ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խմբագրի անղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սանակյան, Ռ. Ա. Սարդարյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան։

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

О РЕАКЦИИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПАРЫ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1/2

B. A. XOBE

На основе соображений инвариантности относительно вращений и отражений, СР инвариантности, сохранения спиральности ультрарелятивистских электронов проводится исследование реакции аннигиляции поляризованной пары частиц со спином 1/2.

Рассматриваются поляризационные эффекты в реакциях образования пар тождественных мезонов в электрон-позитронных столкновениях.

NR - 1251

1. В связи с созданием и успешным применением поляризованной протонной мишени [1-2] становятся возможными эксперименты с поляризованными протонами и антипротонами. Исследование рождения пар лептонов при аннигиляции поляризованной протон-антипротонной пары позволило бы получить ценную информацию о форм-факторах протона (напр., [3]). В то же время на установках со ястречными электрон-позитронными пучками, на которых получен уже ряд экспериментальных результатов, частицы могут поляризоваться вследствие излучения. Рассмотрению поляризационных эффектов при рождении частиц в опытах на встречных пучках посвящен ряд работ [4-8].

В настоящей работе на основе соображений инвариантности относительно вращений и отражений, зарядовой инвариантности, сохранения спиральности ульт рарелятивистских электронов проводится рассмотрение процесса

$$f + \overline{f} \to a_1 + a_2, \tag{1}$$

APSON PERME

где f частица со спином 1/2, \overline{f} ее античастица при произвольной поляризации начальных частиц.

Рассмотрены поляризационные эффекты в реакциях образования пар тождественных мезонов в электрон-позитронных столкновениях.

2. В с.ц.и. импульс частицы $f(p = pn_1)$ и импульс частицы $a_1 (q = qn_2)$ определяют плоскость реакции. Введем угол ϑ так, что $\cos \vartheta = (n_1 n_2)$. $\zeta^{(1)}, \zeta^{(2)}$ — вектора поляризации частиц f и \overline{f} соответственно. Направим ось z по n_1 , а в качестве оси x выберем направление фиксированного вектора n_0 , ортогонального плоскости реакции. Условимся говорить, что частицы рождаются влево, если векторное произведение $[n_1 n_2]$ параллельно n_0 , и рождаются вправо, если $[n_1 n_2]$ антипараллельно n_0 . Начальное состояние запишем в виде $|\alpha, \beta, n_1 >$. Здесь α, β — проекции спинов частиц f и \overline{f} на ось z. Заметим, что при действии операций пространственной инверсии P, CP сопряжения и операции отражения оси X, P_1 , начальное состояние ведет себя следующим образом:

$$P |\alpha, \beta, n_1 \rangle = -|\alpha, \beta, -n_1 \rangle, \qquad (2)$$

$$CP \mid \alpha, \beta, n_1 >= \mid \beta, \alpha, n_1 >, \qquad (3)$$

$$P_1 | \alpha, \beta, n_1 \rangle = |-\alpha, -\beta, n_1 \rangle. \tag{4}$$

При соответствующей нормировке дифференциальное сечение рассматриваемого процесса для произвольного конечного состояния $|\vec{n}_2 f >$ может быть записано в виде

$$\sigma = M_{\alpha\beta} (\vec{n_1}, \vec{n_2}) M_{\alpha'\beta'}^* (\vec{n_1}, \vec{n_2}) \rho_{\alpha\alpha'} (\vec{\zeta}^{(1)}) \rho_{\beta\beta'} (\vec{\zeta}^{(2)}), \qquad (5)$$

здесь $\rho(\vec{\zeta}^{(1), (2)}) = \frac{1}{2} (1 + \vec{\zeta}^{(1), (2)} \vec{\sigma})$ — поляризационная матрица плотности

частиц f и \overline{f} ,

$$M_{\alpha\beta}(n_1, n_2) = \langle n_2 f | s | \alpha, \beta, n_1 \rangle.$$
 (6)

Используя (2), в силу инвариантности относительно пространственных отражнний можно утверждать, что если конечное состояние обладает определенной P четностью, то

$$\sigma^{R, L}(\vartheta) = \sigma^{L, R} (\pi - \vartheta). \tag{7}$$

Здесь L(R) означает, что частицы рождаются влево (вправо). Аналогично с учетом (3) и *CP* инвариантности, если конечное состояние обладает определенной *CP* четностью,

$$\sigma(\vartheta) = \sigma(\vartheta)(\vec{\zeta}^{(1)} \leftrightarrows \vec{\zeta}^{(2)}). \tag{8}$$

Ограничимся рассмотрением случая, когда частицы в конечном состоянии неполяризованы или имеют определенные проекции спинов на ось x. Тогда соотношение (5) с учетом (4) может быть переписано в виде

$$\sigma^{R, L} = a_1^{R, L} \left(1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)} \right) + a_2^{R, L} (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}) + + a_3^{R, L} \zeta_1^{(2)} + a_4^{R, L} \zeta_1^{(1)} + a_5^{R, L} (\zeta_2^{(2)} \zeta_3^{(1)}) + a_6^{R, L} \zeta_2^{(1)} \zeta_3^{(2)} + + a_7^{R, L} (1 - \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) + a_8^{R, L} (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} + \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}).$$
(9)

 a_i — действительные функции энергии сталкивающихся частиц *E* и ϑ .

$$u_1^{R, L} = \frac{1}{2} |M_{+, +}|^2,$$

$$a_{2}^{R,L} = \frac{1}{2} (M_{+,+}) (M_{-,-}^{*})$$

$$a_{3}^{R,L} = R_{l} [(M_{+,+}) (M_{+,-}^{*})],$$

$$a_{4}^{R,L} = R_{l} [(M_{+,+}) (M_{-,+}^{*})],$$

$$a_{5}^{R,L} = I_{m} [(M_{+,+}) (M_{+,-}^{*})]$$

$$a_{6}^{R,L} = I_{m} [(M_{+,+}) (M_{-,+}^{*})],$$

$$a_{7}^{R,L} = \frac{1}{2} |M_{+,-}|^{2},$$

$$a_{8}^{R,L} = \frac{1}{2} (M_{+,-}) (M_{-,+}^{*}).$$

В выражениях (10) (+) ((-)) означает, что частица имеет положительную (отрицательную) проекцию на ось Z.

Соотношение (7) в данном случае, если определена Р четность конечного состояния, переписывается в виде

$$a_i^R(\vartheta) = a_i^L(\pi - \vartheta), \qquad (11)$$

$$i = 1, \cdots 8.$$

Если задана СР четность конечного состояния, то согласно (8)

$$a_3^{R, L} = a_4^{R, L},$$

$$a_5^{R, L} = a_6^{R, L}.$$
 (12)

Если при этом *CP* четность конечного состояния положительна (напр., пара $\pi^+ \pi^-$, K^+ , K^- в конечном состоянии), то кроме (12) имеет место равенство

$$a_7^{R, L} = a_8^{R, L}$$
. (13)

Если же СР четность конечного состояния отрицательна, то

$$a_k^{R, L} = 0 \ k = 1, 2, \dots 6,$$

 $a_7^{R, L} = -a_8^{R, L},$ (14)

и выражение (9) в этом случае имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 \, (1 - \zeta^{(1)} \zeta^{(2)}), \tag{15}$$

где о0 - сечение с неполяризованными начальными частицами.

Заметим, что CP четность начального состояния равна $(-1)^{s+1}$, где s — спин начальной пары.

Если в начальном состоянии электрон-позитронная пара, то в силу закона сохранения спиральности ультрарелятивистских электронов [9, 8], величины $a_3^{R,L} \cdots a_6^{R,L}$ имеют порядок малости m/E, а величины $a_7^{R,L}$, $a_8^{R,L}$ имеют порядок малости m/E, по сравнению с $a_1^{R,L}$, $a_2^{R,L}$. Если по поляризациям конечных частиц проведено суммирование, то в силу инвариантности относительно вращений на угол π вокругоси z

В этом случае, в силу закона сохранения проекции полного момента на направление движения при $\vartheta = 0$, π ,

$$a_i = 0, i = 2, 3, 4, 5, 6.$$
 (17)

Эти величины оказываются пропорциональными sin ϑ . Если рассматривается процесс аннигиляции в лептонную пару, то в силу закона сохранения спиральности и (3) конечное состояние *CP* четно, и с точностью до членов порядка $(m/E)^2$ запрещена аннигиляция из синглетного состояния (m - масса лептона).

Поэтому отмеченный в [3] способ экспериментальной проверки применимости однофотонного приближения в реакции аннигиляции протон—антипротонной пары в лептонную пару, основанный на обращении в нуль полного сечения аннигиляции из синглетного состояния в однофотонном канале, с принятой точностью не приемлем¹). Согласно (11), (16), если задана *P* четность конечного состояния (напр., однофотонный канал реакции) для сечения, просуммированного по поляризациям конечных частиц, имеют место соотнош ения

$$a_i(\vartheta) = a_i(\pi - \vartheta)$$
 $i = 1, 2, 7, 8,$

 $a_j(\vartheta) = -a_i(\pi - \vartheta)$ j = 3, 4, 5, 6. (18) Из (17), (18) следует, что в этом случае величины $a_j(\vartheta)$, s=3, 4, 5, 6пропорциональны sin 2 ϑ . Приведенные здесь результаты могут, в принципе, использоваться при исследовании инвариантности взаимодействий.

3. Для процесса (1), когда f и \bar{f} —электрон-позитронная пара, из соображений релятивистской, P и калибровочной инвариантности можно в однофотонном канале получить соотношения [4, 10, 11]:

$$a_{1}(\vartheta) = A (2D_{1} - D_{2} q^{2}/E^{2} \sin^{2} \vartheta),$$

$$a_{2}(\vartheta) = -AD_{2} q^{2}/E^{2} \sin^{2} \vartheta,$$

$$a_{3} = a_{4} = 0,$$

$$a_{5}(\vartheta) = a_{6}(\vartheta) = AD_{2} (q^{2}/E^{2}) (m/E) \sin 2 \vartheta,$$

$$a_{7} = a_{8} = A (D_{1} - D_{2} q^{2}/E^{2} \cos^{2} \vartheta) m^{2}/E^{2}.$$
(19)

Здесь D_1 , D_2 — функции формфакторов конечных частиц, определенные в [11],

$$A = \frac{\alpha^2 q}{16E^2p} \cdot$$

² Здесь заметим, что интерференционный член однофотонной и двухфотонной днаграммы не дает вклада полное сечение из соображений С-инвариантности и соотношение (16) работы [3] имеет место точно и в следующем порядке по а.

Как было показано в работе [12], в С-неинвариантной электродинамике возможно рождение пары тождественных мезонов со спином s > 1 в однофотонном канале.

В [13] показано, что в этом случае угловое распределение мезонов не зависит от их спина и имеет вид $1 + \cos^2 \vartheta$. Рассмотрим величину F_*

$$F = 1/2\left(a_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + a_2\left(\frac{\pi}{2}\right)\right).$$
⁽²¹⁾

Используя (10), однофотонность канала и инвариантность относительно вращений вокруг оси у, получаем

$$F = \sum_{m} F_{m}, \qquad (22)$$

$$F_m = |\langle n_2, m, -m | s | (+), (+) n_1 \rangle|^2$$
 при $\vartheta = \frac{\pi}{2}$.

Здесь m(-m) проекция спина мезона $a_1(a_2)$ на направление n_2 . Из инвариантности относительно отражения в плоскости реакции следует

$$F_m = F_{-m}.$$
 (23)

В силу тождественности конечных частиц и однородности канала

$$F_m = -F_{-m} = 0,$$

 $F = 0.$ (24)

Из (19), (24) следует, что независимо от спина мезонов дифференциальное сечение с произвольно поляризованными начальными частицами имеет в данном случае вид²

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)} - \frac{\sin^2 \vartheta}{\left| 1 + \cos^2 \vartheta \right|} \left(\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)} \right) \right].$$
(25)

Выражение для неполяризованного сечения о содержится в [13]. Автор благодарен В. Б. Берестецкому за обсуждение.

Ереванский физический институт

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Биленький, Л. И. Лапидус. Р. М. Рындин, УФН, 84, 243 (1964).

2. П. Драгическу, М. Другисческу, В. И. Лущиков Б. С. Неганов, Л. Б. Парфенов, Ю. В. Таран, Препринт ОИЯИ, Р-1626 (1964).

- 3. С. М. Биленький, Р. М. Рындин, Ядерная физика, 1, 84 (1965).
- 4. В. Н. Байер, В. С. Фадин, ДАН СССР, 161, 74 (1965).
- 5. И. В. Хриплович. Ядервая физика, 3, 762 (1966).
- 6. В. Н. Байер, В. А. Хозе, Ядерная физика, 5, 1257 (1967).
- 7. Б. Я. Зельдович, М. В. Терентьев, Ядерная физика, 7, 1083 (1968).
- 8. В. А. Хозе, Ядерная физика, 7, 1094 (1968).

9. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 41, 912 (1961).

² Из соображений простоты ответ приводится в пренебрежении членами ~m/E.

163

Поступила 9.ХІІ.1969

D. R. Yennie, M. M. Levy, D. G. Ravenhall, Rev. Mod. Phys. 29, 144 (1957).
 B. H. Байер, B. C. Фадин, B. A. Хозе, Ядерная физика, 3, 327 (1966).
 B. Б. Берестецкий, Ядерная физика, 3, 1169 (1966).
 C. К. Ереценко, Ядерная физика. 6, 555 (1967).

1/2 ՍՊԻՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԶՈՒՅԳԻ ԱՆԻՀԻԼԱՑՄԱՆ ՌԵԱԿՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

4. Ա. ԽՈՉԵ

Ելնելով պտտման և անդրադարձման նկատմամբ ինվարիանտունյան հասկացունյուններից. CP-ինվարիանտունյունից, դերհարաբերական էլեկտրոնների պարուրունյան պահպանումից կատարված 1/2 սպինով մասնիկների զույգի անիհիլացման ռեակցիայի հետաղոտունյունը.

Դիտարկվում են էլեկտրոն-պողիտրոնների բախումից նույնանման մեզոնների ղույգի առաջացման ռեակցիաներում բեեռացման երևույթները։

ON THE ANNIHILATION REACTION OF A PAIR OF POLARIZED PARTICLES WITH A 1/2 SPIN

V. A. KHOZE

On the base of invariance with respect to rotations and reflections, CP-invariance and conservation of helicity of ultrarelativistic electrons the reactions of polarized spin 1/2 pair annihilation are investigated.

Polarization effects in reactions of identical mesons; pair creation in electronpositron collisions are considered.

КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ПРОВОДИМОСТИ В ПЛЕНКЕ С ПРИМЕСЯМИ

А. А. РОМАНОВ, В. С. САРДАРЯН

Разобран (КРЭ) квантовый размерный эффект проводимости в токкой полупроводниковой пленке, содержащей нейтральные примеси. В предположении одного заполненного пленочного уровня найдены время релаксации электронов при рассеянии их на этих примесях и проводимость пленки. Отражение электронов от границы предполагается зеркальным.

В данное время существует множество экспериментальных работ [1-4], где были обнаружены эффекты, связанные с квантованием поперечного импульса электрона в полупроводниковых пленках толщиной $L_i \sim \lambda$, $(\lambda - d_{\Lambda})$ ина волны электрона в кристалле). Так что вопрос о существовании такого квантования можно считать уже окончательно решенным. Теория [5+11] дает для кинетических коэффициентов, в частности, для проводимости своеобразное поведение их как функции толщины пленки. Эти теоретические расчеты находятся в более или менее хорошем соответствии с результатами эксперимента. Так, например, зависимость проводимости z от L_z , полученная в [3], нашла свое обоснование в [6]. А результаты [4] соответствуют выводам, полученным в [5+7] для случая одного заполненного пленочного уровня, и в [8+10] для произвольного числа подзон.

Здесь нам хочется указать еще на один возможный механизм рассеяния, который, действуя в области низких температур, дает качественно такую же зависимость \neg от L_z , как и рассеяние на δ -образном потенциале [8+9], и на фононах [5+7], [10], по крайней мере в области малых L_z . Рассмотрим пленочный полупроводниковый образец с L_z достаточно тонким для того, чтобы был заполнен только один уровень. Считаем электронную систему в такой пленке вырожденной. Условие заполнения одного пленочного уровня в такой системе дает следующее ограничение на L_z [12]:

$$\frac{2\pi}{L_x^3} \gtrsim n_{9.3},\tag{1}$$

где n_{эл} — концентрация электронов. В такой ситуации рассмотрим рассеяние на нейтральных водородоподобных примесях, потенциал которых можно записать в виде [13]

$$u(r)=\frac{e}{x_r}\exp(-q_0 r),$$

здесь «—диэлектрическая проницаемость кристалла; $q_0^{-1} = \frac{x \frac{1}{N}}{me^2} - pa-$ диус первой боровской орбиты; $\hbar = 1$; m -эффективная масса электрона в кристалле [1] и условие вырождения

 $_{z}n_{9\pi}\cdot L_{z}/m\gg T$

(T -температура в энергетических единицах) дают: $L_z \sim 10^{-5}$ см, $n_{93} \leq 10^{15}$ см⁻³, $m \sim 0.01$ m, а для $L_z \sim 10^{-6}$ см, $n_{93} \ll 10^{16}$ см⁻³, $m \sim 0.01$ m.

Для о имеем

$$z = \frac{2e^2}{m^2 L_z} \int dk \left(-\frac{\partial f_0}{\partial z}\right) k^2 \overline{z} (k); \qquad (2)$$

где $f - \phi$ ункция Ферми для электронов в пленке; $\tau -$ время релаксации электронов; $\varepsilon = \frac{1}{2m} \left(k^2 + \frac{M}{L_z^2} \right) -$ энергия электрона в пленке. Выражение (2) для σ справедливо, когда справедливо применение кинетического уравнения Больцмана. Правомочность последнего к данной ситуации доказана [5+7], τ (k) можно записать в виде [14]

$$\gamma_{-1} = \frac{k}{mz - V} \int_{0}^{\infty} \sigma(k, \theta) (1 - \cos \theta) d\theta; \quad \frac{1}{M} \frac{K}{M}$$
(3)

V—объем образца; $\sigma(k\theta)$ —дифференциальное сечение рассеяния электронов; $\sigma(k, \theta) = |f(\theta, k)|^2$, где $f(\theta, k)$ — амплитуда рассеяния электронов с волновым вектором k на угол θ к первоначальному движению. В борновском приближении имеем:

$$|U \ll q_0^2 k/mq_0',$$

$$f(k, \theta) = \frac{mV}{2\pi \hbar} \oint \psi_{\alpha'}(r) V(r) \psi_{\alpha}(r) d^3r.$$

В модели бесконечно глубокой потенциальной ямы шириной L_z для волновых функций электрона в пленке имеем

$$\psi_{\alpha}(r) = \sqrt{\frac{2}{V}} \sin\left(\frac{\pi z}{L_z}\right) e^{ik_{\alpha}\varphi}$$

здесь ρ — радиус-вектор в плоскости пленки. $V(r) = \sum_{j} U(r-r_{j})$ —суммирование идет по положению примесных центров, число которых

равно N. Выражение для $f(k, \theta)$ можно переписать в виде

$$f(k, \theta) = \frac{mV}{2\pi} \left[\sum_{q} \sum_{j} \int d^{3} \cdot r \psi_{a'}^{*}(r) e^{iqr} \psi_{a}(r) U(q) e^{-\mu qr_{j}} \right].$$
(4)

Произведя усреднение по всевозможным конфигурациям примесей, которые мы считаем расположенными хаотически, получаем для $\sigma(k, \theta)$ из (4) после несложных выкладок

$$\sigma\left(k,\, heta
ight)=rac{4m^2e^{\theta}}{\chi^2}\cdotrac{N}{\left(q_0^2+4k^2\sin^2rac{ heta}{2}
ight)^2}\,.$$

При получении этого соотношения считали, что

 $q_0 L_z \gg 1$, exp $(-L_z V q_0^2 + q^2 \ll 1$.

Для нахождения с из (3),

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4 m k e^4 n^d}{\chi^2} \int_0^{\tau} \frac{(1 - \cos \theta) d\theta}{\left(q_0^2 + 4k^2 \sin^2 \frac{\varphi \theta}{2}\right)^2}$$

мы сначала проинтегрируем по $\left(\frac{2k}{q_0}\right)^2$, затем выполняем интегрирование по θ , а полученный результат продифференцируем по $\left(\frac{2k}{q_0}\right)^2$. Оконча-

тельно имеем

$$\frac{1}{z} = \frac{\pi n^d \, mke^4}{2x^2 q_0} \left(+ q_0^2 + 4k^2 \right)^{-\frac{3}{2}}$$

здесь $n_d = \frac{N}{V}$. Видим, что результат не зависит от L_z и отличается от соответствующей величины в объеме [15]. В приближении сильного вырождения имеем

$$-\left(\frac{\partial f}{\partial z}\right) \equiv \delta (\varepsilon - \mu),$$

где µ-химический потенциал электронов в пленке. Для с окончательно получаем

$$\sigma = \frac{2q_0 x^2}{\pi^2 m^3 L_z n_d} p_0 \left(q_0^2 + 4p_0^2\right)^{\frac{1}{2}},$$

здесь $p_0^2 = \pi n_{9,1} 2L_z + 2m\mu$.

