_3^2 > 0$, либо оба больше нуля, причем на частотах, соответствующих условию $S_1^2 > 0$, будет иметь место правополяризованная волна, а при $S_2^2 > 0$ — левопляризованная. Учет граничных условий волновода приведет к тому, что поле излучения волновода будет представлять собой сумму полей излучения и полей, отраженных от стенок волновода. Отраженные поля будем искать в виде

$$\vec{E}'(r,t)=\int \vec{E}'(\omega,\rho)e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)}\,d\omega, \tag{7}$$

где

$$E_{z1,2}(\omega,\rho)=a_{1,2}(\omega)\,J_0\left(\frac{\omega}{v}S_{1,2}\,\rho\right), \tag{8}$$

$$E_{\varphi 1,2}(\omega,\rho)=b_{1,2}(\omega)\,J_1\left(\frac{\omega}{v}\,S_{1,2}\,\rho\right).$$

Между $a_{1,2}(\omega)$ и $b_{1,2}(\omega)$ имеет место соотношение

$$b_{1,2}(\omega)=\pm\frac{2\mu_3\,a_{1,2}(\omega)}{\left[\alpha-1+\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\,\mu_1^2\right]gS_{1,2}}.$$

Граничные условия имеют вид

$$\left.\begin{aligned}&E_z+E_{z_1}+E_{z_2}=0.\\&E_\varphi+E_{\varphi_1}+E_{\varphi_2}=0\end{aligned}\right|_{\rho=z_0}. \tag{9}$$

Разрешая (9) относительно $a_{1,2}(\omega)$, получаем следующие выражения для этих коэффициентов:

$$a_1(\omega)=\frac{e}{4v^2}\,\frac{\omega}{\varepsilon\alpha}\,\frac{1}{\Delta}\left\{-J_0\left(\frac{\omega}{v}\,S_2r_0\right)\left[-S_1\overline{H}_1^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}\,S_1r_0\right)+\right.\right.$$

$$\left.+S_2\overline{H}_1^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}\,S_2r_0\right)\right]+\frac{J_1\left(\frac{|\omega|}{v}S_2\,r_0\right)}{S_2\left[\alpha+1-\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\mu_1^2\right]}\left[C_1\overline{H}_0^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}\,S_1r_0\right)+\right.$$

$$\left.\left.+C_2\,\overline{H}_0^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}\,S_2r_0\right)\right]\right\}, \tag{10}$$

$$a_2(\omega)=\frac{e}{4v^2}\,\frac{\omega}{\varepsilon\alpha}\,\frac{1}{\Delta}\left\{J_0\left(\frac{\omega}{v}\,S_1r_0\right)\left[-S_2\overline{H}_1^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}S_2r_0\right)+S_1\overline{H}_1^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}S_1r_0\right)\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{J_1\left(\frac{|\omega|}{v}\,S_1r_0\right)}{S_1\left[\alpha-1+\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\mu_1^2\right]}\left[C_1\overline{H}_0^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{v}\,S_1r_0\right)+C_2\,\overline{H}_0^{(1)}\left(\frac{|\omega|}{r}\,S_1r_0\right)\right]\right\}.$$

Легко видеть, что $a_2(\omega)$ получается из $a_1(\omega)$, если $S_1\rightleftarrows S_2$ и $\alpha\to-\alpha$. Детерминант системы (9) имеет вид

$$\Delta=\frac{J_0\left(\frac{\omega}{v}\,S_1r_0\right)J_1\left(\frac{\omega}{v}\,S_2r_0\right)}{S_2\left[\alpha+1-\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\,\mu_1^2\right]}+\frac{J_0\left(\frac{\omega}{v}\,S_2r_0\right)J_1\left(\frac{\omega}{v}\,S_1r_0\right)}{S_1\left[\alpha-1+\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\,\mu_1^2\right]}. \tag{11}$$

Энергия, излученная частицей на единице длины пути, определяется тормозящей силой, действующей на частицу со стороны полного поля, и имеет вид

$$-\frac{dW}{dz}=-\frac{dW_1}{dz}-\frac{dW_2}{dz}, \tag{12}$$

где

$$-\frac{dW_1}{dz}=\frac{ie^2}{4v^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{|\omega|}{\varepsilon\alpha\Delta}\left\{\frac{J_1\left(\frac{|\omega|}{v}S_2r_0\right)}{S_2\left[\alpha+1-\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\mu_1^2\right]}\times\right.$$
$$\times\left[C_1N_0\left(\frac{|\omega|}{v}S_1r_0\right)+C_2N_0\left(\frac{|\omega|}{v}S_2r_0\right)\right]+ \tag{13}$$
$$\left.+J_0\left(\frac{\omega}{v}S_2r_0\right)\left[S_2N_1\left(\frac{|\omega|}{v}S_2r_0\right)-S_1N_1\left(\frac{|\omega|}{v}S_1r_0\right)\right]\right\}.$$

$\frac{dW_z}{d_z}$ получается из $\frac{dW_1}{dz}$ заменами $S_1\rightleftarrows S_2$ и $\alpha\to-\alpha$. Интеграл (13) имеет отличные от нуля значения только в точках, где выполняется условие $\Delta=0$, т. е. в полюсах подынтегрального выражения. Условие $\Delta=0$ определяет дискретный спектр частот излучения, соответствующий корням трансцендентного уравнения

$$\Delta=0. \tag{14}$$

Легко видеть, что уравнение (14) совпадает с характеристическим уравнением (27) работы [6], если положить $n=0$

Уравнение (14) перепишем в следующем виде:

$$\frac{J_1\left(\frac{\omega}{v}S_2r_0\right)}{\frac{\omega}{v}S_2r_0J_0\left(\frac{\omega}{v}S_2r_0\right)\left[\alpha+1-\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\mu_1^2\right]}=-$$
$$-\frac{J_1\left(\frac{\omega}{v}S_1r_0\right)}{\frac{\omega}{v}S_1r_0J_0\left(\frac{\omega}{v}S_1r_0\right)\left[\alpha-1+\frac{\mu_1-\mu_3}{g^2\beta^2\varepsilon\mu_1}\mu_1^2\right]}. \tag{15}$$

Уравнение (15) будет удовлетворяться в трех случаях, когда $S_1^2>0$, $S_2^2<0$ или $S_1^2<0$, $S_2^2>0$, или $S_1^2>0$, $S_2^2>0$. Действительно, в случае, когда $S_1^2<0$, и $S_2^2<0$ (15) не будет удовлетворяться, так как функции J_0 и J_1 переходят в модифицированные функции I_0 и I_1, отношение которых является монотонной положительной функцией. В случае, когда $S_1^2>0$, $S_2^2<0$ излучается правополяризованная волна, в случае $S_2^2>0$, $S_1^2<0$ — левополяризованная волна, а в случае $S_1^2>0$ $S_2^2>0$ — —обе.

Если $\omega=\omega_l$ являются корнями уравнения $\Delta=0$, то, интегрируя (13) по ω, получим следующее выражение для интенсивности правополяризованного излучения:

$$-\frac{dW}{dz}=\frac{e^2\pi}{2v^2}\sum_{\omega=\omega_l}\frac{\omega_l}{\varepsilon(\omega_l)\alpha(\omega_l)}\left\{-\frac{J_1\left(\frac{\omega_l}{v}S_2r_0\right)}{S_2\left[\alpha+1-\frac{r_1-\mu_3}{g^2\beta^2\mu_1}\mu_1^2\right]}\times\right.$$

$$\times\left[C_1N_0\left(\frac{\omega_l}{v}S_1r_0\right)+C_2N_0\left(\frac{\omega_l}{v}S_2r_0\right)+\right. \tag{16}$$

$$\left.+J_0\left(\frac{\omega_l}{v}S_2r_0\right)\left[S_2N_1\left(\frac{\omega_l}{v}S_2r_0\right)-S_1N_1\left(\frac{\omega_l}{v}S_1r_0\right)\right]\right\}\frac{1}{\left[\frac{d}{d\omega}\Delta\right]_{\omega=\omega_l}}.$$

Заменами $\alpha\rightleftarrows-\alpha$ и $S_1\rightleftarrows S_2$ можно получить выражение для интенсивности левополяризованной волны $\frac{dW_2}{dz}$, которое отлично от нуля в области $\Delta=0$, $S_2^2>0$.

При $\mu_3=\mu_1$ выражение (16) переходит в аналогичное выражение работы [2], при $g=0$ гиротропия исчезает и рассмотренный случай переходит в случай черенковского излучения в волноводе с изотропным заполнением [4]:

$$-\frac{dW}{dz}=\frac{2e^2}{r_0}\sum_{\omega_l}\frac{\varkappa_{0l}}{\varepsilon(\omega_l)\,\omega_l\,[J_1(\varkappa_{0l})]^2}\,\frac{1}{\left[\frac{d}{d\omega}\left(\frac{\omega}{v}\sqrt{\beta^2\varepsilon\mu-1}\right)\right]_{\omega=\omega_l}} \tag{17}$$

$\varkappa_{0l}$ i-ый корень $J_0(\varkappa)$.

При $r_0\to\infty$ выражение для интенсивности излучения принимает вид [5]:

$$-\frac{dW}{dz}=\frac{e^2}{2v^2}\left\{\int\limits_{S_1^2>0}\frac{\omega}{\varepsilon(\omega)\,\alpha(\omega)}\left\{(\alpha-1)\,\xi+2\right\}d\omega+\right.$$

$$\left.+\int\limits_{S_2^2>0}\frac{\omega}{\varepsilon(\omega)\,\alpha(\omega)}\left\{(\alpha+1)\,\xi-2\right\}d\omega.\right. \tag{18}$$

Ереванский физический институт

Поступила 3.I. 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Некоторые вопросы техники физического эксперимента при исследовании газового разряда. Под редакцией А. В. Чернетского и Л. Г. Ломизе, Госатомиздат, 1961.
2. *Э. Д. Газазян, О. С. Мергелян*, Изв. вузов, Радиофизика, 8, 629 (1965).
3. *А. Л. Микаелян*, Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, М.—Л., 1963.
4. *Б. М. Болотовский*, УФН, 75, 295 (1961).
5. *Э. Д. Газазян*, Диссертация, МГУ, 1964.
6. *Г. Сул и Л. Уокер*, Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах, ИЛ, М., 1955.

ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ՝ ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՖԵՐԻՏՈՎ ԼՑՎԱԾ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

Է. Դ. ԳԱԶԱՋՅԱՆ, Է. Մ. ԼԱԶԻԵՎ, Է. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է Վավիլով—Չերենկովի ճառագայթումը հիրոտրոպ ֆերիտով լցված ալիքատարի մեջ՝ ալիքատարի առանցքով ուղղված արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում։

Ստացված են բանաձևեր աջ և ձախ բևեռացված ալիքների ինտենսիվությունների համար։ Տրված է դիսպերսիոն հավասարման վերլուծությունը։

RADIATION OF A POINT-PARTICLE IN THE WAVE-GUIDE WITH GYROTROPIC FERRITE

E. D. GAZAZIAN, E. M. LAZIEV and E. S. POGOSSIAN

The Vavilov—Čerenkov radiation of a point-particle in the wave-guide with gyrotropic ferrite in a constant magnetic field directed along the direction of axis of the wave-guide is considered. Expressions for the radiation intensity of the left-handed and right-handed polarization waves are obtained. The analysis of dispersion equation is performed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика 3, 260—264 (1968)

АППАРАТУРА КОНТРОЛЯ СТАБИЛЬНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛОКАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТА ЕРЕВАНСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА

С. К. ЕСИН, Ю. Л. МИЛОВАНОВ, В. Н. МИНЯЕВ, А. Р. ТУМАНЯН

Дано описание аппаратуры, позволяющей быстро обнаружить отклонения от нормы магнитных полей в отдельных блоках электромагнита. Приведены примеры эффективного использования аппаратуры при возникновении аномальных искажений поля.

Достижение необходимой симметрии магнитных полей в блоках электромагнита кольцевого ускорителя с жестокой фокусировкой представляет собою существенную долю всей программы пуско-наладочных работ. Контроль за этой симметрией в период систематической эксплуатации ускорителя также имеет большое значение для четкого понимания оператором тех или иных изменений в режиме ускорителя. Наиболее важно контролировать состояние магнитного поля вблизи момента инжекции частиц, когда относительные ошибки поля особенно велики.

Система питания электромагнита Ереванского синхротрона представляет собою резонансный контур из 16 ячеек с подпиткой постоянным током. Упрощенная схема контура электромагнита показана на рис. 1. Изменение поля в кольцевом электромагните во времени можно записать как

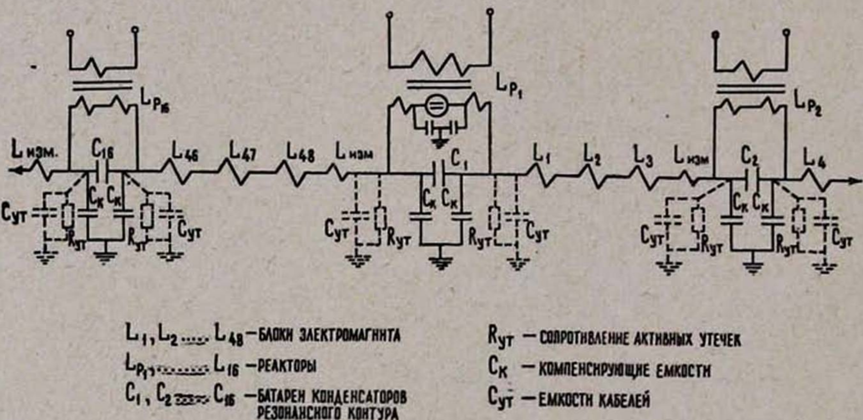


Рис. 1.

$$H = H_{=} - H_{\sim} \cos 2\pi f t,$$

где $H_{=}$ — постоянная составляющая поля,

$H_{\sim}$ — амплитуда переменной составляющей поля,

$\frac{H_{=}}{H_{\sim}} = k \approx 0{,}95$,

$f = 47{,}35$ *гц* — собственная частота резонансного контура.

