SU8309838

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-610(97)-82

С.М.ДАРБИНЯН, К.М.ОГАНЕСЯН

АСИММЕТРИЯ ФОТОНОВ В КОГЕРЕНТНОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ЕРЕВАН

ЕФИ-610(97)-82

S.M.DARBINIAN, K.M.OGANESIAN

PHOTON ASYMMETRY IN COHERENT BREMSSTRAHLUNG OF POLARIZED ELECTRONS

The bremsstrahlung cross section of high energy polarized electrons in crystals is calculated taking account of the primary electron spin dependent Born corrections of the order It is shown that in crystals the dependence of the cross section on the particle spin results in the asymmetry not only in the photon angular distribution but also in the total cross section integrated over the angles of the final particles that is connected with the discrete nature of momentum transfers. The calculations are carried out for electrons with arbitrary polarization taking account of the thermal vibration of the lattice atoms.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1982

ЕФИ-610(97)-82

УДК 539.122:537.531.9

С.М.ДАРБИНЯН, К.М.ОГАНЕСЯН

АСИММЕТРИЯ ФОТОНОВ В КОГЕРЕНТНОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Вычислено сечение тормозного излучения поляризованных электронов высоких энергий в кристаллах с учетом борновских поправок порядка $Z\alpha$, зависящих от спина начального электрона. Показано, что в кристалле зависимость сечения от спина частицы приводит к асимметрии не только в угловом распределении фотонов, но и в полном сечении, проинтегрированном по углам вылета частиц, что связано с дискретностью переданных импульсов. Вычисления проведены для произвольно поляризованных электронов с учетом тепловых колебаний атомов решетки.

Ереванский физический институт

Ереван 1982

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-610(97)-82

С.М.ДАРБИНЯН, К.М.ОГАНЕСЯН

АСИММЕТРИЯ ФОТОНОВ В КОГЕРЕНТНОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Ереван 1982

Асимметрия в образовании фотонов в тормозном излучении поперечно-поляризованных электронов впервые была рассмотрена в работах [1,2], в которых был вычислен коэффициент асимметрии в угловом распределении тормозных фотонов в кулоновском поле ядра в случае электронов низких энергий ($\varepsilon_1 \sim mc^2$).

В работе [3] рассматривалась асимметрия в когерентном тормозном излучении поляризованных электронов и была указана возможность её применения для анализа поляризационных характеристик пучков электронов высоких энергий. Было отмечено, что использование монокристалла приводит к заметному увеличению величины коэффициента асимметрии вследствие когерентных эффектов и, кроме того, коэффициент асимметрии отличен от нуля не только в угловом распределении фотонов, но и в полном сечении, проинтегрированном по углам вылета фотона. Однако, в работе вычисления проведены без учета тепловых колебаний атомов решетки и некорректно выполнено суммирование в кристаллическом множителе, что повлияло на результаты работы.

В данной работе рассмотрена асимметрия фотонов в когерентном тормозном излучении поляризованных электронов высоких энергий с учетом тепловых колебаний атомов решетки, что является существенным при оценке когерентных эффектов, и проведено точное суммирование в кристаллическом множителе в спин-зависящей части сечения, обусловленной борновскими поправками. В дальнейшем изложении мы не будем останавливаться на вычислении матричных элементов соответствующих диаграмм при высоких энергиях, так как они подробно проведены в работе [3] .

Известно [4,5] , что после суммирования по спину конечного электрона и по поляризации фотона зависящая от спина $\vec{\zeta}_1$ начального электрона часть входит в сечение в виде $(\vec{\zeta}_1[\vec{J}\,\vec{J}^*])$, где вектор $\vec{J}$ пропорционален амплитуде процесса. Во втором борновском приближении (формула Бете-Гайтлера) вектор $\vec{J}$ -вещественная величина и сечение процесса не зависит от спина $\vec{\zeta}_1$. Эта зависимость появляется в следующем, третьем приближении.