Этот эффект рассеяния на нейтральных примесях, как уже подчеркивалось, будет проявляться при малых концентрациях электронов и низких температурах (T—10°K). Видим, что полученный результат отличается от результатов [5+7], [11]. Так как во всех этих последних работах τ зависит от L_z , в то время как здесь τ от L_z не зависит, всегда можно подобрать такие значения параметров L_z , n_{BA} , n_d , T, что проводимость будет в основном определяться рассеянием электронов на нейтральных примесях.

В заключение авторы выражают благодарность М. В. Энтину за ряд ценных замечаний, сделанных в адрес данной работы.

Новосибирский государственный

университет

Поступила 17.ХІ.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Ф. Огрин, В. Н. Адикий, М. И. Елинсон, Письма ЖЭТФ, 3, 114 (1966). 2. Ю. Ф. Огрин и др., ЖЭТФ, 53, 1218 (1967).

3. Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб, Письма ЖЭТФ, 6, 536 (1967).

4. О. Н. Филатов, И. А. Карпович, Письма в ЖЭТФ, 10, 224 (1968).

5. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский, УФН, 96, 61 (1968).

6. В. Я. Демиховский, Б. А. Гавгер, ФТТ, 6, 960 (1964).

7. B. Tavger, Phys. Stat, Sol., 22, 31 (1967).

8. В. Б. Сандомирский, ЖЭТФ, 52, 258 (1967).

9. В. Б. Сандомирский, Радиотехника и электроника, 7, 1971 (1962).

10. Л. И. Магарилл, А. А. Романов, В. С. Сардарян. ФТТ, 3, 1277 (1969).

11. A. Ya. Shik, Phys. Stat., Sol., 34, 661 (1969).

12. В. Я. Демиховский, Б. А. Тавлер, ФТТ, 5, 644 (1963).

13. Дж. Займан, Электроны и фононы, ИЛ, М. (1962).

14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз (1963).

15. А. И. Ансельм, Введение в физику полупроводников, М.-Л., Физматгиз (1962).

ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏ ԽԱՌՆՈՒՐԴ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ՌՈՄԱՆՈՎ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՑԱՆ

Դիտարկված է Տաղորդականության ցվանտային էֆնկտ բարակ կիսահաղորդիչ թաղանթներում։ Միայն մնկ թվանտային մակարդակի վրա էլնկտրոնների գտնվելու դնպթում, խառնուդդի չնղոց ատոմների վրա ցրման ենթադրությամբ, հաշված է բարակ թաղանթի հաղորդականությունը և էլնկտրոնների ցրման ռելաքսացիոն ժամանակը։ Ենթադրվում է, որ էլնկտրոնները թաղանթի մակերևույթների վրա ցրվում են հայելային օրենքի համաձայն։

THE QUANTUM DIMENSIONAL EFFECT OF CONDUCTIVITY IN AN IMPURITY FILM

A. A. ROMANOV, V. S. SARDARIAN

The quantum dimensional effect of conductivity in a semiconductor thin film with neutral impurities is discussed.

In the case of a filled film level, the relaxation time of electron, when dissipated in these impurities, and the film conductivity are found. Reflection of electrons from film boundaries is supposed to be specular.

ЭЛЕКТРОННОМИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНООСНОАНИЗОТРОПНЫХ ПЛЕНОК ВЕЛИЗИ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Т. А. ПОГОСЯН, Я. М. ПОГОСЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Исследуется поведение тонких пермаллоевых пленок с отношеннем $H_c/H_k = 0.5$ вблизи оси трудного намагничивания электронномикроскопическим методом.

Показано, что процесс блокирования из состояния насыщения при уменьшении поля вблизи оси трудного намагничивания (под углом «30 по Кроутеру) идет постепенно, сопровождаясь как процессами вращения, так и смещением границ.

Кроме того показано, что состояние намагниченности, соответствующее углу 790, можно получить и за пределами угла дисперсии при наличии положительных полей.

Тонкие ферромагнитные пленки, полученные методом вакуумного испарения, являются по своему характеру поликристаллическими с хаотичной ориентацией кристаллов. Поликристалличность пленок является основным источником колебаний направления намагниченности (ряби намагниченности) около среднего направления. Рябь намагниченности ответственна в свою очередь за многие аномальные свойства реальных пленок, не предсказываемые однодоменной теорией Стонер-Вольфарта [1], в том числе и за поведение тонких ферромагнитных пленок в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) и вблизи ее. Последнее Кроутером [2] было приписано существованию в пленке дисперсии осей легкого намагничивания (ОЛН) "около среднего направления. Метод определения дисперсии ОЛН и величин а₉₀, а₈₃, а₅₀, введенных им, в какой-то мере характеризуют свойства пленок, несмотря на нестрогие исходные предпосылки.

Возможности электронномикроскопического метода исследования магнитной структуры пленок, впервые предложенного Фаулером и Хейлом [3], позволили детально изучить свойства пленок и дать во многих случаях их количественное описание. Появившиеся теоретические работы Ротера [4-6], Гофмана [7-14] и в последнее время Харте [15-16] связывают основные параметры ряби намагниченности со свойствами пленок. Теория Гофмана, подтвержденная экспериментально во многих случаях даже количественно, не дает, однако, исчерпывающего объяснения поведения пленок вблизи ОТН.

Настоящая работа касается вопросов влияния ряби намагниченности на механизм расщепления пленок на домены вблизи направления ОТН.

Эксперименты и обсуждения

Исследуемые пленки были получены методом вакуумного испарения сплава 82/18 - Ni/Fe на стеклянных подложках, предварительно напыленных каменной солью. Толщина пленок 600-650 Å. Отношение $H_c/H_k = 0,5$. Величины H_c и H_k определялись непосредственно электронномикроскопически: H_c по смещению границ, H_k по изменению длины волны ряби намагниченности по методу Гофмана [13].

Известно, что в пленках с большой величиной дисперсии анизотропии (a_{90}), или, что тоже самое, с большими отношениями H_c/H_k происходит расщепление на узкие домены с границами, параллельными ОЛН, после насыщения по ОТН полями, большими $2H_k$. По мере отхода от средней ОТН симметричность этих доменов нарушается [17, 18]. Согласно теории Гофмана это несимметричное распадание на домены вблизи ОТН осуществляется при уменьшении насыщающего поля H до значения H_k из-за наличия в пленке областей с локальными направлениями намагниченности, составляющими с ОЛН основной части пленки угол больше 90°.

На рис. 1 иллюстрируется поведение пленки с хорошо выраженной анизотропией (отношение $H_c/H_k = 0.5$) при уменьшении вплоть до нуля насыщающего поля, приложенного под углом $\alpha_{90} = 3^\circ$. Как видно из рисунков, процесс образования состояния, соответствующего углу α_{90} (рис. 1), происходит не при строго определенном значении поля, а по мере уменьшения величины приложенного поля.

Иначе говоря, магнитная структура пленки в этом случае претерпевает при уменьшении поля такие же изменения, как и пленки с большим углом ago в пределах угла дисперсии в остаточном состоянии [17]. С другой стороны, доменную структуру состояния а ножно получить в пленках с $H_c/H_k = 0,5$ и за пределами угла дисперсии, но при наличии положительного поля, величина которого становится тем больше, чем больше отходит приложенное поле от ОТН. На рис. 2 приводится состояние пленки, соответствующее углу а90, полученное при уменьшении насыщающего поля, приложенного под различными углами с ОТН за пределами угла дисперсии а 20. Из рисунков видно, что процесс блокирования идет непрерывно и состояние остаточной намагниченности характеризует в сущности насколько успела пленка с заданной величиной анизотропии переориентироваться при уменьшении поля в до нуля. Эта переориентация, как можно видеть из рисунков, сопровождается как вращением вектора намагниченности, так и необратимыми процессами смещения границ, причем последнее Гофманом вообще исключается из рассмотрения. Рассмотрим механизм распадания пленки на домены вблизи ОТН. По теории Гофмана [12] при насыщении в пленки полями > 2H_k в направлении ОТН и вблизи его величины ло-кальных колебаний вектора намагниченности (ф) и длина волны ряби в (λ_T) минимальны. Последняя связана с величиной внешнего поля в $h = H/H_k$ следующим соотношением:



Рис. 1—Установление состояния блокирования в пленке с $H_c/H_k=0.5$, исходя из состояния насыщения при уменьшении поля, приложенного под углом $\alpha_{99}=3^\circ$: А) h=1, Б) h=0,8, В) h=0,65, Г) h=0,5, Д) h=0,3, Е) h=0,



Рис. 2—Состояние, соответствующее углу α_{90} , в той же пленке, что и на рис. 1, за пределами угла дисперсии; A) $\alpha=4,5^{\circ}$, h=0,45; B) $\alpha=6^{\circ}$; h=0,6, B) $\alpha=8^{\circ}$, $h=8^{\circ}$, h=0,75.

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{A}{k_u}} \cdot \left(\frac{1}{1-h}\right)^{1/2}, \qquad (1)$$

где А - константа обменной энергии,

ku - константа одноосной анизотропии.

При постепенном уменьшении внешнего поля увеличивается h_{T} и при значении $h = h_a$ происходит блокирование. В момент блокирования суммарная намагниченность практически еще находится в направлении исходного насыщения. Доменная структура при блокировании будет еще симметричной, так как при отходе от ОТН на 2—3°, момент сил, обусловленный энергией одноосной анизотропии, еще не в состоянии преодолеть энергию ряби [18]. При постепенном уменьшении внешнего поля, так как суммарная намагниченность находится за ОТН, создается определенный вращающий момент сил, стремящийся повернуть намагниченность к ОЛН. Если энергия анизотропии пленки мала и не в состоянии преодолеть энергию ряби, то остаточная намагниченность может оставаться в состоянии, соответствующем h_a , на что указывал и Гофман [14], вводя угол a_k с ОТН, в пределах которого у пленок с большой дисперсией симметричность распавшихся доменов еще сохраняется.

Для преодоления энергии ряби необходимо увеличить вращающий момент, что может быть достигнуто либо увеличением угла исходного насыщения, либо при том же угле увеличением энергии одноосной анизотропии. В обоих случаях эффект один и тот же и приводит к повороту намагниченности в близлежайшее направление ОЛН. Иначе говоря, при большой величине одноосной анизотропии угол α_{90} будет мал и наоборот, уменьшение поля анизотропии ведет к увеличению угла α_{90} .

В свете вышеизложенного модель наложения энергии кристаллической анизотропии кристаллов на энергию одноосной анизотропии, предложенная Гофманом, не совсем удачна. Это касается и уравнения для α_{90} :

$$\alpha_{g0} \approx \frac{3}{16\pi A} \cdot \frac{D^2 K^2}{K_u \cdot n} \cdot \frac{1}{h_a}, \qquad (2)$$

где D — размер кристаллов,

п — число кристаллитов по толщине,

К- константа кристаллической анизотропии.

На наш взгляд размеры кристаллитов, их число по толщине и константа кристаллической анизотропии определяют величину эффективной константы наведенной одноосной анизотропии, а a_{90} является уже производной от K_u , хотя в уравнении (2) указано, что рост K и Dприводит к увеличению a_{90} . Их влияние на величину одноосной наведенной анизотропии не показано. И поэтому то, что состояние, соответствующее a_{90} , обнаруживается далеко за пределами угла a_{90} в присутствии положительных полей, указывает на справедливость нашего предположения. Приложенное положительное поле уменьшает эффек-

тивность K_u и этим искусственно увеличивает угол, соответствующий состоянию α_{90} , и наоборот, увеличение K_u приводит к уменьшению α_{90} , что наблюдалось электронномикроскопически при растяжении.

На рис. З приводится график изменения отношения площадей двух соседних доменов в процессе блокирования. Кривая получена при приложении насыщающего поля под углом a_{90} , составляющего 3° к ОТН, кривые 2 и 3—под углами 6° и 8° соответственно уже за пределами угла a_{90} . Вид кривых на рис. З обнаруживает логарифмическую зависимость отношения площадей соседних доменов а/б от приложенного поля и эта зависимость представлена на рис. 4. Логарифмическая зависимость представляет собой прямые, сходящиеся при экстраполировании при значении поля h < 1,5-2,0.

Из рис. 4 видно, что состояние намагниченности при полях h=1,5-2 не зависит от направления исходного насыщения и что с



Рис. 3—График изменения отношения площадей соседних доменов с приложенным положительным полем в процессе блокирования для различных углов: 1) $\alpha = 4,5^{\circ};$ 2) $\alpha = 6^{\circ};$ 3) $\alpha = 8^{\circ}.$





увеличением угла исходного насыщения процесс блокирования начинается при сравнительно больших значениях полей. Кроме того, с отходом от ОТН увеличивается тангенс угла наклона этих прямых к оси абсцисс, что характеризует увеличение скорости переблокирования с отходом от ОТН.

Как было указано выше, в момент блокирования при угле исходного насыщения «90 структура напоминает состояние остаточной намагниченности в направлении ОТН. При постепенном уменьшении поля, если момент сил, обусловленный энергией одноосной анизотропии и углом исходного насыщения, преобладает над энергий ряби, куда входит также энергия образовавшихся блокирующих границ (границ Нееля), наблюдается процесс переблокирования, приводящий к повороту суммарной намагниченности в близлежащее направление ОЛН. Наряду с процессом вращения вектора намагниченности, как видно из рисунков, здесь происходит и процесс смещения границ, т. е. домены, векторы намагниченности которых расположены благоприятно к вра-

щающему моменту, наряду с поворотом начинают расти за счет 10менов, намагниченность которых расположена неблагоприятно. Энергетически такой процесс более выгоден, так как плотность энергии образоравшихся границ Нееля мала и, кроме того, поворот намагниченности только в одну сторону от блокирующей границы вызвал бы большой магнитостатический заряд. Процесс смещения границ осуществляется в полях вплоть до 0,3 Hk, после чего идет лишь процесс вращения намагниченности, который приводит к образованию зарядов на границе Нееля, что очень хорошо видно на рис. 2е, где по обе. стороны границ Нееля угол намагниченности с нормалью к границе неодинаков.

Ереванский государственный университет, кафедра физики твердого тела

Пеступила 29. V.1969

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc., A240, 599 (1948).
- 2. D. O. Smith, K. J. Harte, J. Appl. Phys., 33, 1399 (1962).
- 3. H. Fuller, H. Hale, J. Apbl. Phys., 31, 680 (1960).
- 4. H. Rother, Z. Phys., 168, 42 (1962).
- 5. H. Rother, Z. Phys., 168, 148 (1962).
- 6. H. Rother, Z. Phys., 179, 229 (1964).
- 7. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 5, 187 (1964).
- 8. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 7, 383 (1964).
- 9. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 7, 89 (1964).
- 10. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 4, 459 (1964).
- 11. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 6, 733 (1964).
- 12. H. Hoffmann, Z. angew. Phys., 18, 499 (1965).
- 13. H. Hoffmann, J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).
- 14. H. Hoffmann, M. Okon, Z. angew. Phys., 21, 407 (1966).
- 15. K. J. Harte, J. Appl. Phys., 37, 1295 (1966).
- 16. K. J. Harte, J. Appl. Phys., 39, 1503 (1968).
- 17. Л. М. Погосян, Т. А. Погосян, В. А. Мамян. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 19, (1969).
- 18. S. Middelhoekh, J. Appl. Phys., 33, 1111 (1962).
- 19. E. Feldtkeller, J. Appl. Phys., 34, 2646 (1963).

ՄԻԱՌԱՆՑՔԱՅԻՆ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊԻԱՅՈՎ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՄԻԿՐՈՍԿՈՊԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԴԺՎԱՐ ՄԱԳՆԻՍԱՑՄԱՆ ԱՌԱՆՑՔԻ ՄՈՏ

P. U. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, 8m. U. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

. Հլեկարոնամիկրոսկոպիկ եղանակով ուսումնասիրված է ֆերոմագնիսական բարակ թաղանթների ($H_c/H_k=0.5$) վարքը դժվար մագնիսացման առանցքին մոտ ուղղությամբ։

δույց է արված, որ բլոկիրովկայի պրոցեսը, երբ դժվար մագնիսացման ուղղու#յամբ (α₉₀ անկյան տակ ըստ Կրոուտերի) դաշտը փոքրացվում է, գնում է աստիճանաբար, ուղեկցվելով ինչպես մագնիսացման վեկտորի պտույտով, այնպես էլ դոմենների սահմանների տեղաշարժումով։

Բացի դրանից ցույց է տրված, որ «190 անկյանը Համապատասխանող մագնիսացման վի-Հակը կարելի է ստանալ դիսպերսիայի անկյան սահմաններից դուրս, դրական դաշտի առկայու-Բյան դեպքում։

A LORENTZ MICROSGOPIC STUDY OF UNIAXIAL ANISOTROPIC FILMS NEAR THE HARD MAGNETIZATION AXIS

T. A. POGHOSIAN, J. M. POGHOSIAN, P. A. BEZIRGANIAN

The Lorentz microscopic method is used to study the behaviour of thin permalloy films near the hard magnetization axis.

It is shown that the state of remanent magnetization corresponding to z_{90} according to Crowther can also be obtained beyond the limits of the dispersion angle in the case of positive fields.

МАГНИТОУПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ ПЛЕНОК

К. А. ЕГИЯН, Р. А. ТУРЯН, А. А. ЕДИГАРЯН

В работе рассматриваются магнитоупругие характеристики цилиндрических магнитных пленок состава порядка 80% никеля, 20% железа, полученных электролитическим осаждением. Изучается зависимость коэрцитивной силы и поля анизотропии от деформации кручения и растяжения.

В силу специфики получения цилиндрических электролитических пленок, —осаждение на недостаточно гладкую подложку и принципиальную невозможность получения пленок без градиента состава по толщине, а также с точки зрения использования этих пленок в соответствующих матрицах запоминающих устройств, магнитоупругие характеристики их являются одним из основных параметров. В работах [1, 2] определялись магнитоупругие параметры цилиндрических железо-никелевых пленок, в частности, сравнивались магнитоупругие постоянные при растяжении и кручении. Однако в этих работах нет данных по поведению поля анизотропии и коэрцитивной силы, —основных магнитных параметров пленок.

В данной работе ставилось целью определить магнитоупругие постоянные пленок при кручении и растяжении и их взаимосвязь, а также изучить влияние указанных деформаций на H_c и H_k . Теоретически выведены зависимости угла скоса легкой оси и поля анизотропии от деформации кручения.

Магнитоупругие постоянные цилиндрических пленок и зависимости поля анизотропии и угла скоса легкой оси от деформации

Энергию одноосноанизотропной цилиндрической магнитной пленки с круговой легкой осью, подвергнутой деформациям растяжения и кручения, можно представить в виде

 $E = K \sin^2 \theta + B_1 \sin^2 \theta \epsilon_{11} + B_2 \cos^2 \theta \epsilon_{22} + 2B_3 \cos \theta \epsilon \sin \theta \epsilon_{12}$, (1) где через 1 обозначено круговое направление, через 2—направление вдоль оси проволоки, θ —угол между направлением намагниченности и легкой осью, $B_{1, 2, 3}$ — магнитоупругие постоянные, $\epsilon_{11, 22, 12}$ — соответствующие деформации. В дальнейшем принималось, что при действии растягивающих напряжений вдоль оси проволоки

$$B_1 = B_2 = B$$
, $\varepsilon_{12} = 0$, $\varepsilon_{11} = -\sigma \varepsilon_{22} = \frac{P}{SE}$, (2)

где с — коэффициент Пуассона, S — сечение проволоки, E — модуль Юнга. В случае чистого кручения принималось 2 Известия АН АрмССР, Физика, № 3

$$B_3 = B_{\tau}, \ \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0, \ \varepsilon_{13} = \frac{r\varphi}{l} , \qquad (3)$$

где r — радиус проволоки, ф — угол кручения, l — длина проволоки.

Расчеты показывают, что при растяжении изменение поля одноосной анизотропии равно

$$\Delta H_k = \frac{2B}{M} (1+\sigma) \, \boldsymbol{s}_{32}, \tag{4}$$

где M — намагниченность насыщения. Измеряя зависимость поля анизотропии от деформации растяжения, можно определить B. Из (4) видно, что обычно определяемая в плоских пленках магнитоупругая постоянная $\eta = \frac{\Delta H_k}{\varepsilon_{22}}$ равна

$$\eta = \frac{2B}{M} (1 + \sigma). \tag{5}$$

(6)

В случае чистого кручения уравнение (1) будет иметь вид $E = K \sin^3 \theta + 2B_{\tau} \cos \theta \sin \theta \epsilon_{12}.$

Уравнение (б) можно представить в виде

$$E = K_x \sin^2 \left(\theta + \beta\right) + K_0. \tag{7}$$

где K_x — постоянная новой анизотропии, ^β — угол скоса,

Ко — некоторая постоянная.