Ввиду наличия паразитных активных и емкостных утечек в цепи электромагнита возникают дополнительные токи, величина и фаза которых в момент инжекции ($H_{\text{инж}} = 66$ *эрст*) определяются величинами $R_{\text{ут}}$, $C_{\text{ут}}$ и отношением $k = \frac{H_{=}}{H_{\sim}}$. Наложение этих токов на основной ток электромагнита приводит к тому, что в разных блоках магнитное поле проходит через нулевое значение в разные моменты времени.

Система контроля магнитного поля, описываемая в настоящей работе, имеет 48 пермаллоевых датчиков с размером сердечника $0,0022 \cdot 0,1 \cdot 10$ *мм*. Сигнальная обмотка состоит из 560 витков провода ПЭВ-2 диаметром 0,02 *мм*. В диапазоне скоростей магнитного поля $10^5 \div 10^7$ *эрстед/сек* датчики выдают сигнал с амплитудой $50 \div 150$ *мв* и длительностью $5 \div 2$ *мксек*. Датчики установлены по одному в каждом из 48 блоков электромагнита вне рабочей области магнитного поля (см. рис. 2), но с таким расчетом, чтобы поле в месте их установки было приблизительно равно полю на равновесной орбите. Обмотка подпитки на датчиках отсутствует и, следовательно, они выдают импульс в момент перехода поля через нуль. Так как сдвиг фазы между $H = 0$ и $H = H_{\text{инж.}}$ составляет менее 3°, то по смещению импульса датчика во времени Δt относительно импульса датчика, принятого за опорный, можно определить искажение поля в данном блоке в момент инжекции:

$$\Delta H = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sqrt{H_{\sim}^2 - (H_{=} - H_{\text{инж}})^2}\,.$$

Необходимо отметить, что на уровне поля инжекции имеются сравнительно большие отличия полей в различных точках магнитного зазора (и тем более в рассеянных полях). Однако стабильность показаний в месте расположения датчика оказалась весьма высокой. Поэтому описываемое здесь устройство обеспечивает обнаружение отклонений порядка $0,15\%$ относительно однажды зафиксированного распределения поля.

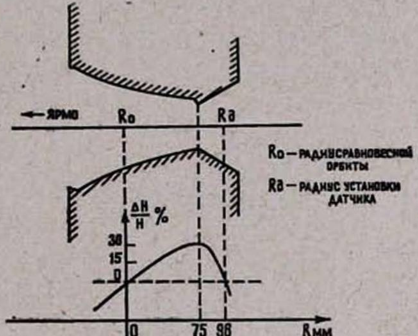


Рис. 2.

Электронная аппаратура

Для увеличения отношения сигнала к помехам предварительные усилители на полупроводниковых триодах с коэффициентом усиления 5 (см. рис. 5) устанавливаются непосредственно возле пермаллоевых датчиков в кольцевом туннеле ускорителя. Выход эмиттерного повторителя согласован на кабель с волновым сопротивлением 100 *ом* длиною порядка 120 метров. При работе электромагнита в цепях питания предусилителей наводилась помеха порядка 15 *в* с частотой резонансного контура магнита. Форма усиленных импульсов при этом существенно искажалась так, что последующая схема формирования выдавала два импульса вместо одного. Чтобы устранить влияние этой помехи, в каждый предусилитель была включена развязка $R_ф = 210$ *ом*,

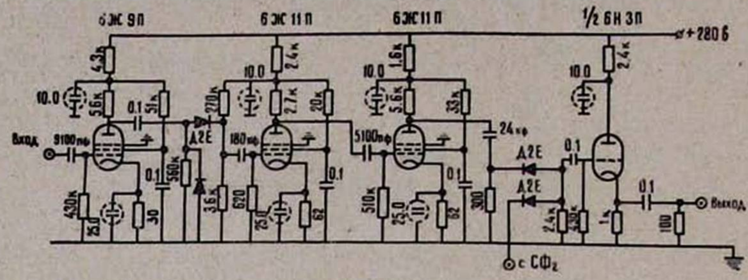


Рис. 3.

$C_ф = 20000$ *мкф*, а напряжение для питания предусилителей было взято непосредственно из резонансного контура. При этом величина помехи снизилась до 300 *мв*.

С выхода предусилителя импульс поступает на схему формирования (рис. 3). Первый каскад на лампе 6Ж9П усиливает сигнал до 5*в*, затем импульс обрезается, чтобы не пропустить наводки на кабель и затухающие колебания, образовавшиеся в контуре датчика. После двойного дифференцирования и усиления с двусторонним ограничением схема формирует импульс длительностью 0,1 *мксек*, привязанный к вершине исходного импульса с точностью не хуже 0,05 *мксек*. Через диодную схему смешения импульсы от опорного датчика (блок электромагнита № 5) и от датчика в измеряемом блоке подаются на осциллограф для отсчета

Рис. 4.

временного сдвига импульсов. Полный цикл измерений во всех 48 блоках электромагнита занимает около 5 *мин* без необходимости перерыва в работе ускорителя.

Результаты измерений

На первом этапе пуско-наладочных работ ускорение производилось в таком режиме: 30% по переменному току и без подпитки постоянным током. В таком режиме производная магнитного поля по времени в момент инжекции точно такая же, как и при нормальном цикле ускорителя. При этом влияние емкостных утечек контура минимально,

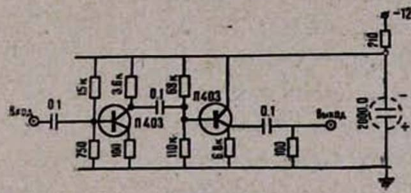


Рис. 5.

так как емкостный ток сдвинут на 90° относительно напряжения на резонансном контуре. Распределение магнитного поля в блоках, соответствующее этому режиму, показано на рис. 6а. По оси ординат отложен сдвиг импульсов во времени (1 *мксек.* → 0,4 *эрст* → 0,6%). Поскольку активные утечки по обессоленной воде, охлаждающей обмотки блоков, невелики, то отличия показаний для отдельных блоков оказались также небольшими. В этом режиме удалось легко получить ускорение электронов до энергии порядка 1 *Гэв*.

При переходе к номинальному режиму некоторое не время удавалось получить ускорение, так как появились большие искажения от емкостных токов в момент инжекции. Поскольку резонансный кон-

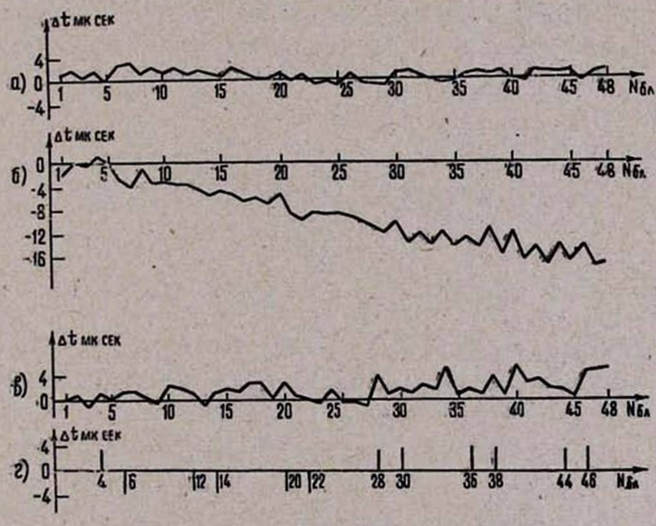


Рис. 6.

тур электромагнита имеет заземление в средней точке первой резонансной ячейки, через которое протекает суммарный емкостный ток, то в распределении поля (рис. 6б) появился скачок от блока № 48 к блоку № 1, равный около 10% по полю.

После подключения компенсирующих емкостей C_k (рис. 1) удалось устранить этот скачок. В дальнейшем, по предложению К. Садояна, влияние токов утечки было устранено введением надежной изоляции корпусов конденсаторных батарей и экранов кабеля и выравниванием их потенциала по отношению к земле.

Типичный разброс показаний датчиков, соответствующий работе ускорителя в режиме магнитного поля $H_{max} = 7950$ эрстед при циркулирующем токе электронов 5*ма*, показан на рис. 6в.

Рис. 6г иллюстрирует случай, когда по датчикам поля было обнаружено аварийное замыкание в цепях полюсной обмотки, корректирующей градиент фокусирующих полублоков. На этом рисунке отложена разница между нормальным распределением поля и случаем, когда в отдельных блоках (на которых располагалась градиентная обмотка) были зарегистрированы отклонения порядка 2%.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. И. Алиханян, Ю. Ф. Орлов* и др. Проектное задание на сооружение электронного кольцевого ускорителя ФИАН АрмССР, Ереван (1959).
2. Электрофизическая аппаратура, Сборник статей, Выпуск 1, Госатомиздат (1963).
3. Электрофизическая аппаратура. Сборник статей. Выпуск 2, Атомиздат (1964).

ԵՐԵՎԱՆԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՍԻՆԽՐՈՏՐՈՆԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԻ ԲԼՈԿՆԵՐՈՒՄ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՍՏՈՒԳՄԱՆ ՍԱՐՔԱՎՈՐՈՒՄ

Ս. Կ. ԵՍԻՆ, ՅՈՒ. Լ. ՄԻԼՈՎԱՆՈՎ, Վ. Ն. ՄԻՆՅԱՅԵՎ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Տրված է էլեկտրամագնիսի տարբեր բլոկներում մագնիսական դաշտի նորմայից ունեցած շեղումները արագ հայտնաբերող սարքավորման նկարագիրը։ Բերված են մագնիսական դաշտի չնախատեսված շեղումների հայտնաբերման համար սարքավորման էֆեկտիվ օգտագործման օրինակներ։

CONTROL SYSTEM OF STABILITY OF THE MAGNETIC FIELD IN YEREVAN ELECTRON SYNCHROTRON ELECTROMAGNET BLOKS

S. K. YESIN, YU. L. MILOVANOV, V. N. MINYAEV and A. R. TOOMANIAN

The system described permits us to expose deviations of the magnetic field in the blocks of the synchrotron magnet. Some examples of such diagnostics are given. The system consists of picking strips and electronic circuit.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 265—268 (1968)

ЭФФЕКТ ДИСКРЕТНОСТИ УСКОРЕНИЯ В СИНХРОТРОНЕ

С. А. ХЕЙФЕЦ

Показано, что дискретный характер ускорения в синхротроне приводит к неустойчивости продольного движения при числе колебаний, большем некоторого максимального, и к искажению фазовых траекторий продольного движения частиц. Для малых колебаний фазовый эллипс поворачивается на некоторый угол, зависящий от отношения ускоряющего напряжения к энергии частицы.

Эти эффекты могут оказаться существенными для синхротрона с быстрым ускорением.

Для описания продольного движения частиц в синхротроне, учитывающего дискретный характер ускорения, удобно пользоваться уравнениями в конечных разностях. Предположим для простоты, что на орбите имеются k одинаковых, равномерно распределенных ускоряющих промежутков (резонаторов), длиной которых можно пренебречь. Последнее предположение не слишком точно, в особенности для электронных синхротронов. Однако для цели настоящей работы это не существенно.

Если в момент t_l подхода к резонатору частица имела энергию E_l, то после прохождения через него энергия станет равной

$$E_{l+1} = E_l + eV(t_l)/k,$$

где $V(t)$ — напряжение на обороте.

Следующий раз частица подойдет к резонатору в момент времени

$$t_{l+1} = t_l + T(E_{l+1})/k,$$

где $T(E)$ — время обращения частицы с энергией E.

Аналогичные уравнения имеют место (формально) для равновесной частицы

$$E^s_{l+1} = E^s_l + eV^s_l/k,$$

$$t^s_{l+1} = t^s_l + T^s_l/k,$$

где eV^s — равновесный прирост энергии частицы (при котором ее импульс соответствует магнитному полю синхротрона), T^s — время обращения по равновесной орбите.

Ввиду малости отклонения энергии частиц от равновесной, функцию $T(E)$ можно разложить в ряд

$$T(E_{l+1}) = \frac{L(E_{l+1})}{v(E_{l+1})} = \frac{L_s}{v^s}\left(1 + \frac{L - L_s}{L_s} - \frac{v - v^s}{v^s} + \cdots\right)$$

или, учитывая, что

$$\frac{\Delta L}{L^s} = \alpha\,\frac{\Delta p}{p_s} = \frac{\alpha}{1 - (mc^2/E_s)^2}\,\frac{\Delta E}{E_s}$$

и

$$\frac{\Delta v}{v_s} = \frac{(mc^2/E_s)^2}{1-(mc^2/E_s)^2}\cdot\frac{\Delta E}{E_s},$$

получаем

$$T(E_{l+1}) = T^s_{l+1} + K_{l+1}\, T^s_{l+1}\,(E_{l+1} - E^s_{l+1})/E^s_{l+1},$$

где $T^s_{l+1} = T(E^s_{l+1})$, а

$$K_{l+1} = \frac{\alpha - (mc^2/E^s_{l+1})^2}{1-(mc^2/E^s_{l+1})^2}.$$

Введем вместо переменной t_l переменную

$$\Phi_l = 2\pi q\int\limits_{t_0}^{t_l} dt/T^s_l + \psi$$

(где t_0 и ψ — произвольные константы), имеющую смысл фазы высокочастотного поля (q в этом выражении имеет смысл кратности Вч-поля).

Тогда,

$$\Phi_{l+1} = 2\pi q\int\limits_{t_0}^{t_{l+1}} dt/T^s_l + \psi = 2\pi q\int\limits_{t_0}^{t_l} dt/T^s_l + \psi + 2\pi q\int\limits_{t_l}^{t_{l+1}} dt/T^s_l.$$

Отсюда следует

$$\Phi_{l+1} \simeq \Phi_l + \frac{2\pi q}{T^s_l}\,T(E_{l+1}),$$

$$\Phi_{l+1} \simeq \Phi_l + 2\pi q/k + 2\pi q\, K_{l+1}\,\epsilon_{l+1}/k,$$

где введено новое обозначение $\epsilon_{l+1} = (E_{l+1} - E^s_{l+1})/E^s_{l+1}$.