Проведя вычисления аналогично работе [3] , с точностью до интерференционных членов матричных элементов диаграмм второго и третьего порядка, напишем сечение тормозного излучения поляризованного электрона в поле потенциала кристалла в таком виде:

$$d\sigma_\gamma(\vec{p}_1,\vec{\zeta}_1,\omega) = d\sigma_\gamma^{D}(\vec{p}_1,\omega) + d\sigma_\gamma^{Б}(\vec{p}_1,\vec{\zeta}_1,\omega) \,, \qquad (I)$$

где $d\sigma_\gamma^{D}$ -сечение во втором борновском приближении (формула Тер-Микаеляна-Диамбрини [6,7,8]):

$$d\sigma_\gamma^{D}(\vec{p}_1,\omega) = N\sigma_0 \frac{dx}{x}\left\{\left[1+(1-x)^2\right](\psi_1^a+\psi_1^i) - \frac{2}{3}(1-x)(\psi_2^a+\psi_2^i)\right\} , \qquad (2)$$

а второй член представляет собой поправку к второму борновскому приближению (интерференция второго и третьего приближений)

$$d\sigma_\gamma^{Б}(\vec{p}_1,\vec{\zeta}_1,\omega) = 2\sigma_0 \frac{Z\alpha}{\pi^3}\, d\omega \left(\varepsilon_2 \zeta_{1i} + \varepsilon_1 (\vec{\tau}\,\vec{\zeta}_1)\tau_i\right)\epsilon_{ijk} \cdot$$

$$\cdot \int d\Omega_\gamma \int d\vec{p}_2\, \delta(\varepsilon_1-\varepsilon_2-\omega) \int d\vec{s}\, F(\vec{q},\vec{s},\beta)\, \mathrm{Re}\left(B(\vec{q})A^*(\vec{s})\right) T_{jk} \cdot \qquad (3)$$

В этих формулах N -полное число атомов кристалла, $\sigma_0 = Z^2 z_e^2/137$, $\psi^a_{1,2}$ и $\psi^i_{1,2}$ -известные функции [6], $\varepsilon_1, \vec{p}_1$; $\varepsilon_2, \vec{p}_2$; $\omega, \vec{k}$ - энергии и импульсы электронов и фотона, $x = \omega/\varepsilon_1$, $\vec{t} = \vec{p}_1/p_1$, $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{k}$ - переданный импульс, $\vec{\zeta}_1$ -единичный вектор спина электрона, ϵ_{ijk}-антисимметричный единичный тензор (ось z направлена вдоль $\vec{p}_1$, $\hbar = c = 1$). Для сокращения записи в (3) введены следующие обозначения:

$$F(\vec{q},\vec{s},\beta) = 1/(q^2+\beta^2)(s^2+\beta^2)((\vec{q}-\vec{s})^2+\beta^2), \tag{4}$$

$$\mathrm{Re}(B(\vec{q})A^*(\vec{s})) = \mathrm{Re}\overline{\sum_{i,j,\ell=1}^{N} \exp[i\vec{q}(\vec{z}_\ell-\vec{z}_i)+i\vec{s}(\vec{z}_j-\vec{z}_\ell)]}, \tag{5}$$

а $T_{jk} = \frac{1}{2}(J_j J_{2k} - J_k J_{2j})$ - антисимметричный тензор, составленный из векторов $\vec{J}$ и $\vec{J}_2$:

$$\vec{J} = \xi\vec{u} - \eta\vec{v} - (\xi-\eta)\vec{n}, \tag{6}$$

$$\vec{J}_2 = \left(\eta(\vec{v}-\vec{n}) - \frac{m^2\omega}{\varepsilon_1}\frac{\vec{u}-\vec{n}-\vec{s}_\perp/m}{(\vec{p}_2+\vec{q}-\vec{s})^2-p_2^2}\right)\delta(|\vec{p}_1-\vec{s}|-p_1) -$$

$$-\left(\xi(\vec{u}-\vec{n}) + \frac{m^2\omega}{\varepsilon_2}\frac{\vec{v}-\vec{n}+\vec{s}_\perp/m}{(\vec{p}_1-\vec{q}+\vec{s})^2-p_1^2}\right)\delta(|\vec{p}_2+\vec{s}|-p_2). \tag{7}$$