Раскрыв синус суммы углов в (7) и приравнивая коэффициенты при $\sin^2 \theta$ и $\sin \theta \cos \theta$ в (6) и (7), получаем

$$K = K_x \cos 2\beta, \ 2B_{\tau}\varepsilon_{12} = K_x \sin 2\beta, \tag{8}$$

откуда можно определить зависимость поля анизотропии и угла скоса легкой оси от деформации кручения,

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{2B_{z}\varepsilon_{12}}{K} = \frac{B_{z}\varepsilon_{12}}{H_{k} \cdot M}, \qquad (9)$$

$$H_{kx} = \frac{H_k}{\cos^2 \beta} = \frac{1}{M} \sqrt{H_k^2 M^2 + 16 B_{\tau}^2 \varepsilon_{12}^2} \,. \tag{10}$$

Для определения угла скоса используется подмагничивающее постоянное поле по легкой оси H₃ [3], связанное с β соотношением

$$\sin\beta = \frac{H_{\pi}}{H_k} \,. \tag{11}$$

Для малых углов β можно принять sin $\beta = \beta$, tg $2\beta \simeq 2\beta$ и из (9) и (11)

$$H_{\pi} = \frac{2B_{\tau}\varepsilon_{13}}{M} \cdot \tag{12}$$

Уравнение (12) позволяет определить *B*- по полю компенсации поворота легкой оси без дополнительного измерения других параметровпленки.

Измерения магнитоупругих постоянных пленок и зависимости H_k и H_c от деформаций

Для исследований использовались цилиндрические железо-никелевые пленки толщиной порядка 1 мк, осажденные на проволоку из бериллиевой бронзы диаметром 0.24 мм. Состав пленок был близок к составу с нулевой магнитоупругой постоянной. Для получения пленок с разными значениями магнитоупругих постоянных температура ванны осаждения медленно повышалась и по ходу повышения температуры отбирались образцы пленок. Чем больше номер образца, тем ближе условия его получения к стандартным.

Измерения выполнялись на установке, описанной в [4], позволяющей в процессе измерений как растягивать образцы, так и скручивать их. Поле анизотропии и коэрцитивная сила определялись методом Зинькевича и Стрельникова [5]. Для определен ия H_1 пользовались методом Белсона [3]: за большим установочным импульсом по легкой оси, намного превышающим H_c , следует импульс по трудной оси (больший $2H_k$), сигнал (U) на заднем фронте которого, соответствующий развалу намагниченности, является индикатором скоса легкой оси. Изменяя постоянное смещающее поле по легкой оси так, чтобы U=0, определялось H_1 .

На рис. 1 приводится зависимость H_k и H_c от деформации растяжения. \mathfrak{s}_{22} определялось по формуле (2), причем, так как мы не знали точного значения E нашей проволоки, E определялось экспериментально и величина ее колебалась в пределах $(1,2\div1,4)$ 10⁶ κ_l/cm^2 . В последующих расчетах мы брали величину 1,3 · 10⁶ κ_l/cm^2 . Поскольку все образцы пленок имели отрицательные магнитоупругие постоянные, то рост деформации приводит к росту как H_k , так H_c . Характерно, что рост H_k линеен с деформацией, в то время как с ростом деформации H_c стремится к насыщению. Характер роста H_c напоминает поведение H_c плоских вакуумных пленок [6].

На рис. 2 для тех же пленок приводится зависимость поля компенсации скоса легкой оси H_1 от деформации кручения. Как видно из рисунка, зависимость эта линейная. По кривым рис. 1 и 2 определялись η и $\frac{H_1}{2\varepsilon_{12}}$ и сравнивались между собой (рис. 3). Как видно из рисунка, зависимость между этими величинами линейная. Тангенс угла наклона этой прямой k=3,2, и поскольку из (5) и (12) $k=\frac{2(1+z)B}{B_2}$, получаем, что $\frac{B}{B_2}=1$, 23, т. е. так же, как и в [1, 2], наблюдается

К. А. Егнян и др.





Рис. 1. Зависимость поля анизотропии (сплошная линия) и коэрцитивной силы (пунктирная линия) от деформации растяжения.

Рис. 2. Зависимость поля компенсации скоса легкой оси от деформации кручения.

анизотропия магнитоупругих постоянных, причем эта анизотропия повеличине очень близка к данным [1, 2].

На рис. 4 приводятся зависимости H_c и H_k от деформации кручения. Эти данные, особенно в области больших деформаций и магнитоупругих постоянных, условны, поскольку измерения H_c и H_k прово-



Рис. 3. Связь между магнитоупругими постоянными растяжения и кручения.



Рис. 4. Зависимость поля анизотропин (сплошная линия) и коэрцитивной силы (пунктирная линия) от деформации кручения.

178

дились в исходном легком направлении, без компенсации скоса легкой оси, возникающего при деформации.

Из-за вышеуказанного приведенные зависимости могут рассматриваться лишь как весьма качественное приближение, поэтому количественная оценка и сравнение с формулой (10) невозможны. Можно лишь отметить, что теоретическая зависимость H_k от ε_{12} по (10) сушественно слабее, чем приведенная на рис. 4.

Поступила 25.І.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Goldberg, J. Appl. Phys., 36, 966 (1965).

2. T. R. Long, J. Appl. Phys., 37, 1470 (1966).

3. H. Belson, IEEE Trans. Comm. Electron., 83, 317 (1964).

- Р. А. Турян, Л. С. Саркисов, Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок, стр. 444, Красноярск, 1968.
- 5. Г. П. Зинькевич, Б. А. Стрельников, Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок, стр. 220, Красноярск, 1968.
- 6. К. А. Егиян, В. А. Джидарян, ФММ, 26, 810 (1968).

ՆԻԿԵԼ–ԵՐԿԱԹՅԱ ԳԼԱՆԱՑԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

4. Ա. ԵՂՅԱՆ, Ռ. Ա. ՏՈՒՐՑԱՆ, Ա. Ա. ԵԴԻԳԱՐՑԱՆ

Գիտարկվում են գլանային մագնիսական Բաղանիների մագնիսաառաձգական հատկություն-Ները, ուսումնասիրվել է կոերցիտիվ ուժի և անիզոտրոպիայի դաշտի կախումը ոլորման և ձգման գեֆորմացիայից։

MAGNETOELASTIC CHARACTERISTICS OF CYLINDRICAL NICKEL—IRON FILMS

K. A. YEGIAN, R. A. TURIAN, A. A. YEDIGARIAN

The magnetoelastic characteristics of cylindrical magnetic films are discussed. The dependence of the coercive force and anisotropy field on the tensile and torsional strains is studied.

О ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

м. п. лорикян, С. Г. КНЯЗЯН

Обсуждается физика вторичной электронной эмиссии рыхлых пленок в области высоких энергий. Показывается, что вторичная эмиссия в области высоких энергий происходит без размножения вторичных электронов в порах эмиттера.

Аогарифмическая зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии релятивистких электронов и аномально большое значение, наблюдаемое Гарвиным [1], в рыхлых пленках KCl, могут быть использованы для создания новых детекторов как для регистрации частиц, так и для измерения их энергии [2], [3], [4].

Точность измерения энергии и эффективность регистрации в этих приборах в сильной степени зависят от флуктуации числа электронов, образованных непосредственно частицей (дэлектронов). Поэтому если эффект, наблюдаемый Гарвиным, обусловлен усилением внутри пленки, т. е. сама частица образует небольшое количество дэлектронов, которые в порах пленки размножаются, то энергетическое разрешение и эффективность регистрации будут соответственно ниже, чем в случае отсутствия размножения.

Теоретически этот вопрос был рассмотрен Г. М. Гарибяном [5]. В данной работе на основе анализа экспериментальных данных проводится расчет коэффициента вторичной эмиссии и показывается, что полученное Гарвиным значение коэффициента вторичной эмисии не может объясняться процессом размножения д-электронов.

Вычислим коэффициент вторичной эмиссии, предполагая, что в слое имеет место размножение д-электронов с коэффициентом размножения $\sigma(E)$. Полное число электронов, образовавшихся в пленке при прохождении одной частицы, определится следующим образом:

$$\mathsf{V} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) f(E) dE, \tag{1}$$

где f(E) — дифференциальное сечение образования δ -электронов,

$$f(E) dE = c \frac{dE}{E^2}, \qquad (2)$$

где $c = 73 \cdot \kappa \mathfrak{s} \mathfrak{s} \cdot \frac{c M^2}{2}$.

Пределы интегрирования соответствуют энергиям δ -электронов, участвующих в процессе размножения, т. е. $\sigma(E_1) = 1$, $\sigma(E_2) > 1$. Так как поведение δ -электронов в рыхлом слое существенно не отличается

Вторичная электронная эмиссия

о от поведения электронов малых энергий, вошедших в пленку извне) (с учетом потери энергии в подложке), то мы можем функцию $\sigma(E)$ в заменить экспериментальной зависимостью коэффициента вторичной е электронной эмиссии от энергии падающих на эмиттер электронов. После такой замены величина N будет равняться числу электронов, в эмиттированных из пленки в вакуум.

Такая зависимость для пленки KCl плотностью $2 \div 3^{0}/_{0}$ приведены на рис. 1. В области, где $\sigma(E) > 1$, эту зависимость можно аппроксимировать следующей функцией:

$$\tau(E) = \sigma_0 e^{-\frac{(E_0 - E)^2}{0.35 E^2}},$$
(3)

где τ_0 —максимальное значение коэффициента вторичной эмисии, а E_0 —соответствующая этому значению энергия электронов. Проинтегрировав (1), за верхний предел интегрирования принимая значение $E = E_0$, для коэффициента вторичной эмиссии получим $N = 2 \cdot 10^{-2}$, что на два порядка меньше, чем экспериментальное значение.





Таким образом, эффект, наблюдаемый Гарвиным, не может объясняться процессом размножения 8-электронов.

Вычислим полное число 8-электронов, образованных частицей в пленке,

$$N_{\delta} = \int_{E'}^{E'} f(E) dE.$$
 (4)

Расчеты показывают, что для обеспечения экспериментального значения коэффициента вторичной эмиссии за нижний предел интегрирования необходимо брать E' = (1+2) эв.

Такой результат указывает на то, что рыхлый слой KCl в этих условиях имеет сильно заниженный потенциал ионизации, т. е. приобретает свойства полупроводника.

Отметим, что косвенное указание на сильное понижение сопротивления рыхлого слоя KCl в процессе работы в режиме аномальной эмиссии было получено нами из данных по исследованию аномальной вторичной электронной эмиссии из эмиттеров без сплошного проводящего слоя [6].

Авторы выражают глубокую благодарность А. И. Алиханяну, Г. М. Гарибяну и А. Ц. Аматуни за обсуждение.

Ереванский физический институт

Поступила 11.ХП.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Garwin, I. Edgecumbe, SLAC-PUB-756 (1965).

2. М. П. Лорикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 259 (1966).

3. М. П. Лорикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 376 (1967).

4. М. П. Лорикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 146 (1968).

5. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).

6. М. П. Лорикян, Р. Л. Ковалов, Н. Н. Трофимчук, Радиотехника и электроника, XIV, 935 (1969).

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՑԹՈՒՄ ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԷՄԻՍԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՑԱՆ, Ս. Գ. ԿՆՅԱԶՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում է Երկրորդային էլեկտրոնային էմեսիայի ֆիզիկան բարէր էներգիաների տիրույթում և ցույց է տրվում, որ փորձնական տվյալները չեն կարող բացատրվել Հ-էլեկտրոնների բաղմացման պրոցեսով։

ON THE SECONDARY ELECTRON EMISSION IN THE HIGH ENERGY REGION

M. P. LORIKIAN, S. G. KNIAZIAN

The physics of the secondary electron emission in the range of high energy is considered and it is shown that the experimental data can not be accounted for by the process of khock-electron multiplying.

СПЕКТР И ЗАТУХАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖЛЕНИЙ В МНОГОАТОМНОЙ СИСТЕМЕ

(Системы типа молекулярных кристаллов и многоатомных молекул)

Ф. П. САФАРЯН. Л. Л. КРУШИНСКИЙ

Методом двухвременных (температурчых) функций Грина, с использованием точного гамильтониана (разложенного по малому параметру

 $z = \left(\frac{m}{m}\right)^{1/4}$, вычислены слектральные характеристики (сдвиг, ширина) электронных и фононных элементарных возбуждений в системах типа

многоатомных молекул и молекулярных кристаллов. Для спектральных характеристик (энергия, затухание) электронов общие выражения, которые кроме фононов получены более н значений, получаемых с помощью приближенных и эффективных гамильтонианов, включают в себе новые поправки неадиабатического и ангармонического характера.

Вычисления выполнены с точностью до членов 26 включительно.

1. Введение и постановка задачи

Исследование динамических и кинетических характеристик многоатомных молекул и молекулярных кристаллов чрезвычайно упрощает. ся при использовании полевых методов теории многих частиц. Полевая теория позволяет свести систему взаимодействующих электронов и ядер к слабо неидеальному газу квазичастиц. Для выделения квазичастиц и вычисления их спектра развит аппарат функций Грина [1].

Полное описание многоатомной системы, состоящей из п электронов и N ядер, приводит к необходимости введения нескольких типов квазичастиц, связанных как с индивидуальными, так и с коллективными возбуждениями входящих в нее частиц. К сожалению, в общем виде эта задача неразрешима, поскольку не существует точных методов вычисления функций Грина взаимодействующих частиц. Все ИЗвестные приближенные методы основаны на аппроксимациях, явно использующих те или иные физические представления об исследуемой модели.

В настоящей работе рассматриваются системы типа многоатомных молекул и молекулярных кристаллов. Мы ограничимся анализом двух типов элементарных возбуждений в этих системах.

К первому типу относятся фермиевские ветви, связанные с индивидуальным возбуждением отдельных электронов, находящихся в самосогласованном поле остальных электронов и неподвижных ядер*.

^{*.} В случае молекулярных кристаллов мы учитываем, следовательно, только локальные электронные возбуждения и отвлекаемся от возбуждений электронов экситояного типа. Очевидно, что для однородных кристаллов это допустимо лишь при слабых резонансных взаимодействиях составляющих кристалл молекул и легкой де-Формируемости решетки [2].

Ко второму типу относятся бозевские ветви, связанные с возбуждением согласованных периодических движений всех ядер системы (соответствующие квазичастицы принято называть фононами); их возникновение является следствием электронно-ядерного взаимодействия.

Взаимодействие электронов с фононами приводит к изменению спектра и, в благоприятных случаях, к появлению затухания в фермиевских и бозевских ветвях. Взаимодействие фононов друг с другом приводит к изменению частот квазинормальных колебаний, затуханию фононов, а также к перераспределению запаса колебательной энергии по степеням свободы.

В литературе насчитывается большое число работ, в которых для разных моделей, разными методами и в разных приближениях вычислялся спектр элементарных возбуждений электронно-колебательной системы типа примесного кристалла (напр., [3—5] и цитированные там работы).

Мы поставили своей целью рассмотреть эту задачу вновь, исходя из точного нерелятивистского гамильтониана многоатомной системы. Решение задачи—по методу теории возмущений для двухвременных (температурных) функций Грина [6].

Принятый в настоящей работе подход имеет, по-видимому, некоторые преимущества принципиального и методического характера. Он является более общим и потому позволяет не только воспроизвести имеющиеся в литературе результаты, но и получить ряд новых. Единый для всех состояний гамильтониан системы позволяет (в сущности в рамках одних и тех же вычислений) рассматривать задачи, относящиеся как к электронной, так и к фононной системе, одновременно учитывать ангармонические и неадиабатические поправки, их изменение при электронном возбуждении и т. д.

Во втором разделе статьи приведены выражения для использованного гамильтониана. Обсуждается его отличия от гамильтонианов Фрелиха и адиабатического приближения, широко используемых в литературе [3—5]. Дан анализ ограничений, накладываемых на коэффициенты гамильтониана как выбором типа рассматриваемой здесь многоатомной системы, так и избранным методом решения задачи.

В 3-м разделе приведены формулы для адиабатического и неадиабатического сдвига энергии и затухания элементарных возбуждений в электронной подсистеме. Эти формулы существенно отличаются от формул работы [3], полученных с помощью гамильтониана Фрелиха. В них содержатся также новые члены по сравнению с результатами Кривоглаза [5] (вычисления которого выполнены другим методом с использованием заметно упрощенного гамильтониана).

Четвертый раздел посвящен, в основном, анализу формул для неадиабатического сдвига частоты и затухания фононов. Такие формулы, по-видимому, ранее в литературе не рассматривались. Здесь уме стно заметить, что их получение в принципе невозможно при использовании упрощенных гамильтонианов.

2. Гамильтониан системы

В неподвижных координатах гамильтониан рассматриваемой системы (молекула, кристалл) складывается из операторов кинетической энергии электронов и ядер и энергии кулоновского взаимодействия составляющих ее частиц. Для приближенного разделения движения электронов и ядер необходимо перейти к движущейся системе координат, связанной с молекулой (кристаллом). Такой переход можно выполнить, например, по способу, предложенному в работах [7]*. Постулируя существование равновесной конфигурации ядер в основном состоянии молекулы (кристалла), можно разложить гамильтониан по степеням борн-оппенгеймеровского параметра малости $x = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4}$ (m-

масса электрона, М-средняя масса ядер):

$$H = H^{(0)} + xH^{(1)} + x^2H^{(2)} + x^3H^{(3)} + x^4H^{(4)} + \cdots$$
(2.1)

Явный вид коэффициентов разложения здесь не приводится. Подчеркнем лишь, что операторы $H^{(n)}$ однозначно определены массой и зарядами входящих в систему ядер, геометрическими параметрами равновесной конфигурации и метрической матрицей преобразования координат.

В дальнейшем в выражении (2,1) мы сохраним лишь члены, связанные с движением электронов и колебаниями ядер, опустив все члены, связанные с движением центра масс системы, ее вращением и "взаимодействием" вращательных и поступательных степеней свободы с электронными и колебетельными. Опущенные члены имеют порядок x⁴ и выше; кроме того, все они пропорциональны N⁻¹.

Перейдем теперь к записи Н в представлении вторичного квантования.

В качестве базиса вторичного квантования для электронной подсистемы выберем совокупность собственных функций оператора $H_0^{(0)}$, отвечающих наилучшему (в хартри-фоковском смысле) приближению к $H^{(0)}$. Корреляционные поправки, связанные с $H^{(0)} - H_0^{(0)}$, опускаются (учет их привел бы к значительному математическому усложнению, но не изменил бы физического содержания результатов)**.

^{*} В дополнение к [7] надо учитывать также нелинейный характер зависимости смещений ядер от колебательных координат. Поэтому в нашем рассмотрении метрическая матрица преобразования координат несколько отличается от полученной Киселевым [7]. Явный вид не приводится из-за недостатка места.

^{**} Очевидно, оператор $H_0^{(0)}$ учитывает основную долю двухчастичного электрон-электронного взаимодействия (подробности см., напр. в § 5 работы [6]). Косвенное влияние электрон-электронного взаимодействия учтено в матричных элементах производных энергии электронно-ядерного взаимодействия по колебательным координатам, входящих в $H^{(n)}$ (n > 0).

В качестве базиса вторичного квантования в фононной системе используем совокупность волновых функций, отвечающих нормальным колебаниям молекулы или кристалла в основном электронном состоянии. Для этого необходимо найти энергию основного состояния системы при закрепленных ядрах (в гамильтониане (2,1) надо ограничиться членами ~^{x²} и опустить оператор кинетической энергии ядер). Полученную при таком расчете динамическую матрицу необходимо диагонализовать подходящим линейным преобразованием [8].

Тогда

$$H^{(0)} = \sum_{\nu} \varepsilon_{\nu} a_{\nu} a_{\nu} a_{\nu},$$

$$H^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sum_{\alpha} \sum_{\nu, \nu'} B_{\alpha}^{(1)} (\nu, \nu') a_{\nu}^{+} a_{\nu'} + C_{\alpha}^{(1)} \right) (b_{\alpha}^{+} + b_{\alpha}), \qquad (2.2)$$

$$H^{(2)} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha} D_{\alpha}^{(2)} (b_{\alpha}^{+} - b_{\alpha})^{2} + \sum_{\alpha, \beta} \left(\sum_{\nu, \nu'} B_{\alpha\beta}^{(2)} (\nu, \nu') a_{\nu}^{+} a_{\nu'} + C_{\alpha\beta}^{(2)} \right) \times (b_{\alpha}^{+} + b_{\alpha}) (b_{\beta}^{+} + b_{\beta})$$

И Т. Д.

В этих формулах ε_v — энергия электрона в состоянии χ_v , определенном хартри-фоковским гамильтонианом $H_0^{(0)}$, коэффициенты B (с соответствующими индексами) связаны с матричными элементами операторов, возникающих при разложении энергии электронно-ядерного взаимодействия в ряд по степеням x; коэффициенты C связаны с разложением энергии ядерно-ядерного взаимодействия и коэффициенты D—с разложением оператора кинетической энергии ядер. Для удобства в эти коэффициенты включена "нулевая" амплитуда колебаний ядер $Q_{\alpha}^{(0)} = \left(\frac{\hbar}{m \omega_{\alpha}}\right)^{1/2}$, поэтому все они имеют размерность энергии.

Входящие в формулы (2.2) операторы рождения и уничтожения электронов (a_v^+, a_v) и фононов (b_a^+, b_a) имеют обычный смысл и подчиняются соответственно фермиевским и бозевским перестановочным соотношениям.

Частота нормальных колебаний ω_{α} , неявно содержащаяся в коэффициентах *B* и *D*, определяется равенством

$$\omega_{\alpha} = \chi^{2} \widetilde{\omega}_{z} = \chi^{2} \left[\sum_{\nu} B_{\alpha z}^{(2)}(\nu, \nu) \, \widetilde{n}_{\nu} + \sum_{\nu, \nu'} \frac{|B_{\chi}^{(1)}(\nu, \nu')|^{2}}{\epsilon_{\nu} - \epsilon_{\nu'}} (\widetilde{n}_{\nu} - \widetilde{n}_{\nu'}) + C_{\alpha z}^{(2)} \right], \quad (2.3)$$

rge $\widetilde{n}_{\nu} = \langle a_{\nu}^{+} a_{\nu} \rangle = (e^{\frac{\epsilon_{\nu}}{RT}} + 1)^{-1} \quad (\pi = 1).$

Гамильтониан (2.2) применим к любой многоатомной системе. С формальной точки зрения коэффициенты $H^{(n)}$ определяют физические особенности многоатомной системы и, следовательно, ее тип.