Аналогично этому для $\Phi^s_l = 2\pi q\int\limits_{t_0}^{t^s_l} dt/T^s_l + \psi$ получим

$$\Phi^s_{l+1} = \Phi^s_l + 2\pi q/k.$$

Пару уравнений для E_{l+1} и E^s_{l+1} можно заменить другой парой для E^s_{l+1} и ϵ_{l+1}:

$$\epsilon_{l+1} = \epsilon_l\,\frac{E^s_l}{E^s_{l+1}} + \frac{eV(\Phi_l) - eV^s_l}{kE^s_{l+1}}.$$

Последний множитель в этом уравнении связан с затуханием продольных колебаний. Система уравнений для ϵ, $\varphi = \Phi - \Phi^s$, E^s и Φ^s полностью определяет продольное движение частиц в синхротроне [1]:

$$\epsilon_{l+1} = \epsilon_l\,\frac{E^s_l}{E^s_{l+1}} + \frac{eV(\Phi^s_l + \varphi^s_l) - eV^s_l}{kE^s_{l+1}}, \qquad (A1)$$

$$\varphi_{l+1} = \varphi_l + 2\pi q K_{l+1}\epsilon_{l+1}/k, \qquad (A2)$$

$$E^s_{l+1} = E^s_l + eV^s_l/k, \qquad (A3)$$

$$\Phi^s_{l+1} = \Phi^s_l + 2\pi q/k. \qquad (A4)$$

Покажем, что в случае, когда $V(\Phi^s + \varphi) = V_0\cos\Phi$, система уравнений эквивалента обычным уравнениям синхротронных колебаний. Прежде всего, как нетрудно убедиться, $V^s = V_0 \cos \Phi^s$. Перейдем далее от конечных разностей к производным:

$$\frac{\epsilon_{i+1} - \epsilon_i}{t_{i+1}^s - t_i^s} \to \frac{d\epsilon}{dt},$$

$$\frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{t_{i+1}^s - t_i^s} \to \frac{d\varphi}{dt}.$$

Тогда из двух первых уравнений получим уравнения

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{eV^s}{T^s E_s}\epsilon + \frac{eV_0}{T^s E_s}(\cos\Phi - \cos\Phi^s),$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2\pi qK\epsilon / T^s,$$

эквивалентные уравнению синхротронных колебаний

$$\ddot{\Phi} + \frac{eV^s}{T^s E_s}\dot{\Phi} = \frac{2\pi qKeV_0}{(T^s)^2 E_s}(\cos\Phi - \cos\Phi^s).$$

В частности, частота малых (линейных) фазовых колебаний дается формулой

$$\Omega^2 = \frac{2\pi qKeV_0 \sin\Phi^s}{(T^s)^2 E_s}.$$

Однако система уравнений (А) имеет более широкое значение. Она описывает продольное движение частиц в любом поле $V(\Phi)$. Кроме того, при ее выводе не делалось никаких предположений относительно величины T^s, в то время как при выводе дифференциального уравнения предполагается, что фазы Φ (и энергии ϵ) мало меняются за время одного оборота (в этом случае можно заменить конечные разности дифференциалами). Это приводит, в частности, к тому, что уравнения фазовых колебаний справедливы лишь тогда, когда они достаточно медленны, т. е. когда период колебаний много больше периода обращения.

Чтобы показать, чем движение частиц, подчиняющихся уравнениям (А), отличается от обычного, найдем фазовые траектории (т. е. кривые на плоскости (ϵ, Φ) малых колебаний. Затуханием при этом мы будем пренебрегать (в противном случае кривые оказываются не замкнутыми).

Первые два уравнения системы (А) в линейном приближении имеют вид

$$\epsilon_{i+1} = \epsilon_i - \varkappa\varphi_i,$$
$$\varphi_{i+1} = \beta\epsilon_i + (1 - \varkappa\beta)\varphi_i,$$

где $\varkappa = eV_0 \sin\Phi^s / kE_s$, $\beta = 2\pi qK/k$.

Нетрудно убедиться, что решением этой системы является

$$\epsilon_i = A\cos\delta\sin(\nu i + \chi) - B\sin\delta\cos(\nu i + \chi),$$

$$\varphi_i = A\sin\delta\sin(\nu i + \chi) + B\cos\delta\cos(\nu i + \chi),$$

где $\cos\nu = 1 - \frac{\varkappa\beta}{2} = 1 - \frac{\pi qKeV_0 \sin\Phi^s}{k^2 E_s}$, (Б1)

$$\operatorname{tg} 2\delta = \frac{\varkappa\beta}{\varkappa - \beta} = \frac{2\pi q K e V_0 \sin \Phi^s}{k\,(e V_0 \sin \Phi_s - 2\pi q K E_s)}\,. \qquad (\text{Б}2)$$

Фазовая траектория, соответствующая такому решению, представляет собой эллипс, главные оси которого повернуты относительно осей (ϵ, φ) на угол δ, определяемый соотношением (Б 2).

Число колебаний на один оборот $\nu/2\pi$ можно найти из соотношения (Б 1), из которого также следует, что продольное движение устойчиво для параметров синхротрона, удовлетворяющих неравенствам

$$0 \leqslant \pi q K e V_0 \sin \Phi^s / k^2 E_s \leqslant 2.$$

Для электронного синхротрона $\beta = \text{const}$ и обычно выполняется неравенство $\beta \gg \varkappa$. Поэтому для электронного синхротрона $|\delta| \sim \varkappa = e V_0 \sin \Phi^s / k E_s \ll 1$. Для протонного сихротрона β вблизи критической энергии становится равной $\varkappa$ и δ стремится к $\pi/4$. Значение энергии, при которой возникает это явление, определяется обращением в ноль знаменателя правой части уравнения (Б 2);

$$(E/mc^2) = (1 + e V_0 \sin \Phi^s / 4\pi\, mc^2\, q \sqrt{\alpha}\,)/\sqrt{\alpha}\,.$$

Отсюда видно, что поворот эллипса на значительный угол происходит при энергии несколько меньшей ($\sin \Phi^s < 0$) и несколько большей ($\sin \Phi^s > 0$) критической.

Отличие этой энергии от критической энергии тем больше, чем быстрее происходит ускорение.

Ереванский физический институт

Поступила 5.I.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. А. Хейфец*, Proceed. of the V internatinal conference on high-energy accelerators, Fraskati, 1965.

ԱՐԱԳԱՑՄԱՆ ԴԻՍԿՐԵՏՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏԸ ՍԻՆԽՐՈՏՐՈՆՈՒՄ

Ս. Ա. ԽԵՅՖԵՑ

Ցույց է տրված, որ արագացման դիսկրետությունը բերում է երկայնական շարժման անկայունության, երբ տատանումների թիվը մեծ է ինչ-որ մաքսիմումից, և մասնիկի երկայնական շարժման փազային հետագծերի աղավաղման։ Փոքր տատանումների դեպքում փազային էլիպսը շրջվում է որոշ անկյունով՝ կախված մասնիկի էներգիայի և արագացնող լարման հարաբերությունից։

Այս երևույթները կարող են լինել նշանակալից արագ արագացնող սինխրոտրոնների համար։

NONCONTINUAL ACCELERATION EFFECT IN SYNCHROTRON

S. A. KHEIFETS

It is shown that noncontinual acceleration in the synchrotron brings to a longitudinal motion instability when the oscillation number exceeds the maximal one and to the distortion of the longitudinal motion phase orbits. The phase ellips in the case of linear oscillations tilts for a small angle depending on the ratio of the accelerating voltage to the particle energy. These effects may become essential for a synchrotron with fast acceleration.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 269—274 (1968)

ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА БОРМАНА ДЛЯ КОНЕЧНОГО КРИСТАЛЛА

П. А. БЕЗИРГАНЯН, М. А. НАВАСАРДЯН

Методом разностных уравнений Дарвина изучен эффект Бормана для конечного кристалла.

Показано, что эффект Бормана зависит от размеров отражающих плоскостей: с уменьшением размеров отражающих плоскостей ослабляется взаимодействие между проходящей и отраженной волнами, увеличивается экстинкционная дистанция, ослабляется эффект Бормана.

Эффект, открытый Борманом [1] в 1941 году, объяснил Лауэ [2] на основе своей динамической теории рассеяния рентгеновских лучей в 1949 году. Недавно [3] этот эффект был объяснен и с помощью разностных уравнений (многократных отражений) Дарвина.

Как известно, динамические теории рассеяния рентгеновских лучей вообще разработаны только для случая неограниченных отражающих атомных плоскостей. С этой точки зрения, в частности, теория Дарвина [4] и на основе этой теории объяснение эффекта Бормана [3] страдают следующими недостатками:

1. При расчете амплитуд волн, отраженных от одной атомной плоскости и рассеянных в направлении первичного пучка, предположено, что размеры этой плоскости бесконечно велики, и для этих амплитуд соответственно получены следующие выражения:

$$-iq = i\,\frac{n\lambda F\,(hkl)\,e^2}{mc^2 \sin\theta},$$

$$-i\sigma = i\,\frac{n\lambda F\,(000)\,e^2}{mc^2 \sin\theta}.$$

Последние получены интегрированием в бесконечных пределах, которые равносильны предположению, что на рассеивающей атомной плоскости располагается бесконечно большое число зон Френеля.

Между тем, хорошо известно, что у реального кристалла ограничена не только толщина, но и ширина, и длина, и часто размеры отражающих плоскостей имеют размеры порядка размеров первой зоны Френеля [4, 5].

2. Амплитуда проходящей волны по Дарвину равна $1-i\sigma$ при единичной амплитуде падающей волны. Однако $|1-i\sigma|>1$, следовательно, по Дарвину получается, что интенсивность волны, проходящей одну атомную плоскость, больше интенсивности волны, падающей на эту плоскость и это тогда, когда отраженная волна уносит с собой часть энергии этой падающей волны (амплитуда отраженной волны равна $-iq$).

Рассмотрим эффект Бормана в случае ограниченного кристалла.

Допустим плоская монохроматическая волна падает на кристалл в направлении единичного вектора $\vec{S}_0$ (рис. 1) и точка наблюдения из начала координат видна в направлении единичного вектора $\vec{S}_1$. Пусть векторы $\vec{S}_0$ и $\vec{S}_1$ имеют следующие компоненты:

$$S_0\,(\cos\theta,\ 0, -\sin\theta),\ \vec{S}_1\,(\cos\theta,\ 0,\ \sin\theta),$$

в направлениях координатных осей X, Y и Z соответственно. В рассматриваемом случае отражающие плоскости перпендикулярны к поверхности кристалла AB и A_1B_1 (рис. 1) и параллельны координатной плоскости XOY.

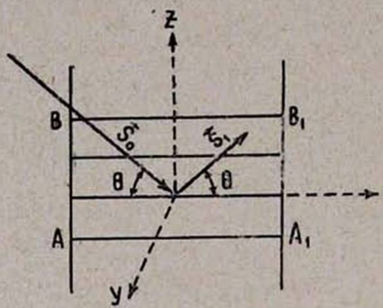


Рис. 1.

Тогда, если падающая волна в начале координат имеет вид e^{ikct}, т. е. амплитуда падающей волны в этой точке равна единице, то для амплитуд волн, отраженных от плоскости и рассеянных в направлении падающей волны, получим [5, 6]

$$G = G_0\, e^{-i\gamma},\ \Sigma = \Sigma_0\, e^{-i\gamma}, \tag{1}$$

где

$$G_0 = \sqrt{G_0'^2 + G_0''^2};\ \Sigma_0 = \sqrt{\Sigma_0'^2 + \Sigma_0''^2}; \tag{2}$$

$$G_0' = D\,(ab - cd);\ G_0'' = -D\,(ad - bc);$$

$$a = \int\limits_0^{\sqrt{\frac{r}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \cos\frac{\pi}{2}\cdot x^2 dx;\ b = \int\limits_0^{\sqrt{\frac{r}{\lambda R}}B} \cos\frac{\pi}{2}\, y^2 dy; \tag{3}$$

$$c = \int\limits_0^{\sqrt{\frac{r}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \sin\frac{\pi}{2}\, x^2 dx;\ d = \int\limits_0^{\sqrt{\frac{r}{\lambda R}}\cdot B} \sin\frac{\pi}{2}\, y^2 dy; \tag{4}$$

$$D = \frac{n\lambda e^2}{2mc^2 \sin\theta}\cdot f(2\theta, k);\quad \Sigma_0' = D_1\,(ab - cd);$$

$$-\Sigma_0'' = D_1\,(ad + bc);$$

$D_1 = \dfrac{n\lambda e^2\cdot f(0, k)}{2mc^2\sin\theta}$; n — число атомов на единице площади плоскости, 2θ — угол рассеяния, $f(2\theta, k)$ и $f(0, k)$ — атомные функции рассеяния в направлениях 2θ и 0 соответственно.

R — среднее расстояние атомов облучаемого объема от точки наблюдения,

A и B — размеры отражающих плоскостей в направлениях x и y соответственно.

Тогда вместо разностных уравнений

$$S_r = -iq\,T_r + (1-iq_0)\,e^{-i\varphi}\cdot S_{r-1},$$
$$T_{r+1} = (1-iq_0)\,e^{-i\varphi}\,T_{r-1} - iqe^{-2i\varphi}\cdot S_{r-1}, \tag{5}$$

в рассматриваемом случае получим следующие уравнения:

$$S_r = G_0 e^{-i\gamma_1}\,T_r + (1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})\,e^{-i\varphi}\,S_{r-1},$$
$$T_{r+1} = (1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})\,e^{-i\varphi}\,T_r + G_0 e^{-i\gamma_1}\cdot e^{-i2\varphi}\cdot S_{r-1}, \tag{6}$$

где γ_1, γ_2 и φ определяются с помощью следующих соотношений:

$$\operatorname{tg}\gamma_1 = -\frac{G_0''}{G_0'},\ \cos\gamma_2 = -\frac{\Sigma_0^2+G_0^2}{2\Sigma_0}, \tag{6a}$$
$$\varphi = 2kd\sin\theta,$$

2θ — угол рассеяния.