В (5) суммирование проводится по координатам атомов кристалла $\vec{z}_{i,j,\ell}$, а черта означает усреднение по тепловым смещениям атомов от равновесных положений. Остальные обозначения следующие:

$$m\vec{u} = \vec{p}_1 - (\vec{p}_1\vec{n})\vec{n}, \quad m\vec{v} = \vec{p}_2 - (\vec{p}_2\vec{n})\vec{n}, \quad \vec{n} = \vec{k}/\omega,$$

$$\xi = 1/(1+u^2), \quad \eta = 1/(1+v^2), \quad \vec{s}_\perp = \vec{s} - (\vec{s}\vec{n})\vec{n}.$$

Проведем теперь усреднение по тепловым смещениям. Процедура такого усреднения подробно изложена в [6]. Исходя из тех же предположений, которые приняты в [6], и опуская длинные вычисления, после усреднения получим следующее выражение:

$$\mathrm{Re}(B(\vec{q})H^*(\vec{s})) = N\left(1 - e^{-Hq^2} - e^{-Hs^2} - e^{-H(\vec{q}-\vec{s})^2} + 2e^{-H(q^2+s^2-\vec{q}\vec{s})}\right) +$$
$$+ e^{-Hq^2}\left(1 - e^{-H(s^2-\vec{q}\vec{s})}\right)\left|\sum_{i=1}^{N} e^{i\vec{q}\vec{r}_{i0}}\right|^2 +$$
$$+ e^{-Hs^2}\left(1 - e^{-H(q^2-\vec{q}\vec{s})}\right)\left|\sum_{i=1}^{N} e^{i\vec{s}\vec{r}_{i0}}\right|^2 +$$
$$+ e^{-H(\vec{q}-\vec{s})^2}\left(1 - e^{-H\vec{q}\vec{s}}\right)\left|\sum_{i=1}^{N} e^{i(\vec{q}-\vec{s})\vec{r}_{i0}}\right|^2 +$$
$$+ e^{-H(q^2+s^2-\vec{q}\vec{s})}\,\mathrm{Re}\sum_{i,j,l=1}^{N} e^{i\vec{q}(\vec{r}_{l0}-\vec{r}_{i0}) + i\vec{s}(\vec{r}_{j0}-\vec{r}_{l0})}, \qquad (8)$$

где $H = \overline{u^2}$ – среднеквадратичное тепловое смещение атомов от равновесных положений $\vec{r}_{i,j,l\,0}$. В качестве проверки результата (8) отметим, что в случаях $q = 0$, $s = 0$ и $\vec{q} = \vec{s}$ формула (5) преобразуется в обычный кристаллический множитель $N\left|\sum_{i=1}^{N} e^{i\vec{q}\vec{r}_i}\right|^2$, при этом правая часть формулы (8) переходит в известное выражение [6].

В формуле (8) первый член дает вклад в аморфную часть сечения, следующие три члена содержат обычные интерференционные множители [6], которые после проведения суммирования по равновесным координатам атомов приводят к δ-функциям $\delta(\vec{q}-\vec{g})$, $\delta(\vec{s}-\vec{g})$, $\delta(\vec{q}-\vec{s}-\vec{g})$, соответственно, так как

$$\left|\sum_{i=1}^{N} e^{i\vec{q}\vec{r}_{i0}}\right|^2 = N_0 \frac{(2\pi)^3}{V_0} \sum_{\vec{g}} S(\vec{g})\,\delta(\vec{q}-\vec{g}), \qquad (9)$$

где N_0 –число элементарных ячеек в кристалле, V_0 –объем элементарной ячейки, $\vec{g}$ –вектор обратной решетки, $S(\vec{g})$ –структурный фактор узла обратной решетки с вектором $\vec{g}$. Последний член в (8) содержит тройную сумму и по своей структуре отличается от обычного интерференционного множителя. Тройную сумму в этом члене, очевидно, нельзя представить в виде произведения двух обычных интерференционных множителей, как это было принято в [3]. Для вычисления этой суммы необходимо провести прямое суммирование по равновесным координатам атомов решетки, как это делается в случае обычного интерференционного множителя [6]. Опуская детали вычислений, результат представим в виде:

$$\mathrm{Re}\sum_{i,j,l=1}^{N} \exp\left[i\vec{q}(\vec{r}_{i0}-\vec{r}_{l0})+i\vec{s}(\vec{r}_{j0}-\vec{r}_{l0})\right] = N_0\left(\frac{(2\pi)^3}{V_c}\right)^2 \sum_{\vec{g},\vec{g}'} S(\vec{g},\vec{g}')\,\delta(\vec{q}-\vec{g})\,\delta(\vec{s}-\vec{g}'), \qquad (10)$$