Каковы особенности коэффициентов разложения $H^{(n)}$ в рассматриваемых в настоящей статье случаях?

Во-первых, предполагается значительная удаленность уровней электронного возбуждения от основного состояния $\varepsilon_v - \varepsilon_F \gg kT$. Это обстоятельство отражает диэлектрическую природу молекулярных кристаллов. В случае молекул это условие, как правило, выполняется автоматически.

Во-вторых, требование локальности некоторых электронных возбуждений молекулярного кристалла неявно предусматривает нарушение трансляционной симметрии базисного гамильтониана вторичного квантования.

Существенные ограничения связаны и с выбранным методом решения задачи. Предполагается, что неадиабатические коэффициенты связи уровней электронного возбуждения в определенном смысле малы: $B^{(n)}(v, v') \ll \varepsilon_v - \varepsilon_{v'}$. Противоположный случай означал бы полную неприменимость адиабатического приближения в качестве исходного в рамках теории возмущений конечного порядка. Аналогичное по существу предположение приходится делать об адиабатических коэффициентах связи квазинормальных колебаний.

Поскольку "расцепление" системы уравнений для функций Грина выполнено методами теориии возмущений, существенно требование критерия слабой связи: $|B_{\alpha}^{(1)}(\nu,\nu')|^2 \ll \omega_{\alpha}^2$. Практически оно означает, что равновесная конфигурация системы мало меняется при электронном возбуждении.

Целесообразно сравнить гамильтониан (2.2) с модельным гамильтонианом Фрелиха и гамильтонианом адиабатического приближения.

Разумеется, сравнение (2.2) с гамильтонианом Фрелиха возможно лишь в том случае, когда входящие в последний частоты нормальных колебаний вычислены по формуле (2.3), а линейный член взаимодействия имеет тот же смысл, что и в (2.2). Тогда*

$$H^{(1)} - H_{F}^{(1)} = -\sum_{\alpha} \sum_{\nu} B_{\alpha}^{(1)}(\nu, \nu) \ \overline{n}_{\nu} \ (b_{\alpha}^{+} + b_{\alpha}),$$

$$H^{(2)} - H_{F}^{(2)} = \left[\sum_{\alpha, \beta} \sum_{\nu} B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu, \nu)(n_{\nu} - \overline{n}_{\nu}) + \sum_{\alpha, \beta} \sum_{\nu, \nu'} B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu, \nu') \ a_{\nu}^{+} \ a_{\nu'} - \sum_{\alpha, \beta} \sum_{\nu} \widetilde{B}_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu, \nu) \ \overline{n}_{\nu}\right] (b_{\alpha}^{+} + b_{\alpha}) \ (b_{\beta}^{+} + b_{\beta}).$$

$$(2.4)$$

Различия в 1-м порядке по × связаны с явным учетом положения равновесия ядер в (2.3). Соответствующая добавка к H_F практически не существенна при рассмотрении свойств основного состояния, но может дать некоторый вклад при изучении свойств электронно-возбужденных состояний, например, при вычислении сдвига равновесных. междуядерных расстояний при электронном возбуждении.

* В формуле (2.4) принято обозначение

H

$$\widetilde{B}_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu,\nu) = \sum_{\nu'} \frac{B_{\alpha}^{(1)}(\nu,\nu')B_{\beta}^{(1)}(\nu,\nu')}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'}} \cdot$$

Более существенны различия во 2-м порядке. Эдесь учет 1-ого члена обеспечивает изменение частот нормальных колебаний при электронном возбуждении; 2-й член определяет неадиабатическую связь между квазинормальными колебаниями ядер в основном (и возбужденных) электронных состояниях; 3-й член ликвидирует "перенормировку" частот нормальных колебаний, получаемую при работе с гамильтонианом Фрелиха*.

Существенные отличия обнаруживаются и при сравнении гамильтониана (2.2) с гамильтонианом адиабатического приближения:

$$H^{(0)} - H^{(0)}_{A} = \sum_{v} \varepsilon_{v} (n_{v} - \overline{n}_{v}),$$

$$H^{(1)} - H^{(1)}_{A} = \sum_{u} \left[\sum_{v} B^{(1)}_{v} (v, v) (n_{v} - \overline{n}_{v}) + \sum_{v,v'} B^{(1)}_{u} (v, v') a^{+}_{v} a_{v'} \right] (b^{+}_{u} + b_{u})$$
(2.5)

И Т. Д.

Члены нулевого порядка, которые необходимо добавить к H_A , обеспечивают возможность рассмотрения возбужденных электронных состояний системы. В первом порядке по х можно выделить две группы членов. Первая—содержащая диагональные по у члены—определяет эффекты, связанные с изменением равновесного междуядерного расстояния при электронном возбуждении; вторая— с недиагональными по электронным индексам членами—приводит к перенормировке частоты нормальных колебаний ядер (устраняемой членами, стоящими во 2-м порядке $H - H_A$). Поправка 2-го порядка имеет точно такой же вид, что и в (2,4). Поправки высших порядков наряду с другими факторами, будут, очевидно, содержать недиабатические коэффициенты связи высших порядков.

3. Спектр и затухание электронных возбуждений

Для определения энергии и затухания элементарных электронных возбуждений необходимо найти полюсы Фурье-образа одночастичной функции Грина (в нашем рассмотрении— двухвременной, запаздывающей). Следуя Боголюбову и Тябликову, эта функция может быть определена равенством

$$G_{\lambda\lambda'}(t, t') = i\theta \ (t-t') < [a_{\lambda}(t), a_{\lambda'}^+(t')] >, \tag{3.1}$$

а ее Фурье-образ-равенством

$$\ll a_{\lambda} |a_{\lambda'}^{+} \gg_{E} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \ G_{\lambda\lambda'}(t) \ e^{iEt}, \qquad (3.2)$$

* Получаемая при использовании гамильтониана Фрелиха перенормировка имеет, вообще говоря, порядок самой частоты. Таким образом, гамильтониан Фрелиха приводит к необходимости дважды учитывать вклад линейного члена электронноядерного взаимодействия в частоту фонова. На неудовлетворительность такого положения уже указывали Бровман и Каган [9].

Элементарные возбуждения в многоатомной системе

Вычисление функции Грина $\langle\!\langle a_\lambda | a_\lambda^+ \rangle\!\rangle_E$ для системы с гамильтонианом (2.2) проведено с помощью теории возмущений, использующей обычное и последовательное расцепление цепочки уравнений для функций Грина [6]. Это расцепление основывается на существовании малого параметра и выполнении критерия слабой электрон-фононной. связи.

Выделив в массовом операторе одноэлектронной функции Грина диагональную по электронным индексам часть, нетрудно получить адиабатическое изменение энергии электронных возбуждений и их затухание, обусловленные взаимодействием электронов с колеблющимися ядрами.

Формула для адиабатического сдвига энергии имеет вид

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}^{(\alpha)} = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}^{(0)} + \boldsymbol{x}^{2} \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}^{(2)} + \boldsymbol{x}^{4} \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}^{(4)} + \cdots, \qquad (3.3)$$

где

$$\Delta \varepsilon_{\lambda}^{(0)} = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{\overline{\omega}_{\alpha}} |B_{\alpha}^{(1)}(\lambda,\lambda)|^2 - \frac{1}{4} \sum_{\alpha,\beta} \frac{1}{\overline{\omega}_{\alpha} \overline{\omega}_{\beta}} B_{\alpha}^{(1)}(\lambda,\lambda) B_{\beta}^{(1)}(\lambda,\lambda) B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\lambda,\lambda),$$
(3.3a)

$$\begin{split} \Delta \mathfrak{s}_{\lambda}^{(2)} &= \frac{1}{\frac{1}{2}} \sum_{\alpha} B_{\alpha z}^{\ast(2)} (\lambda, \lambda) \left(\cdot \upsilon_{\alpha} + \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{2} \sum_{\alpha, \beta} B_{\alpha}^{(1)} (\lambda, \lambda) B_{\alpha \beta \beta}^{\ast(3)} (\lambda, \lambda) \frac{1}{\overline{\omega}_{\alpha}} \left(\upsilon_{\alpha} + \frac{1}{2} \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} B_{\alpha}^{(1)} (\lambda, \lambda) B_{\beta}^{(1)} (\lambda, \lambda) B_{\alpha \beta \gamma \gamma}^{\ast(4)} (\lambda, \lambda) \frac{1}{\overline{\omega}_{\alpha} \overline{\omega}_{\beta}} \left([\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + \\ &+ \frac{1}{4} \sum_{\alpha, \beta} |B_{\alpha \beta}^{\ast(2)} (\lambda, \lambda)|^{2} \left(\frac{1 + \upsilon_{\alpha} + \upsilon_{\beta}}{\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta}} + \frac{\upsilon_{\alpha} - \upsilon_{\beta}}{\overline{\omega}_{\alpha} - \overline{\omega}_{\beta}} \right), \end{split}$$
(3.36)

$$\Delta \mathfrak{e}_{\lambda}^{(4)} = 3 \sum_{\alpha, \beta} B_{\alpha \alpha \beta \beta}^{\ast(4)} (\lambda, \lambda) \left(\upsilon_{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \left(\upsilon_{\beta} + \frac{1}{2} \right) - \\ &- 36 \sum_{\alpha, \beta, \gamma} B_{\alpha \beta \beta}^{\ast(3)} (\lambda, \lambda) B_{\beta \gamma \gamma}^{\ast(3)} (\lambda, \lambda) \frac{1}{\overline{\omega}_{\beta}} \left(\upsilon_{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \left(\upsilon_{\beta} + \frac{1}{2} \right) \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + \\ &+ \frac{3}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} |B_{\alpha \beta \gamma}^{\ast(3)} (\lambda, \lambda)|^{2} \times \\ \times \left(\frac{(1 + \upsilon_{\alpha})(1 + \upsilon_{\beta})(1 + \upsilon_{\gamma}) - \upsilon_{\alpha} \upsilon_{\beta} \upsilon_{\gamma}}{\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta} + \overline{\omega}_{\gamma}} + \frac{(1 + \upsilon_{\alpha})(1 + \upsilon_{\beta}) \upsilon_{\gamma} - \upsilon_{\alpha} \upsilon_{\beta} (1 + \upsilon_{\gamma})}{\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta} - \overline{\omega}_{\gamma}} \right) + \\ + 3 \sum_{\alpha, \beta, \gamma} |B_{\alpha \beta \gamma}^{\ast(2)} (\lambda, \lambda)|B_{\alpha \beta \gamma \gamma}^{\ast(4)} (\lambda, \lambda) \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{1 + \upsilon_{\alpha} + \upsilon_{\beta}}{\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta}} + \frac{\upsilon_{\alpha} - \upsilon_{\beta}}{\overline{\omega}_{\alpha} - \overline{\omega}_{\beta}} \right). \end{aligned}$$

Здесь и в дальнейшем приняты обозначения

$$B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\nu,\nu') = B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu,\nu') + \sum_{\mu}' B_{\alpha}^{(1)}(\nu,\mu) B_{\beta}^{(1)}(\mu,\nu) \left(\frac{1}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\mu}} + \frac{1}{\varepsilon_{\nu'} - \varepsilon_{\mu}}\right),$$

$$B_{\alpha\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') = B_{\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\nu,\nu') + \sum_{\mu} B_{\alpha\beta\gamma}^{*(2)}(\nu,\mu) B_{\gamma}^{(1)}(\mu,\nu') \left(\frac{1}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\mu}} + \frac{1}{\varepsilon_{\nu'} - \varepsilon_{\mu}}\right),$$

$$B_{\alpha\beta\gamma l}^{*(4)}(\nu,\nu') = B_{\alpha\beta\gamma l}^{(4)}(\nu,\nu') + \sum_{\mu}' B_{\alpha\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{l}^{(1)}(\mu,\nu') \left(\frac{1}{z_{\nu}-z_{\mu}} + \frac{1}{z_{\nu'}-z_{\mu}}\right),$$

$$v_{\alpha_i} = \langle b_{\alpha}^+ b_{\alpha} \rangle = (e^{\frac{-\alpha}{\sqrt{kT}}} - 1)^{-1}.$$

Таким образом, адиабатический сдвиг энергии электронного возбуждения возникает во всех четных порядках по *, начиная с нулевого. Однако большая часть этих поправок лишь формально принадлежит к своему порядку: истинным параметром малости здесь выступает $\frac{x^n}{2} = \frac{x^{n+2}}{2}$ — намного меньшая величина.

Члены, формально принадлежащие к нулевому порядку (3.3a), аналогичны радиационному сдвигу в квантовой электродинамике. Они малы и не зависят от температуры. В формулах для поправок 2-го и 4-го порядка имеется несколько членов такой же структуры, но с ангармоническими коэффициентами; они определяют температурно-зависящие "радиационные" сдвиги.

Наиболее существенными являются вклады 1-го члена (3.36) и первых двух членов (3.3в); в конечном счете именно они определяют сдвиг электронного уровня (напр., на полкванта колебательной энергии при $v_{\alpha} = 0$),

Все обсуждавшиеся до сих пор члены (3.3) не были специфичными для многоатомных систем. В формуле (3.3) имеются, однако, многомодовые члены, отражающие связи квазинормальных колебаний в многоатомной молекуле или кристалле (последний член в (3.36) и 3-й и 4-й члены в (3.3в)). Они имеют резонансный характер и при определенных обстоятельствах (связанных со структурой фононного спектра) становятся весьма существенными.

Отметим одну любопытную деталь. Аналогичный ресчет с гамильтонианом Фрелиха [3] приводит к потере в выражении для $\Delta \varepsilon_{\lambda}$ всех членов, кроме 1-го, из (3.3а) (в том числе, конечно, и связанных с многомодовыми эффектами). Гамильтониан адиабатического приближения для такого расчета вообще не применим, так как он содержит электронные операторы в усредненном виде.

Сопутствующее адиабатическому сдвигу затухание определяется формулой

$$\gamma_{\lambda}^{(a)} = x^2 \gamma_{\lambda}^{(2)} + x^4 \gamma_{\lambda}^{(4)} + \cdots, \qquad (3.4)$$

$$A^{(2)} = \frac{\pi}{2} \sum_{\alpha,\beta} |B^{*}_{\alpha\beta}(2)(\lambda,\lambda)|^2 v_{\alpha} (1+v_{\beta}) \delta(\overline{w}_{\alpha}-\overline{w}_{\beta}), \qquad (3.4a)$$

$$\gamma_{\lambda}^{(4)} = \frac{9\pi}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} |B_{\alpha\beta\gamma}^{*(3)}(\lambda, \lambda)|^2 \left[(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta}) \upsilon_{\gamma} + \upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta} (1+\upsilon_{\gamma}) \right] \delta \left(\overline{\omega_{\alpha}} - \overline{\omega_{\beta}} - \overline{\omega_{\gamma}} \right) +$$

γ

 $+\frac{3\pi}{2}\sum_{\alpha,\beta,\gamma}B^{*(2)}_{\alpha\beta}(\lambda,\lambda)B^{*(4)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}(\lambda,\lambda)v_{\alpha}(1+v_{\beta})(1+2v_{\gamma})\delta(\overline{w}_{\alpha}-\overline{w}_{\beta}). \quad (3.46)$
Затухание 2-го порядка получено, например, в работе Кривоглаза [5]. Оно обычно связывается с флуктуационным изменением энергии электрона при его взаимодействии с фононами и поэтому аналогично радиационному затуханию в электродинамике.

Затухание 4-го порядка специфично для многоатомных систем (с квазинепрерывным фононным спектром); оно отражает многомодовые эффекты, о которых мы упоминали выше.

Выделение недиагональной по электронным индексам части массового оператора в выражении для одноэлектронной функции Грина позволяет вычислить неадиабатический сдвиг энергии электрона и соответствующее затухание, обусловленные взаимодействием с фононами.

Формула для неадиабатического изменения энергии электрона имеет следующий вид:

 $\Delta s_{\lambda}^{(4)} = \sum \sum |B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\nu, \lambda)|^2 \times$

$$\Delta \varepsilon_{\lambda}^{(n)} = x^2 \Delta \varepsilon_{\lambda}^{(2)} + x^4 \Delta \varepsilon_{\lambda}^{(4)} + x^6 \Delta \varepsilon_{\lambda}^{(6)} + \cdots, \qquad (3.5)$$

$$\Delta \varepsilon_{\lambda}^{(2)} = \sum_{\nu} \sum_{\alpha} |B_{\alpha}^{(1)}(\nu, \lambda)|^{2} \left(\frac{1 + \upsilon_{\alpha}}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} - \varkappa^{2} \overline{\omega}_{\alpha}} + \frac{\upsilon_{\alpha}}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + \varkappa^{2} \overline{\omega}_{\alpha}} \right), \quad (3.5a)$$

$$\times \left(\frac{(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}-\varkappa^{2}(\bar{\omega}_{\alpha}+\bar{\omega}_{\beta})}+\frac{\upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\varkappa^{2}(\bar{\omega}_{\alpha}+\bar{\omega}_{\beta})}+\frac{2\upsilon_{\alpha}(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\varkappa^{2}(\bar{\omega}_{\alpha}-\bar{\omega}_{\beta})}\right), \qquad (3.56)$$

$$\Delta \varepsilon_{\lambda}^{(6)} = \sum_{\nu}^{\prime} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \left\{ |B_{\alpha\beta\gamma}^{*(3)}(\nu, \lambda)|^{2} \times \right.$$

$$\times \Big(\frac{(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta})(1+\upsilon_{\gamma})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}-\varkappa^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}+\overline{\omega}_{\beta}+\overline{\omega}_{\gamma})} + \frac{\upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta}\upsilon_{\gamma}}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\lambda^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}+\overline{\omega}_{\beta}+\overline{\omega}_{\gamma})} + \\ + \frac{3(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}-\varkappa^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}+\overline{\omega}_{\beta}-\overline{\omega}_{\gamma})} + \frac{3\upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta}(1+\upsilon_{\gamma})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\varkappa^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}+\overline{\omega}_{\beta}-\overline{\omega}_{\gamma})} \Big) + \\ + 2B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu,\lambda) B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(4)}(\nu,\lambda) \Big(\upsilon_{\gamma}+\frac{1}{2}\Big) \Big(\frac{(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}-\varkappa^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}+\overline{\omega}_{\beta})} + \\ + \frac{\upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\varkappa^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}+\overline{\omega}_{\beta})} + \frac{2\upsilon_{\alpha}(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\varkappa^{2}(\overline{\omega}_{\alpha}-\overline{\omega}_{\beta})} \Big) + 4B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu,\lambda) \times \\ B_{\beta\gamma\gamma}^{*}(\nu,\lambda) \Big(\frac{1+\upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}-\varkappa^{2}\overline{\omega}_{\beta}} + \frac{\upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}+\varkappa^{2}\overline{\omega}_{\beta}} \Big) \Big(\upsilon_{\alpha}+\frac{1}{2}\Big) \Big(\upsilon_{\gamma}+\frac{1}{2}\Big) \Big\} .$$

Неадиабатические поправки к энергии электрона возникают во 2-м порядке. Все они определяются неадиабатическими коэффициентами связи и имеют резонансный характер. При $\varepsilon_v - \varepsilon_\lambda \sim x^2 \overline{\omega}$ их относительный вклад повышается на два порядка по х.