Как видно из последних выражений, фазы γ_1 и γ_2 для неограниченных отражающих плоскостей с достаточной точностью совпадают. Действительно, с одной стороны, для таких плоскостей амплитуда отраженной волны чисто мнимая $\left(G_0'=0,\ \gamma_1=\dfrac{\pi}{2}\right)$, а с другой стороны, из-за малости величин Σ_0 и G_0 имеем

$$\cos\gamma_2\approx 0,\ \text{т. е.}\ \gamma_2\simeq\frac{\pi}{2}.$$

Найдем соотношение между амплитудами проходящих волн после прохождения плоскостей с номерами $r+1$, r и $r-1$. Для этого из второго уравнения (6), определив S_{r-1} и подставив в первое из них, получим, заменив r на $r-1$,

$$S_{r-1}\cdot G_0 e^{-i\varphi}\cdot e^{-i\gamma_1} = [G_0^2 e^{-i2\varphi}\,e^{-i\varphi} - (1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})^2 e^{-i\varphi}]\,T_{r+1} +$$
$$+(1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})\,e^{-i\varphi}\,T. \tag{7}$$

Из (7) определив S_{r-1} и подставив во второе из (6), получим желаемое соотношение

$$T_{r+1}\cdot e^{i\varphi} = 2\,(1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})\,T_r +$$
$$+[G_0^2 e^{-i2\gamma_1} - (1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})^2]\,e^{-i\varphi}\cdot T_{r-1}. \tag{8}$$

Решение последнего уравнения, как в [3], ищем в виде $T_r = c\cdot\beta^r$, тогда из (8) получим

$$\beta^2\cdot e^{i\varphi} = 2\,(1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})\,\beta +$$
$$+[G_0^2 e^{-i2\gamma_1} - (1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})^2]\,e^{-i\varphi},$$

откуда для β найдем

$$\beta = e^{-i\varphi}[(1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2}) \pm G_0 e^{-i\gamma_1}].$$

В рассматриваемом случае граничным условием будет

$$T_1 = (1+\Sigma_0 e^{-i\gamma_2})\,T_0. \tag{9}$$

Общее решение написав в виде

$$T_r = C_1 e^{-ir\varphi}(1 + \Sigma_0 e^{-i\gamma_2} + G_0 e^{-i\gamma_1})^r +$$
$$+ C_2 e^{-ir\varphi}(1 + \Sigma_0 e^{-i\gamma_2} - G_0 e^{-i\gamma_1})^r, \qquad (10)$$

с помощью (9) и (6), как и в случае [3], окончательно получим

$$T_r = V_r + W_r, \qquad (11)$$

$$e^{i\varphi} S_{r-1} = V_r - W_r, \qquad (12)$$

где

$$V_r = \frac{1}{2} e^{-ir\varphi} (1 + \Sigma_0 e^{-i\gamma_2} + G_0 e^{-i\gamma_1})^r,$$

$$W_r = \frac{1}{2} e^{-ir\varphi} (1 + \Sigma_0 e^{-i\gamma_2} - G_0 e^{-i\gamma_1})^r. \qquad (13)$$

Обсуждение результатов и выводы

В процессе распространения поля внутри кристалла происходит взаимодействие между проходящей и отраженной волнами (между T и S волнами). В начале (при малых r) T мало отличается от единицы (амплитуда падающей волны равна единице), а S очень мало, с углублением в кристалл энергия волны T по мере взаимодействия постепенно переходит в волну S и на некотором расстоянии от поверхности кристалла (при $r = R$, рис. 2), называемой экстинкционной дистанцией, вся энергия проходящей волны перекачивается в энергию отраженной ($T_R = 0$). После этого картина меняется — энергия отраженной волны переходит в проходящую волну.

Экстинкционную дистанцию можно определить с помощью следующего соотношения

$$(1 + \Sigma_0 e^{-i\gamma_2} + G_0 e^{i\gamma_1})^R + (1 + \Sigma_0 e^{-i\gamma_2} - G_0 e^{i\gamma_1})^R = 0,$$

которое с достаточной точностью переписав в виде

$$e^{R(\Sigma_0 e^{-i\gamma_2} + G_0 e^{i\gamma_1})} + e^{R(\Sigma_0 e^{-i\gamma_2} - G_0 e^{i\gamma_1})} = 0,$$

можем заменить соотношением

$$R(\Sigma_0 e^{-i\gamma_2} + G_0 e^{-i\gamma_1}) - R(\Sigma_0 e^{-i\gamma_2} - G_0 e^{i\gamma_1}) = i\pi,$$

откуда

$$2 R G_0 \sin \gamma_1 = \pi,$$

или

$$R = \frac{\pi}{2 G_0 \sin \gamma_1}. \qquad (14)$$

Значению R в виде (14) соответствует следующая величина дистанции экстинкции (рис. 2):

$$X = Rd \cdot \mathrm{ctg}\, \theta = \frac{\pi d \cdot \mathrm{ctg}\, \theta}{2 C_0 \sin \gamma_1}. \qquad (15)$$

Из последнего можно сделать следующие выводы:

1. Чем больше отражающие способности плоскостей, т. е. чем больше G_0, тем меньше экстинкционная дистанция, следовательно, тем сильнее взаимодействие между проходящей и отраженной волнами.

2. В случае ограниченных кристаллов с уменьшением размеров отражающих плоскостей действительная часть амплитуды волны, отраженной от одной плоскости, увеличивается [см. (1—4) и (6а), а также [6]], следовательно, уменьшается γ_1 и увеличивается величина экстинкционной дистанции, т. е. при ограниченных кристаллах с уменьшением размеров отражающих плоскостей ослабляется динамическое взаимодействие между проходящей и отраженной волнами.

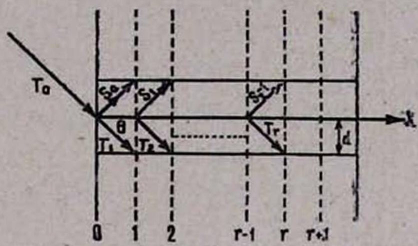


Рис. 2.

Теперь рассмотрим поглощающий кристалл. В работе [3] показано, что в неограниченном поглощающем кристалле, когда кристалл ориентирован на дифракцию и когда электрический вектор падающей волны перпендикулярен к плоскости, содержащей T и S, волна W_r проходит без поглощения, а волна V_r поглощается. Исчезновение коэффициента поглощения волны W_r объясняется тем, что в поглощающем кристалле в указанном случае поляризации мнимые части величин q и σ равны ($q'' = \sigma''$). Действительно, так как в случае неограниченных отражающих плоскостей волны V_r и W_r выражаются следующим образом:

$$V_r = \frac{1}{2} e^{-ir\varphi} (1 - i\sigma_0 - iq)^r,$$

$$W_r = \frac{1}{2} e^{-ir\varphi} (1 - i\sigma_0 + iq),$$

то при $\sigma'' = q''$ волна W_r проходит без поглощения. Однако в рассматриваемом случае эти волны выражаются через уравнения (11—13) и при ограниченном кристалле мнимые части величин $\Sigma_0 e^{-i\gamma_2}$ и $G_0 e^{-i\gamma_1}$ не равны ($\gamma_1 \neq \gamma_2$) и тем больше отличаются, чем меньше размеры отражающих кристаллов. Следовательно, при ограниченных отражающих плоскостях и волна W_r не может проходить без поглощения. Как уже было сказно выше (6а), при неограниченных отражающих плоскостях γ_1 и γ_2 совпадают и исчезает коэффициент поглощения волны W_r.

Итак, резюмируя можем констатировать: при ограниченных отражающих плоскостях с уменьшением размеров отражающих плоскостей ослабляется взаимодействие между проходящей и отраженной волнами, что приводит к исчезновению аномально малого поглощения (аномального прохождения).

Следовательно, для таких кристаллов эффект Бормана не имеет места.

Ереванский государственный университет

Поступила 26.I.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Borrmann*, Phys. Zs, 42, 157 (1941).
2. *M. Laue*, Acta Cryst, 2, 106 (1949).
3. *B. Borie*, Acta Cryst, 21, 470 (1966).
4. *C. Darwin*, Phil. Mag, 27, 315, 675 (1914).
5. *П. А. Безирганян*, ДАН АрмССР, 29, 223 (1959).
6. *П. А. Безирганян*, *И. Б. Боровский*, Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 13, № 1, (1960).

ԲՈՐՄԱՆԻ ԷՖԵԿՏԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՄԱՐ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ

Դարվինի ռեկուրենտ հավասարումների մեթոդով դիտարկվել է Բորմանի էֆեկտը վերջավոր բյուրեղի համար։ Ցույց է տրված, որ որքան մեծ լինի հարթությունների անդրադարձնող ընդունակությունը, այնքան փոքր կլինի էքստինկցիոն հեռավորությունը և այնքան ավելի ուժեղ կլինի անցնող և անդրադարձող ալիքների փոխազդեցությունը։

Վերջավոր բյուրեղների դեպքում անդրադարձնող հարթությունների չափերի փոքրացման հետ, հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդայի իրական մասը մեծանում է և, հետևաբար, մեծանում է նաև էքստինկցիոն հեռավորությունը, այսինքն՝ վերջավոր բյուրեղներում անդրադարձնող հարթությունների չափերի փոքրացման հետ թուլանում է անցած և անդրադարձած ալիքների դինամիկական փոխազդեցությունը։

Ցույց է տրված նաև, որ վերջավոր չափերի անդրադարձնող հարթությունների համար՝ երկու ալիքներից (անցնող և անդրադարձող) և ոչ մեկը չի անցնում առանց կլանման. այսինքն՝ վերջավոր բյուրեղների համար Բորմանի էֆեկտը անհետանում է։

THE THEORY OF BORRMANN EFFECT FOR LIMITED CRYSTALS

P. H. BEZIRGANIAN and M. A. NAVASSARDIAN

The Borrmann effect is investigated in terms of Darvin's recurrent equations. It is shown that the higher the reflecting power of the reflecting planes, the lesser the extinction distance and stronger will be the interactions between the incident and the reflected waves. Decreasing the sizes of the reflecting planes, the real part of the amplitude of the reflected waves increases and hence the extinction distance increases, i. e. in limited crystals decreasing the sizes of the reflecting planes, the dynamical interaction between the incident and reflected waves decrcases.

It is also shown that in the case of crystals with limited sizes none of the two waves passes without absorption i. e. for limited crystals the Borrmann's effect disappears.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 275—280 (1968)

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ГИДРОХЛОРИРОВАННОМ НАТУРАЛЬНОМ КАУЧУКЕ

Ю. К. КАБАЛЯН, Е. А. АМАТУНИ, Л. А. ПЕТРОСЯН, И. С. БОШНЯКОВ и Л. Г. МЕЛКОНЯН

На примере гидрохлорированного натурального каучука (ГХНК) изучено влияние химического состава и структуры мономерного звена на протекающие процессы молекулярной релаксации в полимерах.

Показано, что присоединение атома хлора и метильной группы к основной углеродной цепи полимера приводит к смещению областей обнаружения дипольно-групповой и дипольно-сегментальной релаксации в сторону положительных температур, при этом возрастают также энергии активации соответствующих релаксационных процессов.

Известно [1], что молекулярная подвижность в полимерах как в стеклообразном, так и в высокоэластическом состояниях определяется его химическим составом, структурой мономерного звена, способом их сочленения и т. д.

В предыдущих работах [2 — 4] нами было показано, что увеличение количества атомов хлора на монозвено приводит к изменению всех релаксационных параметров полидиенов.

Одновременно известно, что введение атома хлора в макромолекулу натурального каучука (гидрохлорирование) придает полимеру ряд специфических свойств, и это дает возможность еще больше расширить область его применения.

В настоящей работе приведены результаты исследования молекулярной релаксации в гидрохлорированном натуральном каучуке (ГХНК), структурная формула которого, согласно [5], следующая:

$$\left[\begin{matrix} & & & \mathrm{CH_3} & & & & & \\ & \mathrm{H} & & | & & \mathrm{H} & & \mathrm{H} & \\ - & \mathrm{C} & - & \mathrm{C} & - & \mathrm{C} & - & \mathrm{C} & - \\ & \mathrm{H} & & | & & \mathrm{H} & & \mathrm{H} & \\ & & & \mathrm{Cl} & & & & & \end{matrix}\right]_n .$$

Изучаемый полимер (ГХНК) отличается от полихлоропрена (ПХП) отсутствием двойных связей в основной цепи и наличием метильной группы ($-CH_3$), непосредственно соединенной с основной цепью (табл. 1).

От гутаперчи (транс-полиизопрен) ГХНК отличается наличием атома хлора, присоединенного к основной цепи, и отсутствием также двойных связей (табл. 1). Сравнение ГХНК с ПХП и гутаперчей дает возможность проследить за влиянием как химического состава, так и структуры мономерного звена на протекание релаксационных процессов и в конечном итоге на молекулярную подвижность.

Экспериментальная часть

Гидрохлорированный НК получали пропусканием газообразного хлористого водорода через раствор натурального каучука. Процесс останавливали при присоединении ~30—31% хлора. Однако нельзя быть уверенным, что гидрохлорированный НК не включает незначительные циклические участки или двойные связи, так как количество хлора, найденное аналитически, всегда ниже (~34%) теоретически рассчитанного значения.

Полученный полимер дважды растворялся в хлористом метилене и осаждался этиловым спиртом, после чего высушивался до полного удаления растворителя (10^{-2} рт. ст. и +50°). Очищенный таким образом полимер снова растворяли в хлористом метилене (3%) и отливали пленки толщиною 50÷100 микрон на поверхности ртути.

Очищенный таким образом гидрохлорид НК имел следующие показатели d_4^{20}—1,16 *гр/см*^{3} и n_D^{20} — 1,4840.