где суммирование проводится по векторам обратной решетки $\vec{g}$ и $\vec{g}'$, а величины $S(\vec{g},\vec{g}')$ имеют смысл структурных факторов в данном случае:

$$S(\vec{g},\vec{g}') = \mathrm{Re}\sum_{k=1}^{n_0} e^{i\vec{g}\vec{\rho}_k}\sum_{m=1}^{n_0} e^{i\vec{g}'\vec{\rho}_m}\sum_{n=1}^{n_0} e^{-i(\vec{g}+\vec{g}')\vec{\rho}_n} .$$

В этом выражении n_0 -число атомов выбранной элементарной ячейки, $\vec{\rho}$ -радиусы-векторы этих атомов, отсчитанных от вершины ячейки. Для решетки типа алмаза величина $S(\vec{g},\vec{g}')$ равна:

$$\begin{aligned} S_c(\vec{g},\vec{g}') = 2\,&\left[1+\cos\pi(n_1+n_2)+\cos\pi(n_1+n_3)+\cos\pi(n_2+n_3)\right]\cdot\\ &\cdot\left[1+\cos\pi(m_1+m_2)+\cos\pi(m_1+m_3)+\cos\pi(m_2+m_3)\right]\cdot\\ &\cdot\left[1+\cos\pi(n_1-m_1+n_2-m_2)+\cos\pi(n_1-m_1+n_3-m_3)+\cos\pi(n_2-m_2+n_3-m_3)\right]\cdot\\ &\cdot\left[1+\cos\frac{\pi}{2}(n_1+n_2+n_3)+\cos\frac{\pi}{2}(m_1+m_2+m_3)+\cos\frac{\pi}{2}(n_1-m_1+n_2-m_2+n_3-m_3)\right], \end{aligned} \qquad (12)$$

где целые числа n_1, n_2, n_3 и m_1, m_2, m_3 -индексы Миллера узлов обратной решетки. Из (12) следует, что отличные от нуля значения фактора $S_c(\vec{g},\vec{g}')$ равны 256 или 512 для различных комбинаций четных и нечетных значений индексов Миллера.

При подстановке (8) в (3) первый член формулы (8) не дае вклада, в соответствии с тем, что в аморфных средах асимметрия отсутствует, если по направлениям вылета конечных частиц проведено интегрирование. Этот результат находится в полном согласии с точной теорией тормозного излучения в кулоновском поле [5,9,10]. Вклад остальных членов формулы (8) в сечение (3) выделим в виде отдельных слагаемых:

$$d\sigma_\gamma^{\delta}(\vec p_1,\vec\zeta_1,\omega)=2\sigma_0\frac{Z\alpha}{\pi^3}N_0\frac{(2\pi)^3}{V_0}a\omega\Big(\varepsilon_i\zeta_{1i}+$$

$$+\varepsilon_1(\vec\tau\vec\zeta_1)\tau_i\Big)\epsilon_{ijk}\Big\{\sum_{\vec g}S(\vec g)\,e^{-Ag^2}\Big(\sum_{l=1}^{3}L^{(l)}_{jk}(\vec g)\Big)+$$

$$+\frac{(2\pi)^3}{V_0}\sum_{\vec g,\vec g'}S(\vec g,\vec g')\,e^{-A(g^2+g'^2-\vec g\vec g')}F(\vec g,\vec g',\beta)\,L^{(4)}_{jk}(\vec g)\Big\},\qquad(13)$$