×

Все поправки температурно-зависимы и не исчезают при T=0. 3 Известия АН АрмССР, Физика, № 3

Неадиабатическое затухание квазичастичного состояния электрона, как это видно из приводимых ниже формул, также возникает, начиная со 2-го порядка теории:

$$\gamma_{T}^{(n)} = x^{2} \gamma_{\lambda}^{(2)} + x^{4} \gamma_{\lambda}^{(4)} + x^{6} \gamma_{\lambda}^{(6)} + \cdots$$

$$\gamma_{\lambda}^{(2)} = 2\pi \sum_{\alpha} \sum_{\nu} \left| B_{\alpha}^{(1)} (\nu, \lambda) \right|^{2} \left[(1 + \upsilon_{\alpha}) \delta \left(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\lambda} + x^{2} \overline{\omega_{\alpha}} \right) + \upsilon_{\alpha} \delta \left(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\lambda} - x^{2} \overline{\omega_{\alpha}} \right) \right],$$
(3.6)
$$(3.6a)$$

$$\gamma_{\lambda}^{(4)} = \frac{\pi}{4} \sum_{\alpha,\beta} \sum_{\nu}' |B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\nu,\lambda)|^2 \left[(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta}) \delta(\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}-\varkappa^2(\overline{\omega_{\alpha}}+\overline{\omega_{\beta}})) + \right]$$

 $+ \upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta}\delta(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + z^{2}(\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta})) + 2\upsilon_{\alpha}(1 + \upsilon_{\beta}) \quad \delta(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + z^{2}(\overline{\omega}_{\alpha} - \overline{\omega}_{\beta}))],$ (3.66)

$$\gamma_{\lambda}^{(6)} = \frac{3\pi}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \sum_{\nu}' \{ |B_{\alpha\gamma\beta}^{*(3)}(\nu, \lambda)|^2 \left[(1 + \upsilon_{\alpha})(1 + \upsilon_{\beta})(1 + \upsilon_{\gamma}) \delta(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} - \varkappa^2 \times \omega) \right] \}$$

 $\times (\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta} + \overline{\omega}_{\gamma}) + v_{\alpha}^{*} v_{\beta} v_{\gamma} \delta (\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + x^{2} (\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta} + \overline{\omega}_{\gamma})) + 3 (1 + v_{\alpha}) (1 + v_{\beta}) \times \\ \times v_{\gamma} \delta(\varepsilon_{\lambda \uparrow} - \varepsilon_{\nu} - x^{2} (\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta} - \overline{\omega}_{\gamma})) + 3 v_{\alpha} v_{\beta} (1 + v_{\gamma}) \delta (\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + x^{2} (\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta} - \overline{\omega}_{\gamma}))] + \\ + 3 B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)} (v_{\nu}, \lambda) B_{\alpha\gamma\gamma}^{*(3)} [(1 + v_{\beta}) \delta (\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} - x^{2} (\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta}) +$

$$+ v_{\beta} \delta (\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + x^{2} \overline{w}_{\beta})] \left(v_{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \left(v_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) +$$

$$+2B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\nu, \lambda) B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(4)}(\nu, \lambda) [(1+\upsilon_{\alpha})(1+\upsilon_{\beta}) \delta(s_{\lambda}-s_{\nu}-x^{2}(\overline{\omega_{\alpha}}+\overline{\omega_{\beta}}))+ \\ +\upsilon_{\alpha}\upsilon_{\beta}^{3} \delta(s_{\lambda}-s_{\nu}+x^{2}(\overline{\omega_{\alpha}}+\overline{\omega_{\beta}}))+2\upsilon_{\alpha}(1+\upsilon_{\beta}) \delta(s_{\lambda}-s_{\nu}+x^{2}(\overline{\omega_{\alpha}}-\overline{\omega_{\beta}}))]\times$$

$$\left\langle \left(v_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) \right\rangle$$
 (3.6B)

Формула (3.6а) известна из работ канадских авторов [3], именно ею и ограничивается вся информация о неадиабатическом затухании, которую можно извлечь из гамильтониана Фрелиха. Формула (3.66) была получена Кривоглазом [5].

Затухание $\gamma_{\lambda}^{(6)}$ (формула 3.6в) при выполнении резонансных условий становится величиной 4-го порядка. Оно специфично для многоатомных систем, учитывает многомодовые эффекты и в определенных условиях (примесные центры в кристаллах с подходящей структурой фононного спектра) может быть существенным.

4. Спектр и затухание фононов

Для вычисления спектра и затухания элементарных возбуждений бозевского типа-фононов-необходимо найти Фурье-образ однофоновной функции Грина

Элементарные возбуждения в многоатомной системе

$$D_{aa'}(t, t') = i\vartheta (t-t') < [b_{a}(t), b_{a'}^+(t')] >.$$
(4.1)

Выделяя в соответствующем выражении для поляризационного оператора диагональные по электронным индексам члены, нетрудно найти адиабатический сдвиг частоты и адиабатическое затухание фононов. Соответствующие формулы известны из литературы [4, 5] и здесь не приводятся.

Бо́льший интерес представляют формулы для неадиабатического сдвига и затухания, которые можно получить, выделив из поляризационного оператора недиагональные по электронным индексам члены. Эти члены, естественно, не содержат коэффициентов адиабатического потенциала, а также C и D коэффициентов. Входящие в них коэффициенты $B^{*(n)}(\lambda, v)$ ($n \ge 2$) мы будем в дальнейшем называть неадиабатическими коэффициентами связи квазинормальных осцилляторов. Своеобразие этого вида связи состоит в том, что она проявляется через виртуальные электронные состояния.

Выражение для неадиабатического сдвига частоты фонона имеет вид

$$\Delta \omega_{\alpha} = \chi^{2} \Delta \omega_{\alpha}^{(2)} + \chi^{4} \Delta \omega_{\alpha}^{(4)} + \chi^{6} \Delta \omega_{\alpha}^{(6)} + \cdots, \qquad (4.2)$$

$$\Delta \omega_{\alpha}^{(2)} = \sum_{\nu,\nu'}^{\prime} \frac{|B_{\alpha}^{(1)}(\nu,\nu')|^2 \omega_{\alpha}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'}} (\overline{n}_{\nu} - \overline{n}_{\nu'}), \qquad (4.2a)$$

$$\Delta \omega_{\alpha}^{(4)} = \frac{1}{4} \sum_{\nu,\nu'} \sum_{\beta} |B_{\alpha\beta}^{\ast(2)}(\nu,\nu')|^2 \left[\frac{\overline{n_{\nu}(1+\omega_{\beta})} - \overline{n_{\nu'}} v_{\beta}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2 (\overline{\omega}_{\alpha]} - \overline{\omega}_{\beta})} + \frac{\overline{n_{\nu}} v_{\beta} - \overline{n_{\nu'}} (1+v_{\beta})}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2 (\overline{\omega}_{\alpha} + \overline{\omega}_{\beta})} \right], \qquad (4.26)$$

$$\begin{split} \Delta \omega_{\alpha}^{(6)} &= \frac{3}{4} \sum_{\nu, \nu'} \sum_{\beta, \gamma} \left\{ 3 |B_{\alpha\beta\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu')|^2 \left[2 \frac{\bar{n}_{\nu} \upsilon_{\beta}(1+\upsilon_{\gamma}) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\gamma}(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})} + \right. \\ &+ \frac{\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta})(1+\upsilon_{\gamma}) - \bar{n}_{\nu} \upsilon_{\beta}\upsilon_{\gamma}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})} + \frac{\bar{n}_{\nu} \upsilon_{\beta}\upsilon_{\gamma} - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta}(1+\upsilon_{\gamma}))}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})} \right] + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\gamma}^{*(4)}(\nu, \nu')B_{\beta\gamma}^{*(2)}(\nu, \nu') \left[\frac{\bar{n}_{\nu} \upsilon_{\beta}(1+\upsilon_{\gamma}) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\gamma}(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})} + \frac{\bar{n}_{\nu} (\upsilon_{\beta} + 1) (\upsilon_{\gamma}^{*} + 1) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\beta} \upsilon_{\gamma}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})} \right] + 2B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(4)}(\nu, \nu') B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\nu, \nu') \times \\ &\times \left[\frac{\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\gamma})} + \frac{\bar{n}_{\nu} \upsilon_{\beta} - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu') \times \\ &\times \left[\frac{\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} - x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma})} + \frac{\bar{n}_{\nu} \upsilon_{\beta} - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta})}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu') \times \\ &\times \left[\frac{\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} - x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu') \times \\ &\times \left[\frac{\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \bar{n}_{\nu'} \upsilon_{\beta}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} - x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') B_{\alpha\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu') + \frac{\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') B_{\alpha\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu') + \frac{\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') B_{\alpha\gamma}^{*(3)}(\nu, \nu') + \frac{\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma})} \right] (\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2}) + \\ &+ 2B_{\alpha\beta\beta}^{*(3)}(\nu, \nu') + \frac{\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}}{\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + x^2} (\bar{\omega}_{\beta} + \bar{\omega}_{\gamma}$$

21

Неадиабатические поправки к энергии фонона формально имеют тот же порядок малости, что и адиабатические, но в большинстве случаев они заведомо меньше последних. Однако все они имеют резонансный характер и при $\varepsilon_v - \varepsilon_v \sim x^2 \overline{\omega}$ становятся существенными ("мелкий" примесный уровень в кристалле, близкие уровни электронного возбуждения в молекуле).

Первый член в формуле (4.2а) и последний член в (4.26) (при $\alpha = \beta = \gamma$) не зависят от связи α -го осциллятора с другими осцилляторами и поэтому не являются специфическими для многоатомных систем. Все остальные члены отражают определенные корреляционные связи между фононами. В соответствии с (4,2) такие связи возникают уже во 2-м порядке по ×. Мы уже отмечали, что своеобразие неадиабатических связей состоит в том, что они определяются не только структурой фононного, но и электронного спектра. Эти связи особенно наглядно выявляются в условиях близости (квазирезонанса) одного из уровней электронного возбуждения с определенными комбинациями частот фононов. Существенны квазирезонансы с суммарными (и разностными) комбинациями двух и трех частот, из которых одна принадлежит рассматриваему фонону. Но как видно из (4.2в), уширение фонона с частотой х² ш, может осуществляться и при квазирезонансах уровня электронного возбуждения с другими частотами фононов и их комбинациями.

Неадиабатическое затухание фонона определяется формулами

$$\gamma_{\alpha} = x^{2} \gamma_{\alpha}^{(2)} + x^{4} \gamma_{\alpha}^{(4)} + x^{6} \gamma_{\alpha}^{(6)} + \cdots, \qquad (4.3)$$

$$\gamma_{z}^{(2)} = \pi \sum_{\nu, \nu'} |B_{\alpha}^{(1)}(\nu, \nu')|^{2} (\overline{n}_{\nu} - \overline{n}_{\nu'}) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \chi^{2} \overline{\omega}_{z}), \qquad (4.3a)$$

$$\begin{split} \gamma_{\alpha}^{(4)} &= \frac{\pi}{4} \sum_{\nu,\nu'} \sum_{\beta} |B_{\alpha\beta}^{*(2)}(\nu,\nu')|^2 \left[(\bar{n}^{\nu'}(1+\upsilon_{\beta}) - n_{\nu'}\upsilon_{\beta}) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} - \bar{\omega}_{\beta})) + \right. \\ &+ (\bar{n}_{\nu}\upsilon_{\beta} - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta})) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right], \quad (4.36) \\ \gamma_{\alpha}^{(6)} &= \frac{3\pi}{4} \sum_{\nu,\nu'} \sum_{\beta,\gamma} \left\{ 3|B_{\alpha\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu')|^2 \left[2(\bar{n}_{\nu}\upsilon_{\beta}(1+\upsilon_{\gamma}) - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta})\upsilon_{\gamma}) \times \right. \\ &\times \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})) + \right. \\ &+ (\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta})(1+\upsilon_{\gamma}) - \bar{n}_{\nu'}\upsilon_{\beta}\upsilon_{\gamma}) (\delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} - \bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})) - \\ &- \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta}] + \bar{\omega}_{\gamma})) \right] + 2B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(4)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(2)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}\upsilon_{\beta}(1+\upsilon_{\gamma}) - - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta})\upsilon_{\gamma}) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\beta} - \bar{\omega}_{\gamma})) + (\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta})(1+\upsilon_{\gamma}) - \\ &- \bar{n}_{\nu'}\upsilon_{\beta}\upsilon_{\gamma}) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} - \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\gamma} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] + 2B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(4)}(\nu,\nu') B_{\alpha\beta\gamma}^{*(2)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \\ &- \bar{n}_{\nu'}\upsilon_{\beta}) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} - \bar{\omega}_{\beta})) + (\bar{n}_{\nu}\upsilon_{\beta} - \bar{n}_{\nu'}(1+\upsilon_{\beta})) \delta(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\nu'} + \\ &+ \varkappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\beta\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') [(\bar{n}_{\nu}(1+\upsilon_{\beta}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\alpha} + \bar{\omega}_{\beta})) \right] \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') [(\bar{\omega}_{\nu}(1+\upsilon_{\nu}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\nu} + \bar{\omega}_{\nu})) \right) \right) \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') B_{\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,\nu') \left[(\bar{\omega}_{\nu}(1+\upsilon_{\nu}) - \\ &- \kappa^2 (\bar{\omega}_{\nu} + \bar{\omega}_{\nu}) \right] \right) \right) \left(\upsilon_{\gamma} + \frac{1}{2} \right) + 2B_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{*(3)}(\nu,$$

$$\begin{array}{l} -\overline{n}_{v'}v_{\beta})\delta\left(\varepsilon_{v}-\varepsilon_{v'}-x^{2}\overline{\omega}_{\beta}\right)+\left(\overline{n}_{v}v_{\beta}-\overline{n}_{v'}\left(1+v_{\beta}\right)\right)\delta\left(\varepsilon_{v}-\varepsilon_{v'}+x^{2}\overline{\omega}_{\beta}\right)\right]\times\\ \times\left(v_{\eta}+\frac{1}{2}\right)+2B_{z\beta\beta}^{*(3)}\left(v,v'\right)B_{z\gamma\gamma}^{*(3)}\left(v,v'\right)\left(\overline{n}_{v}-\overline{n}_{v'}\right)\delta\left(\varepsilon_{v}-\varepsilon_{v'}+x^{2}\overline{\omega}_{z}\right)\times\\ \times\left(v_{\beta}+\frac{1}{2}\right)\left(v_{\gamma}+\frac{1}{2}\right)\right\}.$$

$$(4.3b)$$

Из формул (4.3) видно, что неадиабатическое затухание возникает уже во 2-м порядке по 7. Очевидно, при $\gamma^{(2)} \sim \overline{\omega}$ адиабатическое приближение становится совершенно не применимым.

Неадиабатическое затухание фононов обусловленно распадными процессами нескольких типов. Общим в каждом из таких процессов является рождение (или уничтожение) квантов элементарных электронных возбуждений за счет уничтожения (или рождения) одного или нескольких фононов.

Затухание, связанное с $\gamma_{\alpha}^{(2)}$ и последним членом $\gamma_{\alpha}^{(6)}$ (при $\alpha = \beta = \gamma$), отвечает однофононным процессам распада без учета корреляций фононов; все остальные члены отражают распад коррелированных групп фононов.

Конкретные оценки роли отдельных членов могут быть сделаны, конечно, только для некоторых частных моделей.

Все неадиабатические поправки к энергии фонона и неадиабатическое затухание температурно-зависимы и не исчезают при T=0.

Институт органической химии АН СССР, Институт физических исследований АН АрмССР

Поступила 7.1.1969

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Л. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов, Метод функции Грина в статистической механике. Физматгиз, М. 1961.
- 2. А. С. Давыдов, Теория молекулярных экситонов. "Наука", М., 1968.
- K. Nishikawa, R. Barrie, Can. Journal Physics, 41, 1135 (1963); R. Barrie. R. Rystephanick. Can. J. Phys. 44, 109 (1966).
- A. A. Maradudin, "Astrophysics and Meny-Body Problem, N. Y. 1963, Ann. of Phys. 30, 371 (1954); "Phonons and Phonon Interaction" N.Y. 1964 A. Марадудин, Дефекты и колебательный спектр кристаллов. "Мир", М. 1968.
- М. А. Кривоглав, ЖЭТФ, 48, 310 (1965); М. А. Иванов, Л. Б. Квашнина, М. А. Кривоглав, ФТТ, 7, 2047 (1965); М. А. Иванов, М. А. Кривоглав, Д. Н. Мирлин, И. И. Решина, ФТТ, 8, 192 (1966).
- 6. С. В. Тябликов, В. Л. Бонч-Бруевич, "Теория возмущений для двухвременных температурных функций Грина". Изд. МВЦ АН СССР, М., 1962.
- 7. А. А. Киселев, Опт. и спектр., 22, 195 (1967); 24, 181 (1968).
- М. Борн, Хуан Кунь. "Динамическая теория кристаллических решеток". ИЛ, М. 1958.
- 9. Е. Г. Бровман, Ю. Каган, ЖЭТФ, 52, 557 (1967).

ՏԱՐՐԱԿԱՆ ԳՐԳՌՈՒՄՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԸ ԵՎ ՄԱՐՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱԱՏՈՄԱՅԻՆ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ

Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՑԱՆ, Լ. Լ. ԿՐՈՒՇԻՆՍԿԻ

Գրինի երկժամանակային (չերմաստիճանային) ֆունկցիաների մենոդով Հաշված են սպեկտըրալ բաշխման ֆունկցիաները տարրական էլեկտրոնային և ֆոնոնային գրգռումների Համար, օպտադործելով Բորն-ՕպենՀեյմերի ըստ փոքր $\varkappa = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4}$ պարամետրի վերլուծված ոչ ռեյլա-

տիվիստիկ համիլտոնյանը։

էլեկտրոնների և ֆոնոնների սպեկտրալ բնուԲագրերի (էներգիա, մարում) համար ստացվել են ավելի ընդհանուր արտահայտություններ, որոնք բացի մոտավոր և էֆեկտիվ համիլտոնյանների օգնությամբ ստացված արժեքներից, պարունակում են նաև ոչ ադիաբատիկ ուղղումներ։

Հայվումները կատարված են ներառյալ չ6 պարունակող անդամների ճյառւնյամբ։

ELEMENTARY EXCITATION SPECTRUM AND ATTENUATION IN A MULTI-ATOM SYSTEM

F. P. SAFARIAN, L. L. KROUSHINSKI

The spectral distribution functions for elementary excitations for electrons and phonons are calculated by Green's method of two-timed (temperature) functions, using the exact non-relativistic Hamiltonian, expanded for Born-Openheimer small parameters

of
$$z = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4}$$
.

More general expressions for the spectral characteristics (energy, attenuation) of electrons and phonons have been obtained except the values found with the help of aproximate and effective Hamiltonians which also include non-adiabatic corrections.

The calculations have been carried out correctly to the term of z6 (inclusive).

АЗИМУТАЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТА ЕРЕВАНСКОГО СИНХРОТРОНА

С. К. ЕСИН, К. А. САДОЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Определяются основные причины, приводящие к азимутальной асимметрии напряженности магнитного поля на уровне полей инжекции электромагнита кольцевого ускорителя, и описываются некоторые способы уменьшения ее величины.

Величина азимутальной асимметрии напряженности магнитного поля от блока к блоку в момент инжекции, после выполнения специальных мер по выравниванию магнитных характеристик отдельных блоков электромагнита кольцевых ускорителей, определяется, в основном, разбросом активных или реактивных составляющих токов утечек. Рассмотрим причины возникновения и возможности уменьшения величины этих токов на конкретном примере электромагнита Ереванского синхротрона [1].

Активная составляющая токов утечки в системе питания электромагнита

Величина активных токов утечки определяется, главным образом, величиной сопротивления системы водоохлаждения основных обмоток блоков электромагнита по отношению к земле. Упрощенная схема питания основных обмоток блоков электромагнита Ереванского синхротрона в ее первоначальном варианте с учетом активных и емкостных токов утечек представлена на рис. 1.

Величина тока активной утечки узла C, обусловленная переменной составляющей напряжения на блоках, определится из соотношения

$$J_{y_c} = \frac{2U_{rp_{\omega}}}{R} \left(\frac{L'_{p_1}}{L'_{p_1} + L'_{p_1}} - \frac{L_l}{3L_l + L_{u_l}} \right).$$

Ток в контуре изменяется по следующему закону:

$$L_{\text{KOHT}} = \hat{J}_{-} \left(k - \cos \omega t \right),$$

rge $k = \frac{f}{f_{-}}$

тогда

$$U_{\rm rp} = L_{\rm rp} \frac{d f_{\rm KOHT}}{dt} = \omega L_{\rm rp} \cdot \hat{f}_{\sim} \cdot \sin \omega t = \hat{U}_{\sim} \cdot \sin \omega t.$$

Аналогично можно определить J_y и для других узлов. Из-за активных токов утечки имеется систематическая разница в напряженности магнитного поля как между блоками в группе, так и между группами



САЦ — ПАРАЗИТНЫЕ ЕМКОСТИ КАБЕЛЕН Сві R — сопротивление утечки барков по системе баложаласти LI - ИНАУКТИВНОСТЬ БЛОКА LUI- ИНАУКТИВНОСТЬ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО БЛОКА

Рис. 1.

блоков. Алгебраическая сумма токов утечки одной группы блоков составляет

$$J_{y_{rp}} = \sum_{m=1}^{r} J_{y_{m}} = \hat{U}_{-} \left[\frac{L_{p_{1}}}{L_{p_{1}} + L_{p_{1}}} \left(\frac{12}{R} + \frac{2}{R_{u}} \right) - \frac{L_{l}}{3L_{l} + L_{u_{l}}} \left(\frac{18}{R} + \frac{3}{R_{u}} \right) - \frac{1}{R_{u}} \right] \sin \omega t.$$

Из данного выражения видно, что при правильном подборе отношений $\frac{L'_{p_1}}{L'_{p_1}}$ и $\frac{L_l}{L_{u_l}}$ и при соответствующем расположении измерительного блока L_u в группе блоков можно добиться $J_{y_{rp}} = 0$. Тогда из-за активных токов утечек по системе водоохлаждения сохранится систематическая разница токов только между блоками внутри групп блоков. Из рис. 1 видно, что максимальная разница в напряженности магнитного поля внутри любой группы будет между 1 и 2 блоками и составит

$$\frac{\Delta H}{H_{\text{инж}}} = \frac{4\hat{U}_{\text{mink}} \cdot \sin \omega t_{\text{инж}}}{J_{\text{инж}} \cdot R} \left(\frac{L'_{p_1}}{L'_{p_1} + L'_{p_1}} - \frac{L_{l}}{3L_l + L_{u_l}} \right)$$

где $H_{\text{инж}}$, $J_{\text{инж}} = \hat{J}_{\sim} (k - \cos \omega t_{\text{инж}})$ соответственно напряженность магнитного поля и ток в электромагните в момент инжекции, $t_{\text{инж}}$ -момент инжекции:

Если же $J_{y_{rp}} \neq 0$, тогда суммарный ток всех групп блоков замкнется через заземленную шину первого реактора, создав скачок в напряженности поля между 1 и 16 группой блоков, разный



Параметры резонансного контура электромагнита Ереванского синхротрона оказались таковыми, что удалось легко достигнуть $\int_{y_{rpl}} \simeq 0$, а разница в напряженности магнитного поля при инжекции между 1 и 2 блоками в каждой группе блоков при номинальном режиме питания электромагнита ($U_{rp,yq} = 4400 \ s$, $\sin \circ t_{nnx} \simeq 0.3$, $f = 47 \ ug$, $J_{nnx} = 20 \ a$) составила менее $0.013^{\circ}/_{0}$. При этом требуется, чтобы сопротивление водяного столба R было не менее 2 *Мом*, что соответствует удельному сопротивлению охлаждающей воды, равному 40 ком. см. Это дает возможность отказаться от производства глубокообессоленной воды и использовать для охлаждения обмоток электромагнита обычную дистиллированную воду.