Методика и приборы для измерения диэлектрических характеристик (ε' и tg δ) описаны в работе [2].

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 приведены частотные зависимости ε' и $\varepsilon'' = \varepsilon' \cdot$ tg δ для гидрохлорида НК в широком температурном интервале (—65÷+70°).

В области низких температур (—40÷+5°) (рис. 1) в ГХНК наблюдается прохождение коэффициента потерь ε'' через максимум и

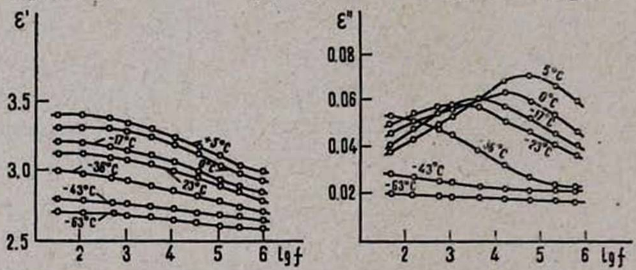


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости (ε') и коэффициента потерь (ε'') ГХНК от частоты при различных температурах (низкотемпературная релаксация).

падение диэлектрической проницаемости ε'. Такое поведение величин ε'' и ε' в ГХНК ниже температуры стеклования свидетельствует о наличии движения отдельных групп атомов. Кинетическими элементами такого рода в ГХНК являются, по всей вероятности, диполи C—Cl с некоторыми частями основной цепи, которые совершают тепловые колебания относительно некоторых фиксированных положений равновесия.

При изучении диэлектрической релаксации в нормальных хлорпроизводных полиалкилметакрилатов в стеклообразном состоянии Михайлов и Борисова показали [6], что замещение водорода главной цепи группой CH_3 или атомом хлора увеличивает времена реликсации кинетической единицы, смещая область $\operatorname{tg} \delta_{м}$ в сторону высоких температур.

Аналогичные результаты наблюдаются также при сравнении ди-

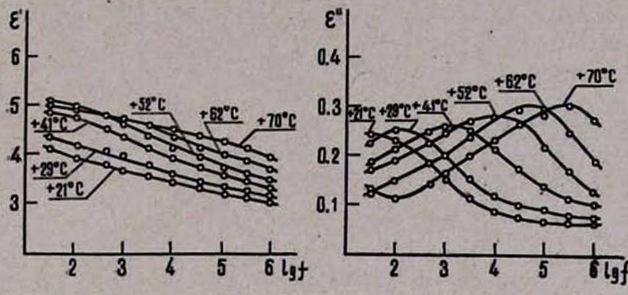


Рис. 2. Зависимость ε′ и ε″ ГХНК от частоты при различных температурах (высокотемпературная релаксация).

польно-групповой релаксации в ГХНК и в полихлоропрене [2]. Стерические препятствия, создаваемые метильной группой, а также равноценным по объему атомом хлора в ГХНК, приводят к увеличению времени релаксации кинетических единиц и смещению дипольно-групповой релаксации в область высоких температур.

Как видно из рис. 1, в ГХНК с ростом температуры наблюдается смещение максимума коэффициента потерь ($\varepsilon''_{м}$) в сторону высоких частот с его одновременным ростом.

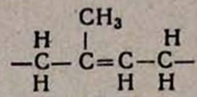
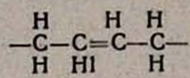
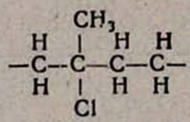
В области высоких температур (рис. 2) в ГХНК наблюдается дипольно-сегментальная релаксация, при которой ε″ опять проходит через максимум, а ε′ падает с частотой.

Однако $\varepsilon''_{м}$ дипольно-сегментальной релаксации ГХНК в отличие от полихлоропрсна [2] с ростом температуры в рассматриваемом частотном интервале несколько растет. Со стороны низких частот при высоких температурах также наблюдается увеличение ε″ за счет роста ионной проводимости.

В табл. 1 приведены для сравнения температурные области обнаружения дипольно-сегментальных потерь ($t_{дсп}$) ГХНК, полихлоропрена [2] и натуральной гуттаперчи [7]—в изученном частотном интервале.

Если замена метильной группы у двойной связи атомом хлора (гуттаперча-полихлоропрен) очень незначительно смещает область дипольно-сегментальной релаксации (табл. 1), то в ГХНК эта область сильнс смещена в сторону положительных температур. Метильная группа и атом хлора непосредственно связанные с атомом углерода основной цепи макромолекулы ГХНК приводят к увеличению как межмолекулярных взаимодействий, так и стерических препятствий, результатом которой и является смещение области дипольно-сегментальной релаксации в сторону положительных температур. Таким образом, в ряду гуттаперча—полихлоропрен—гидрохлорид НК происходит умень-

Таблица 1

Полимеры	Структура монозвена	°C	T'_g °C
1. Гуттаперча		$-50 \div +30$	-70*
2. Полихлоропрен		$-40 \div +10$	-40
3. Гидрохлорид НК		$-25 \div +70$	$+12$

* Значение T_g определено дилатометрически.

шение кинетической гибкости и смещение области высококоэластического состояния в сторону положительных температур.

Наличие атома хлора в ГХНК одновременно приводит к увеличению диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь. Так, например, ε' для натурального каучука при $f=10$ *кгц* равен 2,5, а $\operatorname{tg}\delta$ — 0,006 [8], тогда как для гидрохлорида НК имеем соответственно 4,0 и 0,075.

Экспериментальные данные температурной зависимости ($\lg f_м$) частоты, при которой имеем максимальное значение ε'' дипольно-групповой релаксации ГХНК, ложатся на прямую (рис. 3).

Рис. 3. Зависимость $\lg f_м$ от $\frac{1}{T}$ дипольно-сегментальных (1) и дипольно-групповых (2) потерь ГХНК.

Однако для дипольно-сегментального процесса зависимость $\lg f_м - \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$ (рис. 3) не прямолинейна, наклон ее с повышением температуры уменьшается. Из зависимости $\lg f_м - \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$ были определены значения теплоты активации (ΔH) для ГХНК согласно соотношениям теории абсолютных скоростей реакций Эйринга [9]. В табл. 2 приведены значения ΔH для ГХНК дипольно-групповой и при $+30°$, для дипольно-сегментальной релаксаций. В табл. 2 для сравнения приведены также значения ΔH полихлоропрена [2]. Экстраполяция зависимости $\lg f_м - \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$ к $\lg f_м = 0$ при дипольно-сегментальной релаксации дает возможность определить температуру, при которой начинается сегментальная подвижность (T_g').

Таблица 2

Полимер	$\Delta H_{дгп}$ *ккал/моль*	$\Delta H_{дсп}$ *ккал/моль*
ГХНК	14,0	46,0
ПХП	12,0	41,0 (при $-29°$)

Данные таблицы 1 и 2 показывают, что в полидиенах (ПХП) присоединение к основной углеродной цепи метильной группы, (ГХНК) приводит к росту кинетической энергии, необходимой для начала сегментальной подвижности, т. е. к возрастанию диэлектрической температуры стеклования.

Проведенные исследования молекулярной релаксации в ГХНК показали, что гидрохлорирование натурального каучука хлористым водородом по двойным углеродным связям основной цепи приводит к смещению высокоэластического состояния получаемого полимера в область положительных температур. Такой результат свидетельствует о том, что молекулярная подвижность полимера обусловлена как заторможенностью вращения метильных групп и атомов хлора, так и их взаимодействием. При этом определяющее влияние имеет также отсутствие в основной цепи двойных связей.

ВНИИПолимер

Поступила 31.V.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. П. Михайлов, Т. И. Борисова*, Успехи физ. наук, 83, 61 (1964).
2. *Ю. К. Кабалян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян*, Арм. хим. ж., 19, 909 (1956).
3. *Ю. К Кабалян, Л. Г. Мелконян*, Ученые зап. ЕГУ, № 2, 26 (1967).
4. *Ю. К. Кабалян, А. С. Маргарян, И. С. Бошняков и Л. Г. Мелконян*, Изв. АН АрмССР, Физика 3, № 2 (1968).
5. *G. W. Bunn, E. V. Garner*, J. Chem. Soc., 654 (1942).
6. *Г. П. Михайлов, Т. И. Борисова*, Высокомол. соед. 6, 1785 (1964).
7. *Г. П. Михайлов, Б. И. Сажин*, Высокомол. соед., 1. 9 (1959)
3. *Г. П. Михайлов, Б. И. Сажин*, Высокомол. соед., 1, 29 (1959).
9. *С. Глестон, К. Лейдер, Г. Эйринг*, Теория абсолютных скоростей реакций. ИИЛ. М., 1948.

ՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐ ՌԵԼԱԿՍԱՑԻԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԻԴՐՈՔԼՈՐԱՑՎԱԾ ԲՆԱԿԱՆ ԿԱՈՒՉՈՒԿՈՒՄ

Յու. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ, Ե. Ա. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Լ. Ա. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ի. Ս. ԲՈՇՆՅԱԿՈՎ,
Լ. Գ. ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ

Հիդրոքլորացված բնական կաուչուկի օրինակով ուսումնասիրված է քիմիական կազմի և մոնոմերային շղթայի կառուցվածքի ազդեցությունը պոլիմերներում մոլեկուլյար ռելակսացիաների վրա։

Ցույց է տրված, որ քլորի ատոմի և մեթիլային խմբի միացումը պոլիմերի գլխավոր շղթային բերում է դիպոլ-խմբային և դիպոլ սեգմենտային ռելակսացիաների ջերմաստիճանային տիրույթների տեղափոխմանը։ Միաժամանակ մեծանում են համապատասխան ռելակսացիոն պրոցեսների ակտիվացման էներգիաները։

STUDY OF MOLECULAR RELAXATION IN HYDROCHLORINATED NATURAL RUBBER

J. K. KABALIAN, E. A. AMATUNI, L. A. PETROSSIAN,
I. S. BOSHNIAKOV and L. G. MELKONIAN

The effect of polarity and steric factor on the processes of molecular relaxation in a polymer was studied on the example of hydrochlorinated natural rubber.

It was shown that the addition of a chlorine atom to a polydiene monomer unit caused the displacement of dipole-group and dipole-segmental relaxations to the positive temperatures. Simultaneously the activation energies of coresponding relaxation processes increase.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 281—284 (1968)

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Р. Г. АРШАКУНИ, А. Г. МАЛОЯН

В настоящей статье рассматривается возможность измерения сечений фотоядерных реакций при высоких энергиях с множественным вылетом частиц путем масс-спектрометрического определения малых количеств ($10^{-9}-10^{-14}$ г.) изотопов, образовавшихся в результате реакций типа $A\,(\gamma;\,yp,\,xn)\,B$.

Изучение свойств фотоядерных реакций при высоких энергиях ($E_\gamma > 300$ *Мэв*) в последние годы вызывает большой интерес. В этой области энергий взаимодействие фотонов с нуклонами ядер, в основном, ведет к образованию мезонов. Из-за последующего поглощения или рассеяния мезона, а также рассеяния нуклона отдачи могут протекать различные реакции с множественным вылетом частиц и образованием ядер-остатков. Согласно Рузу и Патерсону [1] этот процесс можно описать „оптической" моделью:

$$\sigma_s(E) = A\sigma_\pi(E)\,P_a(A,\,E),$$

σ — сечение фоторождения пиона на нуклоне, A — массовое число ядра-мишени, $P_a(A,\,E)$ — вероятность образования „звезды" вслед за образованием мезона. $P_a(A,\,E) = 1 - T_\pi T_n$, где T_π и T_n — прозрачность ядерной материи для пионов и нуклонов. В настоящее время сведения о фоторасщеплении сложных ядер фотонами больших энергий весьма скудны. Почти нет данных о зависимости сечений от энергии фотонов и массовых чисел ядер мишеней. До последнего времени единственный источник информации—эксперименты по изучению спектра вылетающих частиц методом ядерных имульсий [1]. Однако этот метод позволяет исследовать лишь реакции, идущие с вылетом заряженных частиц.

С 1965 года группой Сальвети, Наполи и др. во Фраскати начато систематическое исследование свойств фотоядерных реакций типа $A\,(\gamma,\,xn)\,B$ и $A\,(\gamma;\,yp,\,xn)\,C$ при $E_\gamma = 300-1000$ *Мэв*. Сечения определяются методом радиохимического выделения элементов из облученной мишени с последующим измерением наведенной активности сцинтилляционным спектрометром. Уже опубликованы результаты облучения мишеней из J^{127} [2] и Mn^{55} [3]. Метод наведенной активности, однако, также дает лишь частичную информацию, так как не охватывает реакций, ведущих к образованию стабильных изотопов.

В настоящем сообщении предлагается метод, позволяющий исследовать фотоядерные реакции, идущие с образованием как радиоактивных, так и стабильных изотопов. Суть метода заключается в абсолютном и относительном определении малых количеств изотопов элементов, образовавшихся в мишени, в результате облучения ее тормозными квантами (в меньшей степени электронами) высоких энергий. Для этих задач требуется высокая чувствительность и точность изотопного анализа. Оценим с этих позиций возможности масс-спектрометрии. Чувствительность масс-спектрометрического анализа элементов зависит от их свойств и способа получения положительных ионов. Для получения ионов чаще всего пользуются методами термоионной эмиссии (для элементов с небольшой величиной потенциала ионизации) и электронной бомбардировки газообразных или легколетучих соединений исследуемых элементов. В обоих методах придается большое значение предварительным химико-аналитическим процедурам по переведению исследуемого элемента в химическую форму, удобную для анализа. В частности, одним из авторов предложен масс-спектрометрический метод для большого числа (более 30) элементов, образующих летучие фториды (или хлориды) [4]. Используя различную летучесть фтористых соединений элементов, получаемых непосредственно в ионном источнике масс-спектрометра, возможно совмещать аналитические процедуры по разделению и концентрированию элементов в микроколичествах с одновременной идентификацией их изотопов.