где через L_{jk} обозначены следующие интегралы:

$$L^{(1)}_{jk}(\vec g)=\int d\Omega_\gamma\int d\vec p_2\,\delta(\varepsilon_1-\varepsilon_2-\omega)\int d\vec s\,F(\vec g,\vec s,\beta)\Big(1-e^{-A(s^2-\vec s\vec g)}\Big)\delta(\vec q-\vec g)\,T_{jk},$$

$$L^{(2)}_{jk}(\vec g)=\int d\Omega_\gamma\int d\vec p_2\,\delta(\varepsilon_1-\varepsilon_2-\omega)\,F(\vec q,\vec g,\beta)\Big(1-e^{-A(q^2-\vec q\vec g)}\Big)T_{jk},$$

$$L^{(3)}_{jk}(\vec g)=\int d\Omega_\gamma\int d\vec p_2\,\delta(\varepsilon_1-\varepsilon_2-\omega)\,F(\vec q,\vec q-\vec g,\beta)\Big(1-e^{-A(q^2-\vec q\vec g)}\Big)T_{jk},\qquad(14)$$

$$L^{(4)}_{jk}(\vec g)=\int d\Omega_\gamma\int d\vec p_2\,\delta(\varepsilon_1-\varepsilon_2-\omega)\,\delta(\vec q-\vec g)\,T_{jk}.$$

Так как после интегрирования в (14) получаются антисимметричные тензоры, то результаты первых трех интегралов представим в виде (имеются два вектора $\vec\tau$ и $\vec g_\perp$, из которых составляется антисимметричный тензор):

$$L^{(l)}_{jk}(\vec g)=C_l\,\frac{1}{2}(\tau_j g_{\perp k}-\tau_k g_{\perp j}).\qquad(15)$$

Аналогично для $L^{(4)}_{jk}$ напишем (имеются три вектора $\vec{\tau}$, $\vec{g}_\perp$, $\vec{g}'_\perp$)·

$$L^{(4)}_{jk}(\vec{g}) = B_1\frac{1}{2}(\tau_j g_{\perp k} - \tau_k g_{\perp j}) + B_2\frac{1}{2}(\tau_j g'_{\perp k} - \tau_k g'_{\perp j}) + B_3\frac{1}{2}(g_{\perp j} g'_{\perp k} - g_{\perp k} g'_{\perp j}) \,. \quad (16)$$

Формулы (13)-(16) полностью решают задачу о вычислении асимметрии в тормозном излучении в кристаллах для электронов с произвольной поляризацией. Как видно из (15) и (16), первые три интеграла дают вклад в асимметрию только в случае поперечной поляризации, последний же интеграл дает вклад в обоих случаях, причем асимметрия в случае продольно-поляризованных электронов обусловлена только последним членом в (16).

Для определения коэффициентов C и B необходимо свернуть (15) и (16) с учетом выражений тензоров L_{jk} из (14) на соответствующие тензорные комбинации и провести интегрирования. Чтобы не осложнять изложение, мы не приводим здесь довольно длинные вычисления по нахождению соответствующих интегралов. Эти интегрирования проводятся методами, разработанными в теории когерентного тормозного излучения [6,7,8]. Случай продольно-поляризованных электронов не так затруднителен, так как в этом случае необходимо найти только коэффициент B_3. Опуская детали вычислений, в том же приближении, в котором были получены результаты в [3], получим следующее выражение для сечения когерентного тормозного излучения продольно-поляризованных электронов:

$$d\sigma_\gamma(\vec{p}_1, \vec{\zeta}_1^{(\shortparallel)}, \omega) = d\sigma_\gamma^{D}(\vec{p}_1, \omega) + N\sigma_0\, dx\, \frac{Z\alpha}{2\pi}(2-x)(\vec{\tau}\vec{\zeta}_1)\psi_3 \,, \quad (17)$$

а для коэффициента асимметрии получим:

$$P = \frac{Z\alpha}{2\pi}\,\frac{x(2-x)\psi_3}{[1+(1-x)^2](\psi_1^a+\psi_1^i) - (2/3)(1-x)(\psi_2^a+\psi_2^i)} \,, \quad (18)$$