Характер распределения активных токов утечек, обусловленных наличием постоянной составляющей тока в электромагните, показан на рис. 2в, где ΔJ —изменение основного тока электромагнита в соответствующих группах, U_- распределение постоянного напряжения по контуру электромагнита. При удельном сопротивлении охлаждающей



Рис. 2.

воды 40 ком. см, максимальная разница в напряженности магнитного поля, существующая между 1 и 8 или 8 и 16 группами блоков, составляет не более $0,1^{0}/_{0}$, что может быть легко компенсировано оперативными системами коррекции магнитного поля.

Емкостная составляющая токов утечки в электромагните

Силовая электрическая связь между группами конденсаторных батарей и группами блоков электромагнита осуществляется кабелями типа КШВГ. Указанные кабели имеют емкость "жила-экран" порядка 0,0015 мкф на погонный метр. Наличие этой паразитной емкости (рис. За) приводит к изменению распределения токов между группами блоков (З) вследствие появления паразитных емкостных токов утечки.



Р — РАЗРАДНИК R₃— заземляющее сопротивление С_{к'п}— конденсаторы нулевой точки

Рис. 3.

В таблице 1 приведены значения паразитных токов, соответствующих номинальному режиму питания электромагнита. Разность токов между соседними группами имеет в основном один и тот же знак, кроме 1 и 16 групп, где контур нагрузки заземлен. Суммарный ток утечки всех кабелей возвращается в контур через заземление средней точки 1-й группы и на эту величину отличаются токи в 1 и 16 группах. Одинаковость знака разностных токов объясняется следующими причинами: а) кабели, выходящие из узлов $A_1, A_2 \cdots A$, длинее кабелей, выходящих из узлов $B_1, B_2 \cdots B$, вследствие конструкции здания ускорителя; в) потенциал узлов $A_1, A_2 \cdots A$ по отношению к земле выше потенциала узлов $B_1, B_2 \cdots B$ вследствие несимметричности заземленной точки.

№ груп- пы	Паразити каб КШВГ	ые емкости елей в (МКФ)	Паразити	ные токи	Разность паразитных	АН Ницж. (%)	
	узлов А	узлов В	узлов А	узлов В	TOROS		
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11	0,615 0,615 0,76 0,605 0,82 0,73 0,575 0,60 0,557 0,52 0,462	$\begin{array}{c} 0,47\\ 0,395\\ 0,30\\ 0,31\\ 0,31\\ 0,335\\ 0,395\\ 0,526\\ 0,56\\ 0,59\\ 0,632\\ \end{array}$	0,390 0,340 0,482 0,384 0,520 0,463 0,363 0,363 0,381 0,353 0,331 0,293	$\begin{array}{c} 0,271\\ 0,227\\ 0,173\\ 0,178\\ 0,178\\ 0,193\\ 0,227\\ 0,303\\ 0,322\\ 0,339\\ 0,363\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,129\\ 0,163\\ 0,309\\ 0,206\\ 0,342\\ 8,270\\ 0,136\\ 0,078\\ 0,031\\ -0,008\\ -0,070\\ \end{array}$	0,554 1,255 2,584 3,460 4,940 6,101 6,686 7,021 7,155 7,120 6,819	
12 13 14 15	0,62 0,62 0,545 0,634	0,50 0,58 0,523 0,596	0,394 0,393 0,346 0,402	0,288 0,334 0,301 0,343	0,105 0,059 0,045 0,069	7,271 7,525 7,718 8,015	

Паразитные токи силовых кабелей составляют заметную величину по отношению к току инжекции, а по фазе совпадают с переменной составляющей тока электромагнита и, тем самым, создают сильную азимутальную асимметрию на уровне полей инжекции. Величина асимметрии поля при инжекции

$$\frac{\Delta H}{H_{\text{HH}\#}} = \frac{\Delta J_{1+16}}{J_{\text{HH}\#}} = \left[\frac{L_{p_1}}{L_{p_1} + L_{p_1}}\sum_{i=2}^{16} C_i - \sum_{l=2}^{16} C_{B_l}\right] \frac{\cos \omega t_{\text{HH}\#}}{C_{\text{FP}} (k - \cos \omega t_{\text{HH}\#})}$$

где

$$\omega^2 = \frac{1}{L_{rp} \cdot C_{rp}}, \ L_{rp} = L_{p_l} + 3L_l + L_{u_l},$$

зависит от конкретных величин паразитных емкостей, отношения постоянного и переменного токов в электромагните и момента инжекции. Расчетная величина азимутальной асимметрии напряженности магнитного поля на уровне малых полей при номинальном режиме питания электромагнита приведена в табл. 1.

Рассмотрим распределение токов в группах блоков электромагнита при действии устройства, возмущающего магнитное поле для вывода гамма-пучков.

Вывод ускоренного пучка осуществляется созданием локального возмущения равновесной орбиты. Для этого на дополнительные обмотки определенных блоков в конце цикла ускорения при $t = t_{\text{эжек.}}$ подается импульс напряжения, форма которого описывается уравнением

$$U_{b} = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} U_{m} \sin \Omega \left(t - k \frac{2\pi}{\omega} + t_{SK} \right) \left(1_{k\frac{2\pi}{\omega} + i_{SK}} - 1_{k\frac{2\pi}{\omega} + i_{SK}} + \frac{\pi}{\Omega} \right),$$

Tahanna 1

где tower - момент эжекции пучка, • - частота резонансного контура.

Во время вывода пучка суммарный поток всех блоков не должен претерпевать изменения. Следовательно, должно иметь место условие отсутствия обмена энергией между системой питания выводных обмоток и основной системой питания через электромагнитные ; блоки. В первом приближении это условие обеспечивается соответствующей схемой включения выводных обмоток. Однако в реальном контуре из-за существования паразитных емкостей это условие нарушается. Рассмотрим грубо влияние паразитных емкостей кабелей КШБГ на азимутальное распределение малых полей при работе выводного устройства. Путем некоторых допущений можно привести действие выводного устройства к эквивалентной схеме, состоящей из последовательно соединенных импедансов блоков, паразитных емкостей и эквивалентного генератора. Резонансная частота такой цепочки определяется как



где k — номер блока, зависящий от азимута вывода пучка по отношению к месту заземления контура.

Решая уравнение для такой эквивалентной схемы, можно определить ток через заземляющую шину резонансного контура [2] при $\frac{3}{4}\frac{\pi}{9} \ll t \ll +\infty$,

$$i = \frac{C_n \beta U_b'}{2\alpha} \cos \gamma \left\{ e^{-\alpha \left(t + \frac{3}{4\Omega}\right)} \cdot \sin \left[\beta \left(t + \frac{3\pi}{4\Omega} + p\right) \right] + e^{-\alpha \left(t - \frac{3}{4} \cdot \frac{\pi}{\Omega}\right)} \cdot \sin \left(t - \frac{3}{4} \cdot \frac{\pi}{\Omega} + p\right) \right\},$$

где

$$\gamma = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\left(\frac{\alpha}{\Omega}\right)^{2} + \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^{2} - \left(\frac{3}{3}\right)^{2}}{\frac{4}{3\Omega}\beta \cdot \pi^{2}},$$

$$p = \frac{1}{\beta} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\left(\alpha \frac{\pi}{\Omega}\right)^{2} + \left(\beta \frac{\pi}{\Omega}\right)^{2} - \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{2}}{\left(\alpha \frac{\pi}{\Omega}\right)^{2} + \left(\beta \frac{\pi}{\Omega}\right)^{2} + \left(\frac{2\pi}{\Omega}\right)^{2}} + \left(\frac{2\pi}{\Omega}\right)^{2}\right],$$

$$\beta = \sqrt{\alpha^{2} - \omega_{0}^{2}} \simeq \omega_{0}; \quad \alpha = \frac{r}{2L_{ob}}.$$

Для конкретрых параметров Ереванского синхротрона в двух последующих циклах в момент инжекции мгновенное значение этого тока будет равно 0,35*a* и 0,12*a*. Ток указанной величины будет создавать в двух последующих циклах при инжекции асимметрию поля между 1-24 и 25—48 блоками, равную соответственно 1,8% и 0,7%. Компенсация такой азимутальной асимметрии имеющимися средствами практически невозможна ввиду относительно высокой частоты генерации паразитного тока в контуре и зависимости ее величины от момента $t_{sжее}$ и азимута сброса пучка на мишень.

Способ подавления азимутальной асимметрии

Одним из способов подавления азимутальной асимметрии является подключение к узлам $A_1 + A_{48}$ или $B_1 + B_{48}$ дополнительных реактансов, по которым протекает ток Δf_n такой, что $f_{A_1} = f_{B_1} + \Delta f_n$, либо $\sum_{l=1}^{16} f_{y_{rpl}} = 0$. Возможно также осуществить коррекцию поля в момент инжекции путем шунтирования дополнительных обмоток блоков реактансами различной величины. Однако оба эти способа имеют тот недоста ток, что токи через паразитные и корректирующие элементы имеют значительную величину и изменяются при изменении внешних условий или режима работы ускорителя.

Более эффективный способ, использованный на Ереванском синхротроне, состоит в том, что экраны кабелей КШВГ отсоединяются от заземленной шины и подключаются к искусственно созданным нулевым точкам k_n соответствующих конденсаторных батарей (рис. 3-6). При этом экраны кабелей имеют нулевой потенциал по отношению к земле и, несмотря на наличие емкости экран-земля, паразитный ток, текущий в землю, отсутствует. Этот вариант одновременно уменьшает влияние пульсации постоянного тока на азимутальную асимметрию магнитного поля, поскольку последовательно с емкостью жила-экран подключается емкость экран-земля. Уменьшение емкости жила-экран подключается емкость экран-земля. Уменьшение емкости жила-экран от указанном соединении более чем на два порядка) сильно увеличивает собственную частоту эквивалентного контура, рассматриваемого при анализе работы выводного устройства, а вместе с этим и затухание амплитуды свободных колебаний в контуре к моменту инжекции в последующих циклах.

Азимутальная асимметрия напряженности магнитного поля в электромагните Ереванского синхротрона была устранена методом зануления экранов силовых кабелей. Оставшееся отличие около 0,6% в напряженности магнитного поля между 1 и 16 группой блоков объясняется паразитной емкостью измерительных кабелей и легко устраняется существующими оперативными средствами коррекции. Во избежание появления высокого потенциала на экранах кабелей КШВГ, между нулевой точкой каждой группы конденсаторов и землей подключены активное сопротивление порядка 20 ком и низковольтный разрядник.

Ереванский физический институт

Поступила 11. XII. 1969

ЛИТЕРАТУРА

- Ю. Г. Албалян, А. И. Алиханян и др. "Ереванский электронный синхротрон на энергию 6 Гэв". Труды международной конференции по ускорителям. Дубна 1963. Атомиздат. М. 1964.
- И. И. Теумин, Справочник по переходным электрическим процессам, Связьиздат. М. 1952.
- Б. Н. Жуков, Влияние емкостной утечки на азимутальную неоднородность магнитного поля. Сборник Электрофизическая аппаратура, вып. 8. Атомиздат. М. 1969.

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԱԶԻՄՈՒՏԱՑԻՆ ԱՍԻՄԵՏՐԻԱՆ ԵՐԵՎԱՆԻ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՈՒՄ

Ս. Կ. ԵՍԻՆ, Կ. Ա. ՍԱԴՈՑԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՑԱՆ

Որոշվում են օղակաձև արագացուցիչի էլեկտրամագնիսի ինժեկցիայի մակարագակի վրա մագնիսական դաշտի լարվածության ազիմուտային ասիմետրիայի բերող Հիմնական պատճառները և նկարագրվում են նրա մեծության իջեցման մի քանի եղանակներ։

AZYMUTHAL ASYMMETRY OF THE MAGNETIC FIELD STRENGTH OF THE YEREVAN SYNCHROTRON ELECTROMAGNET

S. K. YESIH, K. A. SADOYAN, A. R. TUMANIAN

Basic causes leading to azimuthal asymmetry of the magnetic field strength at the level of injection fields of the ring accelerator electromagnet are determined and certain methods of reducing its quantity are described.

ФАЗОВОЕ УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С СИНХРОННОЙ ЭНЕРГИЕЙ В КАЧЕСТВЕ НЕЗАВИСИМОЙ ПЕРЕМЕННОЙ

Г. И. ЖИЛЕЙКО, Л. М. МОВСИСЯН

Исследуется решение фазового уравнения для отклонения фазы от равновесного значения в поле бегущей волны с учетом полей пространственного заряда с синхронной энергией в качестве независимой переменной. По заданным решениям фазового уравнения найдеяы необходимые поля и законы изменения равновесной фазы.

При исследовании взаимодействия пучка заряженных частиц с полем бегущей электромагнитной волны (линейные ускорители электронов, лампы с бегущей волной) основным вопросом является нахождение законов изменения амплитуды поля и фазовой скорости волны вдоль замедляющей системы. Ответ на этот вопрос дает совместное решение уравнений Максвелла и уравнений движения, которое в общем случае может быть проведено только путем численного интегрирования. Однако при учете полей пространственного заряда пучка задача усложняется и требует слишком большого количества машинного времени. Для предварительного анализа явлений целесообразно исследовать приближенное аналитическое решение, которое затем может быть просчитано на машине.

В работе [1] показано, что уравнения движения с синхронной энергией в качестве независимой переменной имеют преимущества по сравнению с обычно применяемыми уравнениями с независимой переменной "время" или "продольная координата". Эти преимущества состоят в следующем:

Во-первых, можно поставить прямую задачу, т. е. найти параметры замедляющей системы по заданным параметрам пучка: току, энергии частиц, спектру энергии, длине сгустка и др.

Во-вторых, динамика движущихся частиц исследуется отдельно от уравнения связи скорости частиц и величины поля—произвольно задать величину поля волны, энергию частиц и длину замедляющей системы нельзя.

В-третьих, в уравнения движения входят величины, являющиеся явными функциями энергии и неизвестными функциями времени или продольной координаты; этими величинами являются скорости частиц и поле пространственного заряда.

Запишем уравнения движения с учетом поля пространственного заряда в виде [1]

$$\begin{cases} \frac{d\xi}{du_s} = \frac{\sin(\varphi_s + \psi)}{\sin\varphi_s} - \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon\sin\varphi_s} - 1, \\ \frac{d\psi}{du_s} = \frac{\sigma}{\xi\sin\varphi_s} - \frac{d\varphi_s}{du_s}, \end{cases}$$

(1)

где $\xi = u - u_s$, $\psi = \varphi - \varphi_s -$ отклонения энергии и фазы частицы соответственно от синхронных значений; $u_s = \frac{U_s}{U_0}$ – приведенная сихронная энергия частиц, $\varepsilon = \frac{E}{kU_0}$ – приведенная амплитуда напряженности дейстнующего электрического поля; $\varepsilon_q = \frac{E_q}{kU_0}$ – приведенная величина поля пространственного заряда, являющаяся явной функцией синхронной энергии u_s и величины отклонения фазы' (1), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $U_0 = m_0 c^2$ – энергия покоя частицы, а величина

$$\sigma = \frac{u_s + \xi + 1}{\sqrt{(u_s + \xi)^2 + 2(u_s + \xi)}} - \frac{u_s + 1}{\sqrt{u_s^2 + 2u_s}}$$

явная функция синхронной энергии u_s . В работе [1] исследуется уравнение для отклонения энергии ξ и обсуждаются преимущества таких уравнений. Однако в ряде случаев более удобно бывает исследовать уравнение для отклонения фазы ψ , так как ψ определяет спектральный состав тока пучка. Тогда основная задача, которая возникает при исследовании, может быть сформулирована так: определить зависимость амплитуды действующего поля Е и синхронной фазы φ_s от синхронной энергии u_s при заданной зависимости $\psi(u_s)$ или гармоники тока пучка. Легко видеть, что задача носит синтетический характер.

Поставленную задачу будем решать при линеаризации правых частей системы уравнений (1). Такое приближение соответствует малым отклонениям энергии и фазы частицы от синхронных значений, т. е.

$$\sigma = \frac{u_s + \xi + 1}{\sqrt{(u_s + \xi)^2 + 2(u_s + \xi)}} - \frac{u_s + 1}{\sqrt{u_s^2 + 2u_s}} = -(u_s^2 + 2u_s)^{-3/2} \xi + \cdots; \psi \ll \varphi_s.$$

Тогда, для функции 4 получаем уравнение

$$\psi'' + \frac{A'}{A}\psi' + \frac{\operatorname{ctg}\varphi_s}{A}\psi = \frac{y}{A\sin\varphi_s} - \frac{A'}{A}\varphi_s - \varphi_s, \qquad (2)$$

rge $A = \varepsilon \sin \varphi_s (u_s^2 + 2u_s)^{3/2}$,

 $y = \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon}$ — отношение напряженности поля пространственного за-

ряда на конце электронного сгустка к амплитуде действующего поля, штрихи означают дифференцирование по u_s.

Уравнение (2) является нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка, аналитическое решение которого возможно

лишь при определенных значениях коэффициентов. Нелинейность обусловлена тем, что величина у есть функция ½ [1]. Поле пространственного заряда в уравнение (2) входит в более простом виде, чем в уравнение для отклонения энергии, используемое в [1].

Уравнение (2) при заданной зависимости $\psi(u_s)$ и выбранной функции $\varphi_s(u_s)$ позволяет определить зависимость амплитуды поля от u_s , т. е. определить величину A,

$$A' + \frac{\psi'' + \varphi_s}{\psi' + \varphi_s} A = \frac{y - \psi \cos \varphi_s}{(\psi' + \varphi_s) \sin \varphi_s}$$
(3)

Уравнение (3) является нелинейным дифференциальным уравнением первого порядка, которое в самом общем случае приводится к уравнению Абеля второго рода:

$$AA' + \frac{\psi'' + \varphi_s}{\psi' + \varphi_s} A^2 + \frac{\psi \operatorname{ctg} \varphi_s}{\psi' + \varphi_s} A - \frac{\varepsilon_q \left(u_s^2 + 2 u_s\right)^{3/2}}{\left(\psi' + \varphi_s\right) \sin \varphi_s} = 0.$$
(4)

Величина поля пространственного заряда з_q определяется, исходя из формы сгустка и распределения плотности заряда вдоль сгустка [2]. Решение уравнения (3) можно найти методом последовательных приближений:

$$A = A_0 + \frac{1}{\psi' + \varphi'_s} \int \frac{\varepsilon_q \ (u_s^2 + 2u)_s^{3/2}}{A} \ du_s, \tag{5}$$

где

 $A_0 = \frac{1}{\psi' + \varphi_s} \left[\operatorname{const} - \int \psi \operatorname{ctg} \varphi_s du_s \right]$

является интегралом уравнения (4) при исчезающе малом токе. Применяя метод последовательных приближений, получим достаточно точное решение для A и, следовательно, для действующего поля ε . Здесь целесообразно знать примерную связь ψ с A, т. е. примерный вид функции ψ . Отметим, что вид функции ψ (u_s) определяется однородным уравнением—уравнением (2) без правой части,

$$\psi'' + \frac{A'}{A}\psi' + \frac{\operatorname{ctg} \varphi_s}{A}\psi = 0.$$
 (6)

Исходя из этого, целесообразно рассмотреть частные решения уравнения (6) в различных приближениях. Если, что нередко имеет место на практике, $\varepsilon = \text{const}$ и $\varphi_s = \text{const}$, то решение уравнения (6) вразличных областях изменения энергии имет вид:

,а) при и_s≪1

$$\psi(u_s) = u_s^{-1/4} Z_1(\sqrt[4]{2b^2} \cdot 2u_s^{1/4}),$$

где

$$b=\frac{\operatorname{ctg}\,\varphi_s}{\operatorname{s}\,\sin\varphi_s}=\cos t,$$

Z₁ -- любая функция Бесселя первого порядка; 4 Известия АН АрмССР, Физика, № 3 б) при и_s ≫1

$$\psi(u_s) = u_s^{-1} Z_2 (2 \sqrt{b} u_s^{-1}).$$

Как видно, ψ (u_s) падает с ростом энергии u_s . Если в процессе взаимодействия поле и синхронная фаза изменяются так, что $A = au_s^n$ и ctg $\varphi_s = = du_s^m$, то решение однородного уравнения фазовых колебаний таково:

$$\psi(u_s) = u_s^{\frac{1-n}{2}} Z_s \left(\frac{2}{m-n+2} \sqrt{\frac{d}{a}} u^{\frac{m-n+2}{2}} \right)$$

где

$$v = \frac{|1-n|}{m-n+2}$$

а для амплитуды действующего поля имеем

$$s = \frac{au_s^n \sqrt{1+d^2 u_s^{2m}}}{(u_s^2+2u_s)^{3/2}}.$$

Здесь Z, любая функция Бесселя порядка ». Комбинация показателей m и n дает возможность описать практически все интересующие нас зависимости $\psi = \psi(u_s)$, которые требуют соответствующих $\varepsilon(u_s)$ и $\varphi_s(u_s)$. Мы нашли решение для крайней частицы сгустка. Для остальных частиц решение имеет такой же вид, лишь изменяется амплитудный множитель, т. е. изменяются начальные значения. Как видно из решений фазовых уравнений при (m+n) > 0, решение имеет колебательный характер. Однако при значительном токе пучка колебательное движение может превратиться в ламитационное. Группировка сгустка частиц происходит до значения $\psi = \psi_{min}$, при котором перепад действующего поля равен полю пространственного заряда на конце сгустка. Из этого условия можно определить минимальную длину сгустка при заданном токе пучка,

$$s \sin \varphi_s - s \sin (\varphi_s - \psi) = s_q.$$
 (7)

Из решения этого трансцендентного уравнения определяем ψ_{min} (см. также [1]).