Достигнутые к настоящему времени чувствительности определения микроколичеств элементов составляют до 10^{-12} грамм [5, 6] для многих элементов. Для определенных элементов достигнута чувствительность: для урана—10^{-13} *г* [7], для натрия, калия, рубидия—10^{-14} *г* [5, 6], для цезия—10^{-15} *г* [8], для ксенона—10^{-17} *г* [6]. По-видимому, чувствительность 10^{-14} *г* может быть реально достижима для большинства элементов.

Абсолютные количества изотопов данного элемента определяются с помощью масс-спектрометрических измерений по изменению первоначального изотопного состава путем введения в систему известного количества изотопного индикатора (того же элемента с заданным изотопным составом)—метод изотопного разведения [5, 10]. Точность этого метода—1—5%.

Рассмотрим, какие количества ядер-остатков в граммах образуется при облучении мишени тормозными квантами высокой энергии. В табл. 1 для примера приведены сечения на эквивалентный квант для некоторых реакций из работ Сальвети и др. В последней колонке указаны количества ядер-остатков в граммах, которые рассчитаны нами, исходя из соответствующих сечений для исходной мишени весом в 1 *г* и для потока гамма-квантов 10^{11} *экв. квантов/см*^{2} *сек* и времени облучения 10^4 *сек*. Полученные количества $10^{-10} \div 10^{-15}$ *г*, по-видимому, типичны для такого типа фотоядерных реакций на многих элементах—мишенях, идущих с образованием как радиоактивных, так и стабильных изотопов.

В работе [2] есть указание, что сечения процессов $A(\gamma, xn)B$ увеличиваются с ростом A как $A^{2/3}$. Таким образом, масс-спектромет-

Таблица 1

Количество ядер-продуктов, образовавшихся при фотоядерных реакциях по [2, 3]

№№ п/п	Реакция	Поперечное сечение на эквивалентный квант [2, 3] в *мБ*	Количество ядер-продуктов в *г*
1	$J^{127}\ (\gamma,\ n)\ J^{126}$	300	$3\cdot10^{-10}$
2	$J^{127}\ (\gamma,\ 2n)\ J^{125}$	30	$3\cdot10^{-11}$
3	$J^{127}\ (\gamma,\ 4n)\ J^{123}$	0,15	$1,5\cdot10^{-13}$
4	$J^{127}\ (\gamma;\ p,\ n)\ Te^{125}$	7,5	$7,5\cdot10^{-12}$
5	$J^{127}\ (\gamma;\ 2p,\ 3n)\ Sb^{122}$	0,023	$2,3\cdot10^{-14}$
6	$J^{127}\ (\gamma;\ 3p,\ 13n)\ Sn^{111}$	0,0021	$2.1\cdot10^{-15}$
7	$Mn^{55}\ (\gamma,\ n)\ Mn^{54}$	150	$1,5\cdot10^{-10}$
8	$Mn^{55}\ (\gamma,\ 3n)\ Mn^{52}$	0,5	$5\cdot10^{-13}$
9	$Mn^{55}\ (\gamma;\ p,\ 3n)\ Cr^{51}$	2,4	$2,4\cdot10^{-12}$
10	$Mn^{55}\ (\gamma;\ 4p,\ 4n)\ Sc^{47}$	0,03	$3,10\cdot{}^{-14}$

рический метод позволяет измерить сечения фотоядерных реакций, идущих с множественным вылетом частиц.

Ложные (n, yp, xn) случаи могут возникать двояким образом: 1) от нейтронов из мишени, в которой конвертируются первичные электроны, а также из коллиматора; 2) из-за взаимодействия вторичных продуктов в пределах основной мишени. В работе [2] показано, что эти эффекты незначительны.

Конечно, и предлагаемый метод не свободен от недостатков, присущих методу наведенной активности; в частности, невозможно исследовать реакции, идущие с образованием изотопов с коротким периодом полураспада. Нам кажется, что лишь сочетания этих двух методов с сопоставлением данных по экспериментальным исследованиям спектров частиц, испускаемых из мишени, даст надежную и обширную информацию о механизме и особенностях фотоядерных реакций при высоких энергиях.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 1.VI.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. E. Roos, V. Z. Peterson*, Phys. Rev. 124, 1610 (1962).
2. *F. Salvetti, H. G. de Carvalho. V. dé Napoli, F. Dobici*, Nuovo Cimento, 37, 1728 (1965); B48, № 1, 1—12 (1967).
3. *V. di Napoli, F. Dobici, F. Salvetti. H. G. de Carvalho*, Nuovo Cimento B42, № 2, 358 (1966).
4. *Р. Г. Аршакуни*, ЖАХ АН СССР (Журнал аналитической химии), 37, № 2, 310 (1968).
5. *M. G. Inghram*, J. Phis. Chem. 57, 809 (1953).
6. *И. П. Алимарин*, ЖАХ АН СССР, 18, № 12 (1963).
7. *G. R. Tilton, C. Patterson, H. Brown, M. G. Inghram, D. C. Hess, E. Larsen*, Bull. Geol. Soc. Amer. 66, 1131 (1955).

8. *B. M. Gordon, L. Friedman*, Phys. Rev. 108, 1053 (1057).
9. *J. H. Reynolds*, Rev. Sci. Instr. 27, 928 (1956).
10. Успехи масс-спектрометрии, Изд. ИЛ, М., 1963, стр. 107.

ՄԱՍՍ-ՍՊԵԿՏՐՈՍԿՈՊԻԿ ՄԵԹՈԴՈՎ ՖՈՏՈՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ՝ ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Գ. ԱՐՇԱԿՈՒՆԻ, Ա. Հ. ՄԱԼՈՅԱՆ

Հոդվածում քննարկվում է ֆոտոմիջուկային ռեակցիաների կտրվածքների չափման հնարավորությունը՝ բարձր էներգիաների դեպքում մասնիկների բազմաթիվ ելքով A (γ, xn, yp) *տիպի ռեակցիաների հետևանքով առաջացած իզոտոպների փոքր քանակի* $10^{-9}-10^{-14}$ *մասս-սպեկտրոմետրիկ որոշման ճանապարհով։*

ON THE POSSIBILITY OF INVESTIGATING PHOTONUCLEAR REACTION AT HIGH ENERGIES BY MASS SPECTROSCOPIC METHOD

R. C. ARSHAKUNI and A. G. MALOYAN

In this paper it is considered the possibility of measuring the cross sections of photonuclear reactions at high energies with multiple particle production by mass spectroscopic determination of small quantities (10^{-9} —10^{-14} *gr*) of isotopes produced as a result of A (γ, xn, yp) B type raactions.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 285—289 (1968)

ПОЛЕ ЗАРЯДА, ВЛЕТАЮЩЕГО В ГИРОТРОПНУЮ ФЕРРОМАГНИТНУЮ СРЕДУ

О. С. МЕРГЕЛЯН

Получены поля переходного излучения, возникающего при влете заряженной частицы в гиротропный ферромагнетик, а также формулы, дающие частотный спектр и поляризацию излучения в вакууме.

Задача о переходном излучении на границе с гиротропной средой решалась в работах [2]—[4], однако в [2]—[3] для простоты одна из границ считалась бесконечно проводящей; а в [4] задача была решена для изотропно-вращающейся среды.

В настоящей работе без каких-либо ограничивающих предположений получены поля переходного излучения, возникающего при перпендикулярном влете заряженной частицы в гиротропный ферромагнетик.

1. Пусть плоскость $z=0$ является границей раздела изотропной среды с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_1 и μ_1 и гиротропной ферромагнитной средой, имеющей ε_2 и тензорную магнитную проницаемость μ_{ik}

$$\mu_{ik}=\begin{pmatrix}\mu_2 & -ig & 0\\ ig & \mu_2 & 0\\ 0 & 0 & \mu_3\end{pmatrix}. \tag{1}$$

Частица заряда e, имеющая скорость $\vec{v}$, пересекает границу раздела в момент $t=0$.

Поля частицы до и после границы раздела обозначим через $\vec{E}_0$ и $\vec{E}$ ($\vec{H}_0$ и $\vec{H}$ соответственно). Тогда представив их в виде тройных интегралов Фурье

$$\vec{H}_i(\vec{r},t)=\int\vec{H}_i(\vec{k})\,e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}\,d\vec{k},$$

$$\vec{E}_i(\vec{r},t)=\int\vec{E}_i(\vec{k})\,e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}\,d\vec{k}, \tag{2}$$

для Фурье-компонент поля до и после границы имеем

$$\vec{H}_0(\vec{k})=\frac{ie}{2\pi^2 c}\frac{[\vec{\varkappa}\,\vec{v}]}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1},\quad \vec{k}\left(\varkappa,\frac{\omega}{v}\right),$$

$$\vec{H}(\vec{k})=\frac{e}{2\pi^2 c}\frac{1}{\Delta}\left\{\Delta_1\frac{\vec{\varkappa}}{\varkappa}+\Delta_2\vec{n}_z+\Delta_3\frac{[\vec{\varkappa}\,\vec{v}]}{\varkappa v}\right\}, \tag{3}$$

в формулах (3)

$$\Delta=\varkappa^4-\varkappa^2\left\{\frac{\omega^2}{v^2}\left(\beta^2\varepsilon_2\mu_2-1\right)\left(\frac{\mu_3}{\mu_2}+1\right)-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2\frac{g^2}{\mu_2^2}\right\}+$$

$$+\frac{\mu_3}{\mu_2}\frac{\omega^4}{v^4}\left[\beta^2\varepsilon_2\mu_2-1-\beta^4\varepsilon_2^2g^2\right], \tag{4}$$

$$\Delta_1=\frac{g}{\mu_2}\varkappa v\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3\right),\ \Delta_2=\frac{g}{\mu_2}\varkappa^2\omega,\ \ \Delta_3=i\varkappa v\left\{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{v^2}\left(\beta^2\varepsilon_2\mu_2-1\right)\frac{\mu_3}{\mu_2}\right\}.$$

Поля излучения до границы и после нее имеем в виде [1]

$$\vec{H}'(\vec{r},t)=\int\vec{H}'(\vec{k})\,e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}-\lambda' z-\omega t)}\,d\vec{k}, \tag{5}$$

$$\vec{H}''(\vec{r},t)=\int\vec{H}''(\vec{k})\,e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}+\lambda'' z-\omega t)}\,d\vec{k}.$$

Для λ' имеем [1]

$$\lambda'=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1-\varkappa^2},$$

а для λ'' получаем два возможных значения

$$\lambda_{1,2}=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2-\frac{1}{2}\varkappa^2\left(1+\frac{\mu_2}{\mu_3}\right)\pm b},$$

$$b=\sqrt{\frac{1}{4}\varkappa^4\left(1-\frac{\mu_2}{\mu_3}\right)^2+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3\frac{g^2}{\mu_3^2}\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3-\varkappa^2\right)} \tag{6}$$

Введем для простоты обозначения

$$s_{1,2}^2=\beta^2\varepsilon_{1,2}\,\mu_{1,2}-1.$$

Из (6) следует, что поле излучения в ферромагнетике состоит из 2-х волн:

$$\vec{H}''(\vec{r},t)=\int\vec{H}_1(\vec{k})\,e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}+\lambda_1 z-\omega t)}\,d\vec{k}+\int\vec{H}_2(\vec{k})\,e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}+\lambda_2 z-\omega t)}\,d\vec{k}, \tag{7}$$

причем в ферромагнетике условия $(\vec{k}\vec{H})=0$, $(\vec{k}\vec{E})=0$, справедливые в изотропной среде, заменяются на ряд условий, вытекающих из уравнений поля:

$$H_{1,2\,z}=\frac{\varkappa\lambda_{1,2}}{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3-\varkappa^2}H_{1,2\varkappa}(\vec{k}),$$

$$H_{1,2\,[\vec{\varkappa}\vec{v}]}(\vec{k})=-\frac{i\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 g}{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2+\lambda_{1,2}^2(\vec{k})}H_{1,2\varkappa}(\vec{k}),$$

$$E_{1,2\,[\vec{z}\vec{v}]}(\vec{k})=-\frac{\omega}{c}\mu_3\frac{\lambda_{1,2}}{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3}H_{1,2\varkappa}(\vec{k}), \tag{8}$$

$$E_{1,2\,[\vec{\varkappa}\vec{v}]}(\vec{k})=-\frac{i\frac{\omega}{c}g\varkappa}{\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2+\lambda_{1,2}^2}H_{1,2\varkappa}(\vec{k}).$$

Для Фурье-компонент полей излучения из граничных условий и условий (8) имеем:

$$E_{1,2\varkappa} = \frac{ie}{2\pi^2}\,\Phi_{1,2}(\varkappa),$$

$$\Phi_1(\varkappa) = \frac{-1}{\varkappa}\,\frac{\dfrac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2\,\dfrac{g}{\mu_3}\,\alpha}{c_1\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda_1\lambda'\right)\left(\lambda_2+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)-c_2\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda_2\lambda'\right)\left(\lambda_1+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)}\times$$

$$\times\Biggl[\frac{1}{\Delta}\Biggl\{\beta\varkappa^2\frac{q^2}{\mu_2^2}\frac{\omega}{c}\mu_2\Bigl[\alpha-\frac{\mu_3}{\mu_1}\frac{\omega}{v}\lambda'\Bigr]\Bigl[\lambda_2+\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\Bigr]\alpha-\frac{1}{\varepsilon_2}c_2\Bigl[\alpha- \tag{9}$$

$$-\frac{\mu_3}{\mu_1}\lambda'\lambda_2\Bigr]\Bigl[\Bigl(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{v^2}s_2^2\frac{\mu_3}{\mu_2}\Bigr)\Bigl(\varkappa^2+\frac{\omega^2}{v^2}s_2^2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\Bigr)-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\frac{q^2}{\mu_2^2}\frac{\omega v}{c^2}\varepsilon_2\mu_2\alpha\Bigr]\Biggr\}+$$

$$+\frac{1}{\varepsilon_1}\frac{\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda'\lambda_2\right)\left(\varkappa^2+\dfrac{\omega}{v}\lambda' s_1^2\right)}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1}\Biggr],$$

$\Phi_2(\varkappa)$ получится из $\Phi_1(\varkappa)$ заменами $\lambda_1 \rightleftarrows \lambda_2$ и $b\to -b$.