где через Ψ_3 обозначено выражение:

$$\Psi_3 = 4\frac{N_0}{N}\left(\frac{4\pi^2}{V_0}\right)^2 \sum_{\vec{g},\vec{g}'} S(\vec{g},\vec{g}')(\vec{\zeta}[\vec{g}_\perp \vec{g}'_\perp]) \frac{\exp[-A(g^2+g'^2-\vec{g}\vec{g}')]}{(g^2+\beta^2)(g'^2+\beta^2)((\vec{g}-\vec{g}')^2+\beta^2)} \cdot$$

$$\cdot \frac{m^2}{g_\parallel^2(g_\parallel - g'_\parallel)} \frac{g_\parallel'^2 / g_\perp'^2 - 2g_\parallel \delta / m^2}{\sqrt{4\delta(g_\parallel-\delta)g_\perp'^2/m^2 - g_\parallel'^2}} . \qquad (19)$$

В (I9) $g_\parallel \geq \delta = m^2\omega/2\varepsilon_1\varepsilon_2$, а суммирование по $\vec{g}'$ проводится по узлам обратной решетки, для которых подкоренное выражение положительно.

Как видно из (I7) и (I8), поправка к сечению и коэффициент асимметрии имеют порядок $Z\alpha$, в соответствии с результатами работ [I,2], в которых было показано, что асимметрия в тормозном излучении и в моттовском рассеянии имеют один и тот же порядок. Такой же порядок имеет поправка к сечению когерентного тормозного излучения неполяризованных электронов, полученная в работе [II].

Из выражения (I8) следует, что асимметрия в когерентном тормозном излучении обусловлена дискретностью переданных импульсов кристаллической среде. Величина асимметрии в случае продольно-поляризованных электронов пропорциональна $[\vec{g}_\perp \vec{g}'_\perp]$ и зануляется в случае аморфных сред в соответствии с теорией тормозного излучения в кулоновском поле [I,2]. Величина асимметрии растет с энергией фотона и обращается в ноль для мягких фотонов. Детальная зависимость асимметрии от энергии фотона и от ориентации кристалла в обоих случаях продольной и поперечной поляризации будут рассмотрены в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

I. Johnson W.R. and Rozics J.D. Bremsstrahlung from Polarized Electrons.-Phys.Rev.,1962,vol.128, N.1, p.192-197.

2. Sobolak E.S. and Stehle P. Photon Asymmetry in the Bremsstrahlung of Transversely Polarized Electrons.-Phys.Rev., 1963, vol.129, N.1, p.403-412.

3. Потылицын А.П. Асимметрия когерентного тормозного излучения поляризованных электронов. - Ядерная физика, I978, т. 28, вып. 3(9), с. 74I-748.

4. Olsen H. and Maximon L.C. Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening.- Phys.Rev., 1959, vol.114, N.3, p.887-904.

5. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С. Излучение релятивистских электронов . - М.: Атомиздат, I973. - 374 с.

6. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.-Ереван, Изд.АН Арм.ССР,I969. с.457

7. Uberall H. High-Energy Interference Effects of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals.-Phys.Rev.,1956,vol.103, N.4, p.1055-1067.

8. Diambrini-Palazzi G. High-Energy Bremsstrahlung and Electron Pair Production in Thin Crystals.- Rev Mod.Phys.,1968, vol.40,N.3, p.611-631.

9. Bethe H.A. and Maximon L.C. Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. I. Differential Cross Section.- Phys.Rev., 1954, vol.93, N.4, p.768-784.

10. Olsen H., Maximon L.C. and Wergeland H. Theory of High Energy Bremsstrahlung and Pair Production in a Screened Field.-Phys.Rev., 1957, vol.106, N.1, p.27-46.

11. Ахиезер А.И., Фомин П.И., Шульга Н.Ф. Когерентное тормозное излучение электронов и позитронов ультравысокой энергии в кристаллах. - Письма в ЖЭТФ, 1971, т.13, вып. 12, с. 713-715.

Рукопись поступила 17 ноября 1982 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 611 ВФ-04050 Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 30/12-82 1 уч.изд.л.Ц. 15 к.

Издано Отделом научно-технической информации Ереванского физического института, Ереван-36, Маркаряна 2

индекс 3624