Решая уравнение движения с синхронной энергией в качестве независимой переменной, получаем функциональные зависимости действующего поля $\varepsilon = \varepsilon (u_s)$ и действующей синхронной фазы $\varphi_s = \varphi_s (u_s)$. Из этих зависимостей определяем связь длины волновода с синхронной энергией,

$$z = \frac{1}{k} \int \frac{du_s}{\varepsilon (u_s) \sin \varphi_s (u_s)}, \qquad (8)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\lambda - длина$ волны в свободном пространстве.

Обеспечение необходимых зависимостей є (z) производится путем соответствующего выбора геометрии замедляющей системы.

Отметим, что режимы взаимодействия с подающими $\varepsilon(u_s)$ соответствуют либо режиму ускорения частиц (сильноточный линейный ускоритель электронов) с большим током пучка [1], либо режиму усиления колебаний поля—режим лампы с бегущей волной, когда энергия электронов уменьшается с ростом координаты z. Возрастающие зависимости $\varepsilon(u_s)$ характерны для режимов ускорения частиц с улучшенной группировкой [1].

Московский энергетический институт

Поступила 15.1.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Жилейко, Высоковольтные электронные пучки. "Энергия", 1968. 2. Л. М. Мовсисян, Атомная энергия, 27, 1, 69 (1969).

ՍԻՆԵՐՈՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ՈՐՊԵՍ ԱՆԿԱԽ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՎԱԶՈՂ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ՖԱԶԱՑԻՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

Գ. Ի. ԺԻԼԵՑԿՈ, Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՑԱՆ

Հետաղոտվում է ֆաղային հավասարման լուծումը վաղող ալիքի դաշտում հավասարակշոված արժերից ֆաղի շեղման համար հաշվի առնելով տարածական լիցքի դաշտերը, որպես անկախ փոփոխական վերդնելով սինխրոն էներդիան։ Ֆաղային հավասարման տրված լուծումներով որոշված են վաղող ալիքի անհրաժեշտ դաշտերը և հավասարակշռված ֆաղի փոփոխման օրենքները։

THE PHASE EQUATION FOR ELECTRON MOTION IN A TRAVELLING WAVE FIELD WITH SINCHRONOUS ENERGY AN INDEPENDENT VARIABLE

G. I. ZHILEIKO, B. M. MOVSISIAN

A solution for the phase equation with sinchronous energy as an independent variable is investigated for the deflection of phase from equilibrium value in travelling wave field, taking into account the space charge fields.

The necessary travelling wave fields and the laws for the change of the equilibrium phase are found for the given solution of the phase equation.

ИЗУЧЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НИКЕЛЯ И ЖЕЛЕЗА

л. А. АЗИЗБЕКЯН

В работе проводилось рентгенографическое исследование поведения кристаллической структуры поликристаллических образдов никеля и железа, подвергнутых импульсному и статическому растяжению. Отмечается влияние теплового эффекта на развитие элементов тонкой кристаллической структуры импульсно-деформированных образдов.

С помощью микроскопических исследований микроструктуры обнаружен различный механизм протекания пластической деформации в испытуемых ГЦК и ОЦК решетках.

Вопросу рентгенографического исследования кристаллической структуры динамически деформированных металлов и сплавов посвящено некоторое количество работ [1-4]. В указанных работах пластическая деформация осуществлялась путем сжатия. Данных по изучению кристаллической структуры металлов при импульсном растяжении почти нет.

Целью нашей работы является выяснение тех особенностей, которые вносит импульсное воздействие в состояние кристаллической структуры металлов по сравнению со статическим растяжением, а также изучение поведения кристаллической структуры никелевых и железных образцов при растяжении с разной энергией импульса.

Исследовалась никелевая фольга марки H-1 толщиной 80 микрон и железная фольга с содержанием 0,03% углерода толщиной 150 микрон.

Образцы имели форму двухсторонней лопаты с размером рабочей части 5×30 мм.

После отжига в вакууме никелевых и железных образцов при 800°С в течение 2,5 часов и 950° в течение 0,5 часов соответственно часть образцов подверглась статическому растяжению на разные степени деформации (от минимального до разрушения), а часть деформировалась импульсным (взрывным) нагружением с разной энергией импульса на постоянную степень деформации (21-23°/0 и 18-20°/0).

Импульсная деформация образцов проводилась на специально сконструированной нами установке [5], где энергия импульса варьировалась с помощью подрыва разного количества взрывчатого вещества (пороха быстрого сгорания).

После испытаний образцы исследовались рентгенографически.

При помощи рентгеновской установки УРС-50 ИМ исследовались эффекты второго рода (микроискажения и размеры кристаллических блоков). Для этого изучалось физическое уширение рентгеновских интерференционных линий (111) и (222) для никеля и (110) и (220) для железа с использованием FeK_a излучений. Разделение эффектов блочности и микроискажений проводилось методом Холла.

Методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей оценивался средний угол разориентировки блоков мозаики испытанных образцов. При этом использовалась вакуумная малоугловая камера типа Краткий со сцинтилляционной регистрацией.

Параллельно с рентгенографическими исследованиями проводилось изучение микроструктуры испытуемых образцов с помощью металлографического микроскопа типа МИМ-8.

Полученные результаты и их обсуждение

В результате исследования эффектов второго рода оказалось, что как в никеле, так и в железе микроискажения кристаллической структуры достигают своего предельного значения при первом же значении энергии-импульса, достигаемом подрывом 0,5 г взрывчатого вещества, и при дальнейшем увеличении количества подрывного пороха значения микроискажений меняются в пределах ошибки эксперимента (рис. 1). Это означает, что рост скорости растяжения испытуемых образцов в интервале изменения количества подрывного пороха от 0,5 до 3 г не достаточен для того, чтобы привести к заметному изменению микроискажений кристаллической структуры. Однако, как видно из рисунка, достигнутые значения микроискажений в никелевых об-



Рис. 1. Зависимость микроискажений кристаллической структуры $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)$ никеля и железа в процессе статического растяжения (1) ва разные степени деформации (ε) и импульсного нагружения (2) при помощи подрыва разного количества взрывчатого вещества (*P*).

разцах меньше по сравнению со значением таковых при соответствующих статических испытаниях на одинаковые степени растяжения (21— 23%) и 18-20% соответственно для никеля и железа). Меньшие значения микроискажений кристаллических структур при импульсных ис пытаниях по сравнению со статическим видом нагружения, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Как показывают микро-

структурные исследования, процесс пластического течения в никеле, независимо от вида испытаний, происходит путем скольжения атомных плоскостей друг относительно друга (рис. 2). В железе при импульсном растяжении, в отличие от статически деформированных образцов (рис. 3a), помимо слабо выраженных следов скольжения наблю-



Рис. 2. Микрофотографии статически (а) и импульсно (b) (подрывом 3 г взрывчатого вещества) деформированных образцов викеля и железа при одинаковой степени растяжения: а)— s = 23⁰/₀; b—s=22,3⁰/₀ (×150).

дается склонность к повороту зерен друг относительно друга (рис. 3b). При импульсной деформации, когда процесс испытания протекает за несколько микросекунд (с очень большой скоростью), на действующих плоскостях скольжения накапливается достаточно большое количество тепла, которое из-за кратковременности испытания не успевает рассеиваться по всему объему образца и приводит к частич-



Рис. 3. Микрофотографии статически (а) и импульсно (b) (подрычом 3 г взрывчатого вещества) испытанных никелевых и желевных образцов с одинаковой степенью деформации: а—==21%, b===20,8% (×150).

ному локальному отдыху кристаллической структуры. При статических же испытаниях, когда процесс пластической деформации протекает за достаточно большой промежуток времени (с малой скоростью), выделенное на плоскостях скольжения тепло не накапливается, так как оно в этом случае успевает рассеиваться по всему объему образца.

Как видно из рис. 1, в никелевых образцах действие теплового эффекта на микроискажения кристаллической структуры сказывается в большей мере, чем в железных образцах. Причиной этого различия является то, что в импульсно-деформированных никелевых образцах процесс скольжения протекает значительно интенсивнее, чем в железных образцах при тех же испытаниях (рис. 2b и 3b).

Исследования размеров кристаллических блоков (D) в никелевых, железных образцах после статического и импульсного растяжения указывают на интенсивный процесс раздробления блоков в начальных стадиях статической деформации и при минимальном значении энергии импульса, достигаемого при помощи подрыва 0,5 г взрывчатого вещества (рис. 4).

В никеле в процессе статического растяжения блоки раздробляются сильнее, чем при импульсном растяжении, а в железе, наоборот, при импульсном нагружении получается более раздробленное состояние кристаллической структуры.

Такое поведение процесса раздробления кристаллических блоков можно отнести к индивидуальным свойствам испытуемых ГЦК и ОЦК решеток, а также к характерным особенностям протекания пластической деформации в этих решетках.



Рис. 4. Изменевие размеров кристаллических блоков (D) никелевых и железных образцов, подвергнутых статическому растяжению на разные степени деформации (s) и импульсному нагружению при помощи подрыва разного количества взрывчатого вещества (P).



Рис. 5. Зависимость среднего угла разориентировки блоков мозанки (δ_{cp}) никелевых и железных образцов, подвергнутых статическому растяжению на разные степени деформации (ϵ) и импульсному нагружению подрывом разного количества взрывчатого вещества (P).

При оценке среднего угла разориентировки блоков мозаики (δ_{cp}) оказалось, что как в никеле, так и в железе, подвергнутых импульсному воздействию, δ_{cp} . достигает максимального значения при минимальной энергии импульса (0,5 г взрывчатого вещества), а при дальнейшем увеличении скорости испытания это значение несколько уменьшается (рис. 5).

При статических испытаниях этих же образцов наблюдается интенсивный рост \hat{o}_{cp} на начальных стадиях деформации (до $10-12^{0}_{,0}$), после чего наступает стабилизация этих значений (рис. 5).

Однако, если сравнить достигнутые значения среднего угла разориентировки блоков мозаики при разных видах нагружений, то видно, что при статической деформации никеля эта величина больше, чем при импульсном растяжении. Такое поведение $\delta_{cp.}$ при импульсном нагружении также можно объяснить влиянием теплового эффекта, когда структура, полученная в результате импульсного испытания, не является энергетически выгодной, и под влиянием локально выделенного тепла происходит частичный возврат кристаллической структуры в энергетически более выгодное состояние.

В железных же образцах наблюдается, обратная картина: при импульсном растяжении образцов получается более развитая мозаичная структура, чем при статических испытаниях. Подобное поведение $\delta_{cp.}$, очевидно, связано как с индивидуальными способностями решетки железа к образованию мозаичной структуры, так и с различным механизмом протекания пластической деформации при разных видах испытаний.

Как мы уже отметили, при импульсном растяжении железных образцов, в отличие от статического нагружения, пластическое течение осуществляется преимущественно путем поворотов зерен друг относительно друга, что и приводит к большему развитию разориентировки блоков мозаики.

Наблюдаемый небольшой спад ср. в испытуемых металлах с увеличением энергии импульса (количества подрывного взрывчатого вещества) может быть обусловлен некоторым ростом теплового эффекта с увеличением скорости испытания.

Полученные результаты измерения среднего угла разориентировки блоков мозаики, рассчитанные независимым методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей, находятся в хорошем согласии с данными изучения раздробления кристаллических блоков при статических и импульсных испытаниях никелевых и железных образцов. Так, например, при статическом нагружении никеля наблюдается сильно раздробленное состояние кристаллических блоков, и поэтому оно определяет большой угол разориентировки блоков мозаики, чем при импульсной деформации. В железных же образцах сильно раздробленное состояние наблюдается при импульсной деформации, и поэтому в этом случае получается более развитая моззичная структура по сравнению со статически испытанными образцами.

Таким образом, при рентгеногрэфических исследованиях поведения кристаллической структуры импульсно-деформированных ГЦК и ОЦК металлов и при сравнении этих результатов с данными статически деформированных образцов удалось обнаружить следующее.

1. При импульсной деформации никелевых и железных образцов в результате влияния теплового эффекта получается менее искаженное состояние кристаллической структуры, чем при статических испытаниях.

2. В импульсно-деформированных образцах никеля наблюдается менее развитая разориентированная мозаичная структура по сравнению со статическим видом деформации.

3. Обнаружен различный характер протекания пластической деформации в поликристаллических образцах никеля и железа при разных видах нагружений.

4. Средний угол разориентировки блоков мозаики в импульснодеформированных образцах железа достигает большего значения, чем это имеет место в статически деформированных образцах.

5. Выявлены различные поведения процесса раздробления кристаллических блоков в никелевых и железных образцах, обусловленных индивидуальными свойствами, а также характерными особенностями протекания пластической деформации в ОЦК и ГЦК металлах.

б. Обнаружено, что при импульсной деформации такая характеристика субструктуры металлов как, средний угол разориентировки блоков мозаики более чувствительна к скорости испытания, чем микроискажения кристаллической структуры.

Петрозаводский гос. университет

Поступила 30.1.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Терминасов, В. Ф. Миндукшев, Кристаллография, 2, 4 (1957).

2. Г. Н. Полодин-Алексеев, Свойства металлов при ударном нагружении, Металлургиздат (1953).

3. В. М. Финкель, Изв. вузов, физика, 2 (1958). 4. М. J. Klein, P. S. Rudman, Phil. Mag., 14, 132 (1966).

5. Л. А. Азизбекян, Тезисы докладов VI научн. конф. по проблеме прочности и пластичности металлов и сплавов, 1-8 июня 1969 г. Ленинград.

ԻՄՊՈՒԼՍԱՑԻՆ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՑԻ ԵՆԹԱՐԿՎԱԾ ՆԻԿԵԼԻ ԵՎ ԵՐԿԱԹԻ ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ. Ա. ԱԶԻԶԲԵԿՑԱՆ

Ռենտգենյան մեթոդներով ռառանասիրված են իմպուլսային և ստատիկ դեֆորմացիայի հնթարկված նիկելի և երկաթի նմուշների բյուրեղային կառուցվածքը՝ Հայտնաբերված է ջերմալին էֆեկտի աղդեցությունը պայթյունի միջոցով դեֆորմացիայի ենթարկված նմուշներում։ Ուսումնասիրության ռենտգենյան մեթոդներին զուգահեռ, ուսումնասիրվող մետաղներում դեֆորմացիայի պրոցեսի բնուլթը պարզելու համար կատարված է նմուշների միկրոբյուրեղային կա-. ռուցվածքին վերաբերող մանրադիտակային հետազոտություններ։

A STUDY IN PULSE DEFORMATION OF POLYCRYSTALINE NICKEL AND IRON

L. A. AZIZBEKIAN

An X-ray investigation has been made on the behaviour of the crysrallic structure of polycrystal samples of nickel and iron after static and pulse deformation. The influence of thermal effect on the development of elements of crystal structure of pulse deformed samples have been revealed.

ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ

л. С. БАГДАСАРЯН, Э. О. БАРСЕГЯН, А. А. ТАШЧЯН

Рассматривается вопрос о временных флуктуациях импульса в плоском ецинтилляционном счетчике больших размеров. Получено выражение для среднего времени \bar{t}_Q появления Q-го фотоэлектрона и дисперсии этого времени $D_{\bar{t}_Q}$, а также выражение для определения оптимальных размеров световода.

Сравниваются счетчики разных типов с точки зрения временных флуктуаций.

Теории временного разрешения сцинтилляционного счетчика посвящен ряд работ [1+7]. Получены разные выражения для среднего времени t_Q прибытия Q-го (порогового для электронной схемы) фотоэлектрона и дисперсия этого времени $D_{\bar{t}_Q}$. Однако вышеуказанные работы не затрагивают вопросов, связанных с размерами сцинтилляционного счетчика, вследствие чего имеющиеся в литературе выражения для определения t_Q и $D_{\bar{t}_Q}$ не могут быть непосредственно применены для случая сцинтилляторов более или менее значительных размеров.

Тем временем, во многих физических экспериментах необходимо проводить временные измерения с использованием плоских "быстрых" сцинтилляционных счетчиков больших размеров, что, естественно, приводит к необходимости исследования ограничения статистикой фотоэлектронов на временное разрешение в этом случае. Ниже получены выражения t_Q и D_{t_Q} для плоского сцинтилляционного счетчика больших размеров (с маленьким временем высвечивания), а также выражения для определения оптимальных размеров их световодов.

Вычисление \overline{t}_Q и $D_{\overline{t}_Q}$

Рассмотрим обычный сцинтилляционный счетчик (с маленьким временем высвечивания τ) (рис. 1а) с линейными размерами сцинтиллятора a, b и размером световода c. Толщина сцинтиллятора $d \ll a, b$. Диаметр фотокатода — Ф. Предположим, что световая вспышка, образовавшаяся в сцинтилляторе вследствие прохождения частицы, точечная и все время находится в плоскости, делящей толщину сцинтиллятора попалам. Учитывая быстродействие, а также сильные потери света в сцинтилляционном счетчике большого размера, в плоскости (ab) следует рассматривать только те световые лучи, которые попадают на фотокатод без каких-либо отражений от стенок сцинтиллятора и световода. Для вычисления t_Q и D_{t_Q} в нашем случае можно пользоваться подходом к задаче, развитым в [1, 6, 8]. Предположив, что вероятность образования одного фотоэлектрона p линейно зависит от времени (в вышеупомянутых работах $p = 1 - e^{-1/\tau}$, встречаются также



Рис.





Рис. 2.

и другие выражения [4, 5]), для среднего времени появления Q-го фотоэлектрона и дисперсии этого времени получим

$$\bar{t}_{Q} = \frac{\tau Q}{R+1}, \ D_{\bar{t}_{Q}} = \frac{\tau^{2} Q}{R+1} \left(\frac{Q+1}{R+2} - \frac{Q}{R+1} \right),$$
 (1)

где *R*—среднее число фотоэлектронов с учетом уменьшения его из-за поглощения фотонов, т—время высвечивания сцинтиллятора, *Q*—число фотоэлектронов, необходимое для срабатывания электронной схемы. В приложениях 1 и 2 приводятся выражения для вычисления *R* и т учитывающие размеры сцинтиллятора и световода.

Оптимальные размеры световода

В выражения для \bar{t}_Q и $D_{\bar{t}_Q}$ входит размер световода c (через R и τ). Учитывая то, что минимальное значение c приводит к желательному уменьшению \bar{t}_Q и $D_{\bar{t}_Q}$, возникает необходимость отдельно рассматривать вопрос о размере световода для определения его оптимальных размеров. Оптимальный размер световода c можно определить из соотношения, приведенного в приложении 3. Зависимость D_{to} от размеров сцинтиллятора a, b

На рис. З приводятся кривые, изображающие зависимость $D_{\tilde{t}_Q}$ от размеров сцинтиллятора, вычисленные по (1), (п1.1), (п2.1), (п.3.3) (см. приложения).

Вычисления проводились на ЭВМ "Раздан З" для двух типов.



Рис. 3. Зависимость $D_{t_Q}^-$ от размеров сцинтилляционного счетчика $a, b; \chi_{cu} = ,037$. $\chi_{cs} = 0,004$. Кривые 1 и 2 соответственно для ФЭУ-72 (36) и ФЭУ-30.

ФЭУ (диаметр фотокатода 3,5 и 5 см) и для двух значений коэффициента поглощения света сцинтиллятора χ_{cu} . и световода χ_{cs} (χ_{cu} ; $\chi_{cs} = = 0,037$; 0,004). Кривые соответствуют случаю пластического сцинтиллятора ($\tau = 3$ нсек, $\tau_x = 0$, $\tau_p = 0$) толщиной 2 см и регистрации протонов энергией в 1 Бэв. Порог срабатывания электронной схемы Q=10. При других значениях толщины сцинтиллятора и энергии регистрируемой частицы нетрудно ввести соответствующие поправки с помощью (1) и (п1.1). Из этих кривых, например, следует, что ограничение, накладываемое статистикой фотоэлектронов на систему, измеряющую время пролета между двумя сцинтилляционными счетчиками на (ФЭУ-30) с размерами соответственно $25 \times 25 cm$ и 50×50 сm при $\chi_{cn} = 0.037$, $\chi_{cn} = 0.004$, дает

$$D_{\bar{l}0} = 0,03 \ (нсек)^2$$

плюс временные флуктуации самого фотоумножителя. В таблице приводятся соответствующие оптимальные значения размеров световодов (c), вычисленные по (пЗ.З).