Выпишем выражение для $\vec{E}'(\vec{k})$

$$E'_z(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2}\frac{1}{\varkappa g}\frac{c}{\omega}\,\frac{1}{c_1\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda_1\lambda'\right)\left(\lambda_2+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)-c_2\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda_2\lambda'\right)\left(\lambda_1+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)}\times$$

$$\times\Biggl[\frac{1}{\Delta}\Biggl\{\beta\varkappa^2\frac{q^2}{\mu_2^2}\frac{\omega}{c}\mu_2\alpha\left(\alpha-\frac{\mu_3}{\mu_1}\frac{\omega}{v}\lambda'\right)\left(c_2\lambda_2-c_1\lambda_1-2b\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)-$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_2}\Bigl[\varkappa^2-\frac{\omega^2}{v^2}s_2^2\frac{\mu_3}{\mu_2}\Bigr)\left(\varkappa^2+\frac{\omega}{v}s_2^2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\frac{q^2}{\mu_2^2}\frac{\omega v}{c^2}\varepsilon_2\mu_2\alpha\Bigr]\times$$

$$\times\Bigl[2b\varkappa^2\left(1-\frac{\mu_2}{\mu_3}\right)\alpha-\frac{\mu_3}{\mu_1}\lambda'\left(\lambda_2c_2^2-\lambda_1c_1^2\right)\Bigr]\Biggr\}+\frac{1}{\varepsilon_1}\frac{\varkappa^2+\dfrac{\omega}{v}\lambda' s_1^2}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1}\times$$

$$\times\Bigl\{2b\alpha-\frac{\mu_3}{\mu_1}\lambda'[\lambda_1c_2-\lambda_2c_1]\Bigr\}\Biggr]-\frac{ie}{2\pi^2\varepsilon_2}\frac{\varkappa\left(\varkappa^2-\dfrac{\omega^2}{v^2}s_2^2\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\right)}{\Delta}+$$

$$+\frac{ie}{2\pi^2\varepsilon_1}\frac{\varkappa}{k^2-\dfrac{\omega_2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1} = \frac{ie}{2\pi^2}\psi_1(\varkappa)$$

$$E'_{\vec{\varkappa}\vec{v}}(\vec{k}) = -\frac{e}{2\pi^2}\psi_2(\varkappa) =$$

$$= -\frac{e}{2\pi^2}\frac{1}{\varkappa}\,\frac{\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2\dfrac{g}{\mu_2}}{c_1\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda_1\lambda'\right)\left(\lambda_2+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)-c_2\left(\alpha-\dfrac{\mu_3}{\mu_1}\lambda_2\lambda'\right)\left(\lambda_1+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)}\times$$

$$\times\left[\frac{1}{\Delta}\left\{\beta\frac{\omega}{c}\varkappa^2\mu_2\frac{g^2}{\mu_2^2}\left(\alpha-\frac{\mu_3}{\mu_1}\frac{\omega}{v}\lambda'\right)\alpha\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'(\lambda_1-\lambda_2)-\frac{1}{\varepsilon_2}\left[\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{v^2}s_2^2\frac{\mu_3}{\mu_2}\right)\cdot\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\cdot\left(\varkappa^2+\frac{\omega}{v}s_2^2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\right)-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda'\frac{g^2}{\mu_2^2}\frac{\omega v}{c^2}\varepsilon_2\mu_2\alpha\right]\left[\alpha(c_2\lambda_1-c_1\lambda_2)+2\frac{\mu_3}{\mu_1}\lambda'\lambda_1\lambda_2 b\right]\right\}-$$

$$\left.-\frac{1}{\varepsilon_1}\frac{\varkappa^2+\frac{\omega}{v}\lambda' s_1^2}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1}\right]-\frac{e}{2\pi^2}\frac{g}{\mu_2}\mu_3\varkappa\frac{\omega^2}{c^2}\frac{1}{\Delta},$$

введены обозначения $\alpha=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3-\varkappa^2$, $c_{1,2}=\frac{1}{2}\varkappa^2\left(1-\frac{\mu^2}{\mu_3}\right)+b$. Таким образом, поле переходного излучения в ферромагнетик будет иметь вид

$$E_\rho''=-\frac{e}{\pi v}\int\left(\Phi_1(\varkappa)e^{\Omega_1 z}+\Phi_2(\varkappa)e^{\Omega_2 z}\right)J_1(\varkappa\rho)e^{-i\omega t}\varkappa d\varkappa d\omega, \tag{11}$$

а поле в изотропной среде

$$E_\rho'=-\frac{e}{\pi v}\int\psi_1(\varkappa)J_1(\varkappa\rho)e^{-i(\lambda' z+\omega t)}\varkappa d\varkappa d\omega. \tag{12}$$

При малых g, т. е. при $g/\mu_2\ll 1$ и $\mu_3-\mu_2\sim g^2$ переходное излучение в ферромагнетик представляет собой поляризованную по кругу волну, как и в [2]—[4]. При устремлении g к нулю поле переходного излучения принимает вид $\vec{E}(E_\rho, E_z)$ и $\vec{H}(H_\varphi)$ и не чувствует тензорной магнитной проницаемости. Аналогичным образом магнитный заряд, влетающий вдоль оптической оси в одноосный кристалл, не должен чувствовать диэлектрической анизотропии.

2. Переходное излучение в вакуум

Пусть первой средой является вакуум, т. е. частица влетает из среды с $\varepsilon_1=1$ и $\mu_1=1$ в ферромагнетик с ε_2 и μ_{ik}. Тогда, проинтегрировав по $\varkappa$, после введения новых координат $R\cos\theta=-z$, $R\sin\theta=\rho$ для полей в вакууме получим

$$E_\rho'=\frac{e}{\pi v R}\int\psi_1(\omega,\theta)\,e^{i\left(\frac{\omega}{c}R-\omega t\right)}d\omega,$$

$$E_\varphi'=\frac{ie}{\pi v R}\int\psi_2(\omega,\theta)\,e^{i\left(\frac{\omega}{c}R-\omega t\right)}d\omega. \tag{13}$$

Таким образом, переходное излучение в вакуум оказывается эллиптически поляризованным, причем отношение осей эллипса η дается выражением

$$\eta(\theta,\omega)=\frac{\psi_1(\omega,\theta)}{\psi_2(\omega,\theta)\cos\theta}. \tag{14}$$

Случай, когда заряд вылетает из ферромагнетика в вакуум, получается заменой $v \to -v$ (и $\beta \to -\beta$ в функциях ψ_1 и ψ_2).

В заключение выражаю благодарность Г. М. Гарибяну за полезные советы и обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 5.I.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957)
2. *Э. Д. Газазян. О. С. Мергелян*, ДАН АрмССР, XXXVIII, 143 (1964).
3. *Э. Д. Газазян, О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, XVII, № 3 (1964).
4. *Б. М. Болотовский, О. С. Мергелян*, Оптика и спектроскопия, т. XVIII вып. 1, 3 (1965).

ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՖԵՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐ ՄՏՆՈՂ ԼԻՑՔԻ ԴԱՇՏԸ

Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Ստացված են արտահայտություններ հիրոտրոպ ֆերոմագնիսական միջավայր մտնող լիցքավորված մասնիկի անցումային ճառագայթման դաշտերի համար, ինչպես նաև բանաձևեր վակուումում ճառագայթման բևեռացման և հաճախության սպեկտրի համար։

FIELD OF CHARGE ENTERING INTO GYROTROPIC FERROMAGNETIC MEDIUM

O. S. MERGUELIAN

The radiation of charged particle entering into a gyrotropic ferromagnetic medium is calculated. Formulae for the frequency spectrum and for the polarization of the radiation in vacuum are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 290—293 (1968)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОМОЩИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

К. А. ИСПИРЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН

Известно, что при релятивистских энергиях переходное излучение в основном испускается под углом $\theta \simeq mc^2/E$, а проинтегрированная по всем значениям θ интенсивность в оптической области частот слабо зависит от энергии частицы, а именно логарифмически [1,2]. Последнее обстоятельство затрудняет создание прибора для измерения энергии частицы [3,4]. В настоящей работе рассматривается угловое распределение излучения и показывается, что интенсивность излучения, испущенного в интервале углов от 0 до $\theta \ll \frac{\pi}{2}$, имеет достаточно резкую зависимость от энергии частицы, что позволяет использовать переходное излучение для измерения энергии частиц высоких энергий.

Интенсивность переходного излучения в случае одной границы раздела (среда—вакуум или вакуум—среда) выражается формулой [2]

$$\frac{dw}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2 \sin^2\theta \cos^2\theta}{\pi^2 c (1-\beta^2\cos^2\theta)^2} \left| \frac{(\varepsilon-1)(1-\beta^2 \mp \beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}{(\varepsilon\cos\theta+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})(1\mp\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})} \right|^2, \tag{1}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды, θ — угол излучения, знаки минус и плюс относятся к излучениям вперед и назад соответственно.

Воспользуемся формулой (1) и покажем, что при интегрировании ее в пределах углов от 0 до $\theta \ll \frac{\pi}{2}$ и $\varepsilon > 1$ зависимость интенсивности излучения от энергии будет иметь вид $\sim E^4$.

Интегрируя (1) в случае излучения вперед по азимутальному углу и переходя к приближению малых углов θ, в релятивистском случае $(\beta \simeq 1)$ получим

$$\frac{dw}{d\omega} \simeq \frac{2e^2\theta^3 d\theta}{\pi c\,[(mc^2/E)^2+\theta^2]^2}. \tag{2}$$

Из (2) следует, что максимум излучения наблюдается при $\theta = \sqrt{3}\, mc^2/E$; с увеличением энергии максимум сужается и сдвигается в сторону малых углов θ.

Интегрирование (2) по θ дает

$$\frac{dw}{d\omega} \simeq \frac{e^2}{\pi c}\left\{-\left[\left(\frac{mc^2}{E\theta}\right)^2+1\right]^{-1} + \ln\left[\left(\frac{mc^2}{E\theta}\right)^{-2}+1\right]\right\}. \tag{3}$$

Если $\theta \ll mc^2/E$, из (3) следует:

$$\frac{dw}{d\omega} \simeq \frac{e^2}{2\pi c}\theta^4\left(\frac{E}{mc^2}\right)^4; \tag{4}$$

если же $\theta \gg mc^2/E$, то

$$\frac{dw}{d\omega} \simeq \frac{e^2}{\pi c}\left[\ln\left(\frac{\theta E}{mc^2}\right)^2 - 1\right]. \tag{5}$$

Более точные вычисления, проведенные по формуле (1) на ЭВМ „Раздан-3“, приводятся ниже.

На рис. 1 приведены угловые распределения интенсивности переходного излучения в пластине вещества с $n=\sqrt{\varepsilon}=1,5$, для некоторых значений $\gamma = E/mc^2$. Из рисунка следует, что если создать экспериментальную установку, способную регистрировать фотоны, испущенные в интервале углов от 0 до некоторого значения θ, то эффективность регистрации частиц такой установкой должна зависеть от энергии частицы. То же самое следует из рис. 2, где приведены результаты интегрирования (1) от 0 до различных значений угла θ. Из этого же рисунка видно, что интенсивность переходного излучения действительно в случае $\theta \ll mc^2/E$ зависит от энергии как $\sim E^4$ в согласии с формулой (4), а при $\theta \gg mc^2/E$ переходит в логарифмическую зависимость

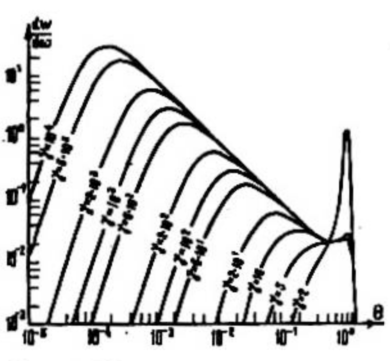


Рис. 1. Угловое распределение переходного излучения при различных $\gamma=E/mc^2$.

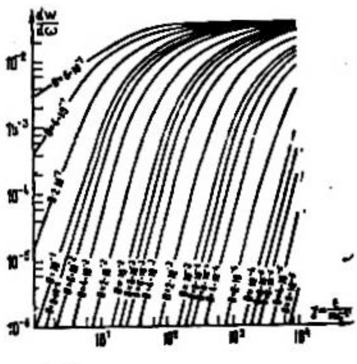


Рис. 2. Зависимость интенсивности переходного излучения от энергии частицы при различных интервалах углов $0 \div \theta$.

от энергии частицы, как это следует из (5).

Аналогичная картина имеет место в случае излучения назад, с той лишь разницей, что интенсивность излучения в $\left(\frac{\sqrt{\varepsilon}+1}{\sqrt{\varepsilon}-1}\right)^2$ раз меньше, чем интенсивность излучения вперед.

Основной трудностью при обнаружении и использовании переходного излучения для измерения энергии частиц, как видно из рис. 2, является слабая интенсивность излучения. Тем не менее, излучение, образованное в одной пластине вещества, может быть использовано для измерения энергии пучка частиц. Для измерения энергии одиночных частиц с большой эффективностью нужно увеличить число пластин, через которые проходит частица.

Экспериментальная проверка вышеуказанной энергетической зависимости переходного излучения и ее использование для детектирования частиц высоких энергий могут быть осуществлены при помощи установки, схематически показанной на рис. 3. Переходное излучение, образованное при прохождении частицы через прозрачные пластины вещества П, отклоняется зеркалом З. Линза Л фокусирует фотоны, испущенные в различных пластинах под данным углом θ в кольцо с радиусом $R = f\,\mathrm{tg}\,\theta$ (f—фокусное расстояние линзы) независимо от расстояния между траекторией частицы и осью прибора, аналогично линзам, используемым в газовых черенковских счетчиках. Диафрагма D, расположенная в фокальной плоскости линзы, позволяет регистрировать с помощью фотоумножителя фотоны, испущенные в интервале углов от 0 до данного θ. На энергетическое разрешение такого прибора влияют те же факторы, что и в случае газовых черенковских счетчиков (см. напр., [5]).

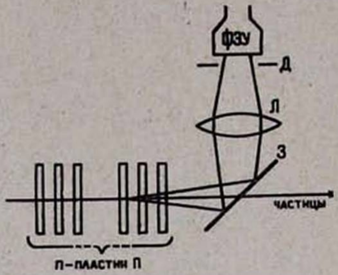


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

Основным фоновым процессом является черенковское излучение в пластинах вещества и в воздухе между ними. Последнего можно избежать, поместив пластины в вакуум. Излучение же в пластинах не регистрируется, так как угол черенковского излучения велик. Кроме того, черенковское излучение не может выйти из пластин, т. к. будет претерпевать в них полное внутреннее отражение.

Предлагаемый в настоящей работе прибор позволит измерить энергии частиц в интервале $\gamma \sim 10 \div 1000$, что соответствует импульсному интервалу $5 \div 500$ *Мэв/с*, $1{,}3 \div 130$ *Гэв/с*, $5{,}0 \div 500$ *Гэв/с* и $10 \div 1000$ *Гэв/с* для электронов, пионов, каонов и протонов соответственно.

Авторы выражают благодарность член-корр. АН СССР А. И. Алиханяну и член-корр. АН Арм.ССР Г. М. Гарибяну за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ЖЭТФ, 16, 15 (1945).
2. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
3. *А. И. Алиханян*, „Вопросы физики элементарных частиц", т. 5, стр. 651, Ереван, 1966.
4. *I. Oostens, S. Prunser, C. L. Wang, L. C. L. Yuan*, Phys. Rev. Lett., 19, 541 (1967).
5. „Принципы и методы регистрации элементарных частиц" под редакц. Люк К. Л. Юан и Ву Цзянь-Сюн. ИЛ, М., 1963.

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՉԱՓՄԱՆ ՄԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ՝ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է բարձր էներգիաների մասնիկների անցումային ճառագայթման ինտենսիվության անկյունային բաշխումը հաճախությունների օպտիկական տիրույթում, և ցույց է տրված, որ այն կարելի է օգտագործել մասնիկների էներգիայի չափման համար։

ON A POSSIBILITY OF MEASURING THE ENERGY OF RELATIVISTIC PARTICLES BY MEANS OF TRANSITION RADIATION

K. A. ISPIRIAN and A. G. OGANESIAN

The angular distribution of the intensity of transition radiation of relativistic particles in the region of the optical frequencies is considered. It is shown that the sharp dependence of the intensity of radiation emitted into a certain angular interval may be used for measuring the energy of the high energy particles.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 294—297 (1953

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ АТОМНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В ТРОЙНЫХ СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗО—КРЕМНИЙ—АЛЮМИНИЙ

С. В. АРУТЮНЯН

В [1] было показано, что в тройных твердых растворах Fe — Si — — Al, богатых Fe, существует непрерывная область изоморфных сверхструктур $Fe_3(Al, Si)$, простирающаяся в треугольнике концентраций между двойными сверхструктурами Fe_3Al и Fe_3Si. При исследовании зависимости периода решетки тройных твердых растворов $Fe_3(Al, Si)$ оказалось, что зависимость периода решетки от состава сплавов в разрезе $Fe_3Al — Fe_3Si$ обнаруживает слабо выраженное отклонение от линейного хода. Это отклонение, превышающее ошибку опыта, имеющее наибольшее значение при составе 12,5 ат% Al, 12,5 ат% Si, 75 ат% Fe, может рассматриваться как эффект, связанный с образованием трехкомпонентной сверхструктуры Fe_6AlSi с упорядоченным распределением атомов всех трех сортов.

В настоящей работе на сплавах, применявшихся в качестве объектов исследования в [1], измерялись средние размеры антифазных доменов и относительная интегральная интенсивность по линиям (111) и (002) сверхструктуры. Рентгенограммы были получены в дебаевской камере РКУ-114 с рабочим диаметром 114 *мм* на излучениях Fe и Co. На рис. 1 показана рентгенограмма сплава $Fe_3(Al, Si)$ с содержанием 18 ат% Al и 7 ат% Si, остальное Fe, на которой видны линии (111) и (200) сверхструктуры, достаточно интенсивные для количественных измерений. В качестве эталона была принята линия K_β (022), интенсивность которой сопоставима с интенсивностями указанных линий сверхструктуры. Физическое уширение линий сверхструктуры определялось по методу, описанному в [2]. В таблице приведены химический состав исследованных сплавов, значения средних размеров антифазных доменов ε, найденные по физическому уширению линий сверхструктуры и вычисленные по формуле Семякова-Шеррера

$$\varepsilon = \frac{cD\lambda}{\beta \cdot \cos\vartheta}$$

(c — постоянная, принятая равной единице, D — диаметр камеры, λ — длина волны, ϑ — брэгговский угол, β — физическое уширение линий), и значения относительной интегральной интенсивности, найденные как

$$J_{s(111)} = J_{(111)cc}/J_{(220)\beta} \quad \text{и} \quad J_{s(200)} = J_{(200)cc}/J_{(220)\beta},$$

где $J_{s(111)}$ и $J_{s(200)}$ относительные интегральные интенсивности для линий (111) и (200), $J_{(111)cc}$ и $J_{(200)cc}$ — интегральные интенсивности сверхструктурных линий (111) и (200), $J_{(220)\beta}$ — интегральная интенсивность основной линии (220).

На рис. 2а и б показаны зависимости средних размеров антифазных доменов, найденных соответственно по линиям (111) и (200), от

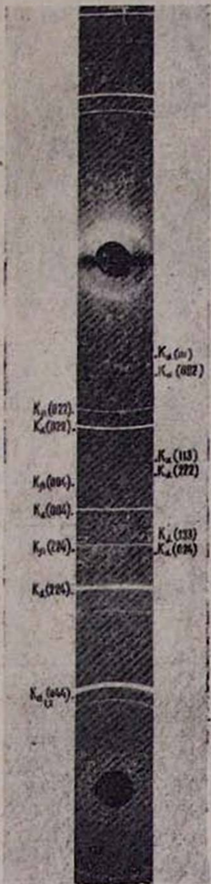


Рис. 1.

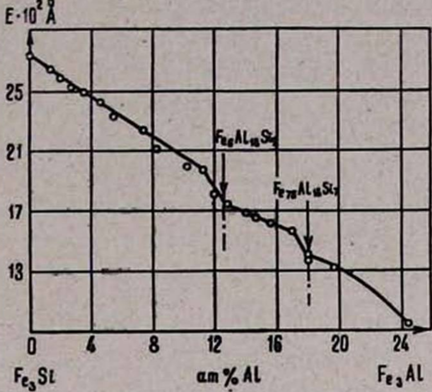


Рис. 2а.

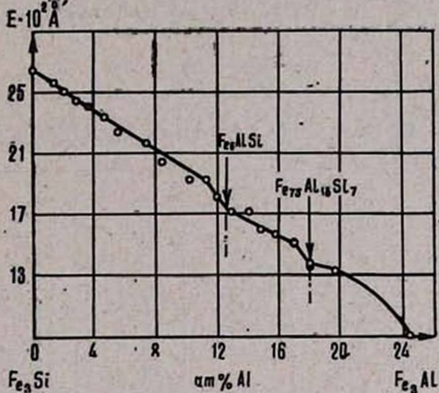


Рис. 2б.

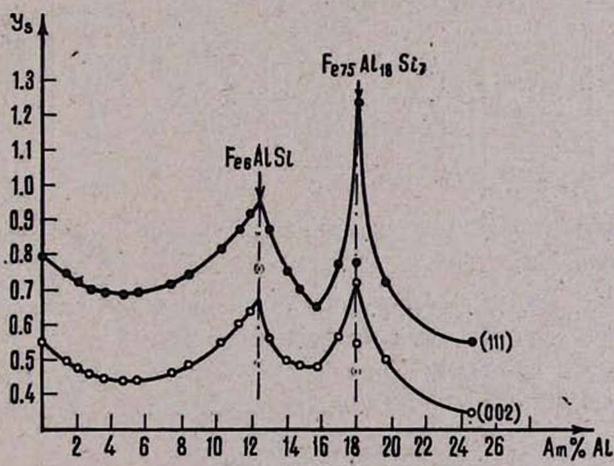


Рис. 3.

состава сплавов, на рис. 3 показана зависимость относительной интенсивности этих линий сверхструктуры от состава тройных сплавов.

Из таблицы и рис. 2а и б видно, что увеличение содержания Si в сплаве сопровождается увеличением средних размеров антифазных доменов упорядоченного тройного твердого раствора, что может быть связано с увеличением скорости упорядочения благодаря малым размерам атомов Si и возникновением дополнительной составляющей сил междуатомной связи, кроме металлической связи. Кроме того, в ходе зависимости наблюдаются аномалии при составах

$$Fe_6\,Al\,Si \text{ и } Fe_{75}\,Al_{18}\,Si_7 .$$

На рис. 3 показана зависимость относительной интегральной интенсивности сверхструктурных линий (111) и (200) от состава сплава,

Таблица 1

Относительная интегральная интенсивности сверхструктурных линий Js и средние размеры антифазных доменов ϵ сплавов Fe_3 (Al, Si)

№№ пп	Химический состав				ϵ (111), Å	ϵ (002), Å	Js (111)	Js (002)
	вес % Si	вес % Al	ам. % Si	ам. % Al				
1	—	13,8	—	24,5	950	920	0,552	0,350
2	2,85	10,8	4,95	19,65	1325	1330	0,728	0,500
3	3,45	10,0	6,0	18,1	1390	1370	0,775	0,542
4	4,05	10,0	7,06	18,1	1418	1378	0,230	0,720
5	4,55	9,4	7,9	17,05	1560	1515	0,774	0,560
6	4,85	8,6	8,5	15,65	1612	1558	0,650	0,480
7	5,7	8,15	9,9	14,75	1655	1600	0,700	0,285
8	6,3	7,75	11	14	1685	1728	0,750	0,500
9	6,55	7,15	11,42	12,95	1755	1735	0,870	0,560
10	7,1	6,55	12,35	11,9	1815	1805	0,920	0,635
11	8,1	6,2	14,05	11,25	1977	1916	0,875	0,600
12	8,1	5,6	14,15	10,2	1984	1922	0,815	0,550
13	9,8	4,6	17,0	8,34	2105	2035	0,740	0,485
14	10,0	4,1	17,4	7,42	2245	2170	0,720	0,465
15	11,0	3,0	19,2	5,42	2324	2245	0,690	0,440
16	11,3	2,6	19,7	4,72	2430	2350	0,690	0,440
17	11195	2,0	20,8	3,62	2505	2420	0,690	0,450
18	12,55	1,5	22,83	2,75	2535	2450	0,700	0,463
19	13,0	1,1	22,62	2,0	2590	2505	0,725	0,480
20	13,45	0,8	23,5	1,45	2655	2565	0,750	0,495
21	14,2	—	24,7	—	2750	2660	0,800	0,560

которая обнаруживает у всех тройных сплавов более высокие значения интенсивности, чем у двойного сплава Fe_3Al. При составах $Fe_6\,Al\,Si$ и $Fe_{75}\,Al_{18}\,Si_7$ обнаруживаются резко выраженные максимумы относительной интегральной интенсивности.

Описанные аномалии (рис. 2 и 3) могуть быть вызваны возникновением тройных сверхструктур при указанных составах.

Выводы

1. Рентгенографически найдены средние размеры антифазных доменов и относительные интегральные интенсивности линий сверхструктуры в сплавах Fe_3 (Al, Si).

2. С увеличением содержания Si возрастают размеры доменов упорядоченных сплавов Fe_3 (Al, Si).

3. В ходе зависимостей величины относительной интегральной интенсивности линий сверхструктуры и средних размеров антифазных доменов от состава сплавов обнаружены аномалии, указывающие на возможность существования тройных структур при составах.

Институт прецизионных сплавов
ЦНИИчермет им. И. П. Бардина

Поступила 30.X.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. В. Арутюнян, Я. П. Селисский*, Известия АН АрмССР, Физика 3 (1968)
2. *F. W. Jones*, Proc. Roy. Soc. 166, 924 (1938).

Ս. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

ԵՐԿԱԹ-ԱԼՅՈՒՄԻՆԻՈՒՄ-ՍԻԼԻՑԻՈՒՄ ԵՌԱԿԻ ՀԱՄԱՁՈՒԼՎԱԾՔՈՒՄ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԿԱՐԳԱՎՈՐՄԱՆ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԸ

Ռենտգենյան մեթոդով չափվել և հետազոտվել է Fe_3(Al,Si) *եռակի պինդ լուծույթի հակաֆազային տիրույթների և հարաբերական ինտեգրալային ինտենսիվության մեծությունները ըստ (111) և (002) գերկառուցվածքային գծերի. Հայտնաբերված են երևույթներ, համաձայն նաև* [1] *աշխատանքի, որ* Fe_3(Al,Si) *եռակի պինդ լուծույթի ստեխիոմետրիկական բաղադրիչում առաջանում է* Fe_6(Al,Si) *և* $Fe_{75}Al_{18}Si_7$ *երեք բաղադրիչային գերկառուցվածքը բոլոր երեք բաղադրիչների ատոմների կարգավորված բաշխվածությամբ։*

SOME PECULIARITIES OF ATOMIC ARRANGEMENT IN TRIPLE ALLOYS OF IRON—ALUMINIUM—SILICON

S. V. HAROOTUNIAN

By X-ray method it has been measured and studied the mean sizes of antiphase domains and the magnitudes of the relative integral intensity according to (111) and (002) superstructure lines for the components of triple solid solvent Fe_3 (Al, Si). According to paper [1] it has been revealed effects that in the stoichiometric component of the triple solid solvent Fe_3 (Al, Si) it is formed 3-component superstructure Fe_6 AlSi, $Fe_{75}Al_{18}$ Si_7 with an arranged distribution of atoms of all three components.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