Таблица

Значения оптимального размера световода (с) в см, вычисленного по (пЗ.З) для разных значений a, b.

ф (см)	Х _{сп} /Х св	а, b (ом)									
		10,30	20,20	10,50	20,40	25,25	25,50	40,40	50,50	25,100	50,100
5	0,037/0,037	8,8	2,9	16,0	8,4	3,4	9,6	4.4	4,8	22,2	13,4
	0,037/0,004	6,9	2,5	10,8	6,1	2,8	6,5	3,3	3,6	10,4	7,3
	0,004/0,004	12,8	4,6	25,9	14,0	5,9	17,4	9,2	11,4	43,8	32
3,5	0,037/0,037	9,8	3.5	17,8	9,4	4,0	10,8	5,2	5,9	24,7	15,3
	0,037/0,004	7,9	3,0	12,6	7,1	3,4	7,7	4,2	4,7	13,1	9,5
	0,004/0,004	14,6	5,3	29,1	15,6	6,6	19,2	10,4	12,8	49,2	35,2

Другие возможные конструкции

На рис. 16 показан сцинтилляционный счетчик, имеющий другую конструкцию световода (витой). Для того, чтобы сравнить конфигурации 1a с 16, необходимо сравнить как R (количество собираемого света), так и τ .

Нетрудно убедиться в том, что т в обоих случаях примерно одинаково (так как самый длинный путь фотонов к фотокатоду в обоих случаях ограничивается углом полного внутреннего отражения). Что касается количества собираемого света, то в случае 16 оно в $\frac{\pi/2 - \beta}{G}$ раз больше. Последнее обстоятельство приводит к увеличению R, следовательно, к уменьшению D_{iq} . Однако нужно иметь ввиду, что $R \sim d$, а толщина сцинтиллятора d в случае 16 ограничена условием $d = \frac{b'}{b} \phi = \frac{\phi^2}{b}$, где b' — ширина полосы световода. Такое ограничение (если не считать $d \ll a$, b) не имеет места в случае 1а. Учитывая это, в большинстве практических случаев преимущество 16 над 1а менее внушительно. Конструкция 1в с точки зрения D_{iq} принципиально не отличается от 16 (т и R в обоих случаях почти равны). Следовательно, эта конструкция не может дать заметного выигрыша

Временное разрешение сцинитилляционного счетчика

во временном разрешении сцинтилляционного счетчика по отношению к 16.

В случае необходимости собирания большего количества света можно увеличить число фотоэлектронных умножителей (рис. 1г, д). Однако, как показывает детальное рассмотрение вопроса, в подавляющем большинстве практических случаев, увеличение числа ФЭУ не приводит к желательному уменьшению дисперсии среднего времени появления Q-го фотоэлектрона всего счетчика в целом. В этом легко убедиться, представив последнее как сумму

$$D_{\overline{t}_Q}^{\mathrm{cu}} = n \, D_{\overline{t}_Q}^{\Phi} + D_{\overline{t}_Q}^{\mathrm{cu}} \,,$$

где $D_{t_Q}^{\Phi}$ — дисперсия, обусловленная ФЭУ, n — количество ФЭУ, $D_{t_Q}^{cn}$ — дисперсия (1), обусловленная сцинтиллятором.

Увеличение количества ФЭУ приводит к уменьшению $D_{t_Q}^{en}$ (через увеличение *R*). Однако, с другой стороны, оно приводит к увеличению члена [$n D_{t_Q}^{\Phi}$. Следовательно, использование двух и более ФЭУ допустимо только при условии

$$D_{i_Q}^{\Phi} \ll D_{i_Q}^{\mathrm{cu}}$$
.

Однако в большинстве практических случаев имеет место условие $D_{t_Q}^{\Phi} \sim D_{t_Q}^{cu}$ (напр., если учесть кривую, изображенную на рис. 3, и то, что в области 1÷200 фотовлектронов $D_{t_Q}^{\Phi} \sim 0,01+1$ (нсек)²). Кроме того, в случае использования двух и более ФЭУ уменьшение $D_{t_Q}^{cu}$ за счет дополнительной информации о местопрохождении частицы в счетчике (случай $\tau_x = 0$) уже невозможно. В этом случае на среднее время высвечивания τ постоянно прибавляется член $\tau_x = \frac{an}{2c}$. При увеличении числа ФЭУ не следует также забывать и о дополнительной электронной схеме, использование которой неизбежно. Это приводит к новому увеличению $D_{t_Q}^{cu}$ на 0,005÷0,01 (нсек)². Последнее обстоятельство может играть немаловажную роль в случае использования высококачественных сцинтилляторов и фотоумножителей.

Заключение

Дисперсию среднего времени появления Q-го фотовлектрона сцинтилляционного счетчика больших размеров можно представить в виде

$$D_{\bar{t}_Q}^{cq}(a, b, c, \phi, \gamma_1, \chi_2, \tau, R, Q) = n D_{\bar{t}_Q}^{\phi} + D_{\bar{t}_Q}^{cu}, \qquad (2)$$

где D_{to}^{cn} определяется выражениями (1), (п1.1), (п2.2).

Формула (2) дает возможность вычислить D_{IQ}^{eq} для разных типов сцинтилляционных счетчиков больших размеров и определить при этом наиболее оптимальные их размеры (сцинтиллятора и световода), количество ФЭУ, направление собирания света.

Ереванский физический институт

Поступила 18. VII 1969

Приложение 1

Среднее число фотоэлектронов в нашем случае

$$R = R_0 AG, \quad (\pi 1.1)$$

где R_0 — среднее число фотоэлектронов в единичном угле плоскости (a, b) без учета размеров и поглощения света в сцинтилляторе. A среднее поглощение. G — средний угол зрения фотокатода.

Обозначив расстояние световой вспышки от фотокатода в плоскости (a, b) через $r (r = \sqrt{x^2 + y^2})$ и предположив, что поглощение происходит по экспоненциальному закону с одинаковым средним χ для сцинтиллятора и световода, имеем

$$A = \frac{1}{(a+c)} \int_{c}^{a+c} \int_{0}^{b} e^{-x \sqrt{x^{2}+(y-b/y)^{2}}} dx dy.$$
(n1.2)

Средний угол зрения фотокатода в той же плоскости

$$G = \frac{1}{(a+c)b} \int_{c}^{c+t} \int_{0}^{y} \arccos \frac{\phi x}{\sqrt{x^{2} + \left(y - \frac{b-\phi}{2}\right)}} \sqrt{x^{2} + \left(y - \frac{b+\phi}{2}\right)^{2}} dy dx.$$
(n1.3)

Приложение 2

В сцинтилляторе большого размера происходит некоторое расстягивание τ_p светового импульса. В нашем случае $\tau_p = \frac{a+c}{V_c}$ (соsес β – 1), где β — угол полного внутреннего отражения, V_c — скорость света в сцинтилляторе. Обычно τ_p не велико и им можно пренебречь. Кроме этого, если место прохождения частицы в сцинтилляторе не фиксируется, следует учесть еще и разность времени τ_x , необходимую разным световым вспышкам для достижения фотокатода:

$$\pi_x = \frac{\sqrt{(a+c)^2 + (b/2)^2 + (a+c)}}{2 V_c} \cdot$$
(n2.1)

Таким образом, результирующее время высвечивания плоского большого сцинтиллятора можно представить как

$$\tau = V \overline{z^2 + z_p^2 + \overline{z}_x^2}, \qquad (n2.2)$$

Приложенье 3

Минимальное значение для с находим из условия $N_1 = N_2$, где N_1 ; N_3 — число фотонов, достигающих фотокатод соответственно из точки 1 и 2 (рис. 2). Учитывая поглощение света в сцинтилляторе и световоде,

$$N_{1} = \alpha_{1} N_{0} e^{-(\chi_{1}l' + \chi_{2}l')},$$

$$N_{2} = \alpha_{2} N_{0} e^{-\chi_{2}d'},$$
(n3.1)

где N_0 — число квантов, направляющихся из точки 1 в единице угла плоскости (a, b) к $_{15}^{\prime}$ фотокатоду, γ_1 ; γ_2 — коэффициенты поглощения света в сцинтилляторе и световоде. Из (пЗ.1) следует

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = e^{x_1 l' + x_2 (l' - d')} \cdot (\pi 3.2)$$

Из простых геометрических соотношений находятся $a_1, a_2, 'l, l'', d'$ и (п3.2) можно представить:

$$\frac{\varphi (a + c)}{\sqrt{(a + c)^{2} + (\frac{b - \phi}{2})^{2}} \sqrt{(a + c)^{2} + (\frac{b + \phi}{2})^{2}}}}{\sqrt{(a + c)^{2} + (\frac{b - \phi}{2})^{2}} \sqrt{c^{2} + (\frac{b - \phi}{2})^{2}}} = \frac{1}{\sqrt{c^{2} + (\frac{b - \phi}{2})^{2}} \sqrt{c^{2} + (\frac{b + \phi}{2} - X)^{2}}}}{\sqrt{c^{2} + (\frac{b + \phi}{2} - X)^{2}}},$$

$$= e^{\chi_{1} \left[\sqrt{(a + c)^{2} + (b/2)^{2}} (1 - \frac{c}{a + c}) \right] + \chi_{2} \left[c \frac{\sqrt{(a + c)^{2} + (b/2)^{2}}}{a + c} - B \right]}{2},$$

$$B = \frac{\sqrt{c^{2} + (\frac{b - \phi}{2})^{2}} + \sqrt{c^{2} + (\frac{b + \phi}{2} - X)^{2}}}{2},$$

$$X = \frac{\left(\frac{b + \phi}{2}\right) \Delta c}{c + \Delta c},$$
(6)

где Δc — толщина стекла фотоумножителя. Поправка X появляется при учете толщины стекла фотоумножителя (рис. 26).

п3.3)

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R. F. Post, L. T. Schiff, Phys. Rev., 80, 1113 (1950).
- 2. B. Sigfridson, NIM, 54, 13 (1967).
- 3. W. M. Currie, NIM, 13, 215 (1961).
- 4. E. Gatti, V. Svelto, NIM, 43, 2, 383 (1966).
- 5. F. T. Kuchnir, F. V. Lynch., IEEE, NS-15, 107 (1968).
- 6. В. В. Якушин, ПТЭ, № 3, 93 (1965).

7. Ю. К. Акимов, препринт ОИЯИ 13-3734 (1967).

ՄԵԾ, ՀԱՐԹ ՍՑԻՆՏԻԼԱՑԻՈՆ ՀԱՇՎԻՉԻ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԺԱՄԱՆԱԿԱՑԻՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՑԻԱՆԵՐԸ

L. U. PULAUULISUL, L. Z. PULUBABUL, U. Z. PUZ2BUL

Քննարկվում է մեծ չափեր ունեցող հարթ սցինտիլացիոն հաշվիչի իմպուլսի ֆլուկտուացիաների հետ կապված հարցերը։ Ստացված են մեծ չափեր ունեցող սցինտիլացիոն հաշվիչի Q-րդ ֆոտոէլեկտրոնին համապատասխանող միջին ժամանակի ու նրա դիսպերսիայի համար արտահայտություններ, իչնպես նաև արտահայտություն լուսատարի օպտիմալ չափսերի որոշման համար։

Համեմատվում են տարբեր կառուցվածը ունեցող հաշվիչներ ժամանակային ֆլուկտուացիաների տեսակետից։

PULSE TIME FLUCTUATION IN LARGE SCINTILLATION COUNTERS

L. S. BAGDASSARIAN, E. O. BARSEGIAN, A. A. TASHCHIAN

Time fluctuations in large fast scintillation counters are considered. Expressions for the trigger time of the Q-th photoelectron, \overline{t}_Q and its variance, D_{tQ} , are obtained. An expression for the optimal size of a light guide is also presented.

Time fluctuations for several types of counters are compared.

КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ДЕТЕКТОР МЕСТА ПРОХОЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ

л. С. ХУРШУДЯН

В работе [1] описан детектор для измерения координат заряженных частиц, использующий эффект вторичной эмиссии электронов "на прострел" в диэлектрических пленках малой плотности [2]. Обеспечивая высокую точность разрешения по координате, этот прибор в то же время обладает двумя существенными для широкой экспериментальной практики недостатками: плохие временные характеристики и затруднительность автоматического съема цифровой информации.

В настоящей заметке описывается детектор, лишенный указанных недостатков. Данный прибор, также использующий эффект вторичной электронной эмиссии "на прострел" в тонких слоях рыхлых веществ, обеспечивает (при координатном разрешении лучшем 1 мм) быстродействие на несколько порядков превосходящее быстродействие искровой камеры [3].

Схематически детектор показан на рис. 1. Сущность его состоит в том, что место прохождения заряженной частицы через тонкую ди-



Рис. 1. 1 — эмиттер — пленка КСІ с подложкой, 2 — полупроводниковый детектор места прохождения частицы, 3 — фотокатод, 4 — оправка для пленки, 5 — умножительная система. 6 — ускоряющий электрод с сеткой.

электрическую пленку 1 фиксируется с помощью полупроводникового детектора специального типа 2, регистрирующего вторичные электроны, выбитые первичной частицей в пленке 1.

Полупроводниковый детектор 2 места прохождения частицы [4, 5] представляет из себя поверхностно-барьерный диод, на задней стороне которого имеется резистивный слой с двумя токонесущими электродами на концах. Один из этих контактов заземляется. Сигнал с другого контакта, подаваемый на зарядочувствительный усилитель, оказывается пропорциональным величине $\sim E \frac{x}{l}$, где x — положение падающей частицы, отнесенное к эффективной длине регистрации детектора. Отношение величины этого сигнала к величине сигнала, снимаемого со стороны верхней проводящей золотой поверхности детектора, и определяет место прохождения частицы.

Однако для получения высокого разрешения необходимо, чтобы энергия, теряемая в этом п/п детекторе на образование электронно-дырочных пар, составляла бы несколько Мэв. С этой целью выбитые из пленки 1 вторичные электроны предварительно размножаются одно—двух каскадной системой из подобных же пленок или любой другой электронно-оптической системой [6].

Сфокусированный известными способами [6] пучок вторичных электронов разгоняется до энергий (порядка 10—20 Кэв), достаточных для прохождения "мертвой зоны" полупроводникового детектора, и тем самым обеспечивается высокая эффективность регистрации.

Разрешение прибора в основном определится координатным разрешением полупроводникового детектора, поскольку пленка и вся умножительная система дают ничтожное искажение координаты регистрируемой частицы [1,6]. При эффективных размерах полупроводникового детектора 50×8 мм разрешение было не хуже 0,6 мм [5].

Временное разрешение прибора также определится временным разрешением п/п детектора и связанной с ним регистрирующей электроники. При указанных выше размерах п/п детектора и смещении на нем 100 вольт постоянная времени нарастания выходного сигнала составила 100 нсек при его длительности не более 1 мксек.

Увеличение эффективных размеров регистрации, необходимое, например, при измерении импульса частиц в магнитном спектрометре, может осуществляться посредством набора системы из таких детекторных элементов, охваченных сравнительно несложной электронной логикой.

Благодаря большой величине коэффициента вторичной эмиссии в тонкой пленке для частиц малых энергий [2, 6] описываемый прибор с высокой эффективностью может быть применен и в том случае, когда из-за малости энергии исследуемая частица не может быть зарегистрирована полупроводниковым детектором 2. Применение в таких случаях рассматриваемого детектора, вместо обычно используемых для тех же целей пластин с ядерной эмульсией, даст возможность осуществлять быстрый съем цифровой информации и непосредственный контроль эксперимента.

Автор благодарит Аматуни А. Ц. за интерес к работе и Лорикяна М. П. за обсуждения.

Еревавский физический институт

Поступила 25.ЛП.1970
ЛИТЕРАТУРА

1. М. П. Лорикян, Изв. АН АрмССР. Физика, 2, 146 (1968).

- 2. E. L. Garvin and J. Edgpeembe, SLAC-PUB-156, November 1964.
- 3. М. И. Дийон и др., Искровая камера. М., "Атомиздат", 1967.
- 4. Ю. К. Акимов и др., Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение, Атомиздат, М., 1967.
- 5. R. Bock et. al. Nucl, Instr. and Meth., 41, 190 (1966).
- 6. Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение. Сб. статей. Пер. с англ. под ред. М. М. Бутслова, Изд-во "Мир", М., 1965.

ՌԵԼԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՆՑՄԱՆ ՏԵՂԻ ԱՐԱԳ ԳՈՐԾՈՂ ԴԵՏԵԿՏՈՐ

Լ. Ս. ԽՈՒՐՇՈՒԴՑԱՆ

FAST DETECTOR OF A RELATIVISTIC CHARGED PARTICLE PASSAGE

L. S. KHURSHUDIAN

A new fast detector of a relativistic charged particle passage with a resolution exceeding 1 mm is described.

775.

8 Л Ц Ц Ն Դ Ц Կ Л Ւ Թ Ց Ո Ւ Ն

4. U. longb. $1/2$ umph nibbyng phibnugdud duubhibhph gnijah wuhhimydwu nbuhyhmjh	
duuhu	159
Ա. Ա. Ռոմանով, Վ. Ս. Սարդարյան. Հաղորդականության թվանտային էֆնկտ խառնուրդ պա-	
րունակող բարակ Թաղան Թներում	165
P. U. Angnujua, 3w. U. Angnujua, A. 2. Peghrquajua. Uhunubgpujha ubhqnmpn-	
պիայով նաղաննների էլեկտրոնամիկրոսկոպիկ ուսումնասիրունյունները դժվար մագ-	
նիսացման առանցքի մոտ	169
4. Ա. Եղյան, Ռ. Ա. Տուշյան, Ա. Ա. Եդիգաշյան. Նիկել-երկաթյա գլանային թաղանթների	
մագնիսաառաձգական հատկությունները	175
Մ. ۹. Լոբիկյան, Ս. Գ. Կնյազյան. Բարձր էներդիաների տիրույթում երկրորդային էլեկ-	
արրոնային էմիսիայի մասին	180
3. 9. Սաֆասյան, Լ. Լ. Կոուշինսկի. Տարրական դրդսումների սպեկտրը և մարումը թաղ-	
dumndujhi uhumbdad	183
Ս. Կ. Եսին, Կ. Ա. Սաղոյան, Ա. Ռ. Թումանյան. Մադնիսական դաշտի լարվածության	
աղիմուտային ասիմնտրիան Երևանի արագացուցիչի էլնկտրամադնիսում	197
Գ. Ի. Ժիլեյկո, Լ. Մ. Մովսիսյան. Սինարոն Լներգիայով որպես անկախ փոփոխական վա-	
զող ալիթի դաշտում էլնկտրոնների շարժման ֆազային ճավասարումբ	205
I. Ա. Ազիզրեկյան. <i>Իմպուլսային ղեֆորմացիայի հնկարկված նիկելի և երկայե</i> ր թազմա-	
բյութեղների ուսումնասիրությունը	210
I. U. Punguuurjus, k. 2. Purubajus, U. 2. Puzzjus. Ubd, Supp ughunhjughab Suz-	
վիչի իմպուլսի ժամանակային ֆլուկտուացիաները	217
I. U. Խուշջուդյան. Ռելատվիստիկ լիցքավորված մասնիկների անցման տեղի արագ գոր-	
dana akaakhunaa	225

СОДЕРЖАНИЕ

1. В. А. Хозе. О реакции авнигиляции поляризованной пары частиц со спи-	
ном 1/2	159
2. А. А. Романов, В. С. Сардарян. Квантовый размерный эффект проводи-	
мости в пленке с примесями.	165
3. Т. А. Погосян, Я. М. Погосян, П. А. Безирганян. Электронномикроскопи-	
ческие исследования одноосноанизотропных пленок вблизи оси трудного	11 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
намагничивания	169
4. К. А. Егиян, Р. А. Турян, А. А. Едигарян. Магянтоупругие характеристи-	
ки цилиндрических железо-никелевых пленок	175
5. М. П. Лорикян, С. Г. Князян. О вторичной электровной эмиссии в области	
высоких энергий	180
6. Ф. П. Сафарян, Л. Л. Крушинский. Спектр и затухание элементарных	a serie
возбуждений в многоатомной системе. (Системы типа молекулярных кри-	
сталлов и многоатомных молекул) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	183
7. С. К. Есин, К. А. Садоян, А. Р. Туманян. Азимутальная ассимметрия	
напряженности магнитного поля электромагнита Ереванского синхротрона	197
8. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсесян. Фазовое уравнение движения электронов	
в поле бегущей волны с синхронной энергией в качестве независимой	Section Cent
переменной	205
9. Л. А. Азизбекян. Изучение импульсной деформации поликристаллического	Salar Salar
никеля и железа	210
О. Л. С. Баздасарян, Э. О. Барсезян, А. А. Ташчян. Временное разрешение	Start Mark
сцинтилляционного счетчика больших размеров	217
1. Л. С. Хуршудян. Быстродействующий детектор места прохождения заря-	
женной релятивистской частицы	225
ASUN ANDI ANDI ANDI	Rhiston
Websi with	1000
9ruqui	*
Tre	-