

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՈՒՐՏՈՒԹՅՈՒՆԼԵՐԻ
ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԱՅԻ
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК
АРМЯНСКОЙ ССР

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱՆ

Գ. Մ. Ավագյանց, Պ. Հ. Բեգիրզանյան, Է. Ս. Բոտունսոյան, Գ. Մ. Ղա-
րիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան (պատասխա-
նատու խմբագրի տեղակալ), Ռ. Ս. Սաբրաբյան (պատասխանատու քար-
տուղար), Հ. Հ. Վաղդավետյան, Ն. Մ. Քոչարյան, Յու. Յ. Օրլով

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Г. М. Авакьяну, П. А. Безириания, Э. С. Бурунсузян,
Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редак-
тор), Н. М. Кочарян, Ю. Ф. Орлов, Г. С. Саакян (за-
меститель ответственного редактора), Р. А. Сардарян
(ответственный секретарь)

НЕОБЫЧНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ЧАСТИЦЫ
СО СПИНОМ 1/2

И. И. ГОЛЬДМАН

В работе произведен анализ необычного способа включения электромагнитного взаимодействия в уравнение Дирака. Исходным является замечание о существовании трехпараметрической группы преобразований, оставляющих инвариантным свободное уравнение Дирака. Эти преобразования имеют вид $\psi' = a\psi + b\psi^c$, где комплексные числа a, b удовлетворяют условию $|a|^2 - |b|^2 = 1$. Эта некомпактная группа содержит, наряду с обычными фазовыми преобразованиями, однопараметрическую группу преобразований с вещественными a, b , которые используются для включения электромагнитного взаимодействия. Этот формализм инвариантен относительно преобразований калибровки. Частицы с таким взаимодействием должны обладать равным нулю зарядом и магнитным моментом, однако сечение образования пар таких частиц по порядку величины таково же, как и в обычной электродинамике.

В в е д е н и е

Исходным пунктом настоящей работы является простое замечание о существовании трехпараметрической группы преобразований

$$\psi' = a\psi + b\psi^c \quad (A)$$

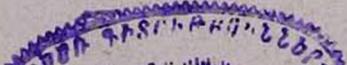
(где a, b — комплексные числа, удовлетворяющие условию $|a|^2 - |b|^2 = 1$, ψ^c — зарядовосопряженная функция), которые оставляют инвариантным свободное уравнение Дирака. Эта группа содержит обычное фазовое преобразование ($b = 0$). Для включения электромагнитного взаимодействия вместо фазового преобразования в этой работе используется другая однопараметрическая группа.

Подобному способу включения электромагнитного взаимодействия, как показано ниже, можно придать калибровочно-инвариантный вид. Исследование нерелятивистского предела обнаруживает, что в такой теории магнитный момент должен строго равняться нулю.

В последующем изложении удобно использовать формализм, в котором волновая функция имеет вид квадратной двухрядной матрицы. Изложению этого формализма посвящены два первых параграфа.

После анализа группы преобразований (A), принимающей в матричной формулировке особенно простой вид (§ 3), рассмотрен вопрос о виде электромагнитного тока (§ 4). Любопытно, что необычная электродинамика с неизбежностью приводит к отказу от гамильтонова формализма (§ 5). Вопросу о поведении частицы в плавных полях и о возможном сравнении с экспериментом посвящен последний параграф.

1031-1031



1. Метрические матрицы

Введем в рассмотрение четыре квадратные двумерные матрицы f^k , которые удовлетворяют релятивистским соотношениям, обобщающим трехмерные антикоммутиационные соотношения для матриц Паули.

С этой целью определим операцию $\hat{\cdot}$ в применении к квадратной двумерной матрице F :

$$\hat{F} = \text{tr } F \cdot I - F, \quad (1)$$

причем I — единичная матрица. Для матрицы со следом равным нулю $\hat{F} = -F$, если же $\hat{F} = F$, то матрица F пропорциональна единичной.

Операция $\hat{\cdot}$ обладает следующими свойствами:

$$\hat{\hat{F}} = F, \quad \hat{F} \hat{G} = \hat{G} \hat{F}, \quad \hat{F} F = F \hat{F} = \det F \cdot I. \quad (2)$$

Пусть четыре матрицы f^k удовлетворяют условиям

$$f^{*k} = -\hat{f}^k \quad (3)$$

и образуют полную систему. Тогда можно проверить, что выбранные таким образом f^k удовлетворяют условиям

$$f^k f^{*l} + f^l f^{*k} = 2g^{kl} \cdot I, \quad (4)$$

причем квадратичная форма, определяемая вещественными g^{kl} , автоматически имеет релятивистскую сигнатуру $(+ + + -)$. ($kl = 1, 2, 3, 0$).

Соотношения (3) и (4) инвариантны относительно шестипараметрической группы преобразований

$$f^k = L^* f'^k L^{-1}, \quad (5)$$

где L — комплексная квадратная матрица, нормированная условием

$$\det L = 1. \quad (6)$$

Они инвариантны также при преобразованиях с вещественными коэффициентами a_k^l :

$$f^l = a_k^l f'^k, \quad (7)$$

причем a_k^l осуществляют собственное преобразование типа Лоренца, а именно:

$$a_k^l a_n^m g^{kn} = g^{lm}, \quad \det a_k^l = 1, \quad a_4^4 > 0, \quad (8)$$

также образующих шестипараметрическую группу. При данном L всегда можно подобрать такие a_k^l , чтобы скомпенсировать любое преобразование вида (5):

$$f^k = a_i^k L^* f^i L^{-1}, \quad (9)$$

т. е. каждой модулярной матрице L можно сопоставить (единственную) совокупность вещественных a_k^l , удовлетворяющих соотношениям

(8) так, чтобы совместное преобразование (9) не меняло бы f^k . Обратное: каждому собственному преобразованию α_i^k , удовлетворяющему (8), можно сопоставить две унимодулярные матрицы (L и $-L$), такие, что (9) имеет силу.

Несобственные преобразования будут рассмотрены позже, а сейчас приведем используемое в дальнейшем частное представление f^k :

$$f^\alpha = i\sigma_\alpha, \quad f^2 = i\sigma_2\sigma_\alpha, \quad (\alpha = 1, 2, 3), \quad (10)$$

при этом метрический тензор имеет стандартный вид

$$g^{kl} = \begin{pmatrix} +1 & & & \\ & +1 & & \\ & & +1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Полезно отметить, что если попытаться сформулировать соотношения, подобные (4), с эрмитовым сопряжением вместо комплексного, то возникающий справа метрический тензор будет обладать неправильной сигнатурой.

2. Волновая функция в форме квадратной матрицы¹

Обозначим через Ψ квадратную комплексную матрицу, которая при собственном преобразовании Лоренца, характеризуемом α_k^l и соответственно матрицей L , преобразуется по закону

$$\Psi = L\Psi'. \quad (12)$$

Первый и второй столбец Ψ преобразуются как двухкомпонентные спиноры (бесточечные).

Свободное уравнение для частицы спина 1/2 запишем в виде

$$f^k \nabla_k \Psi - im^* \Psi = 0. \quad (13)$$

Доказательство эквивалентности его уравнению в биспинорной форме основано на использовании проекционной матрицы

$$\alpha = \frac{1 - i\tau}{2}, \quad \tau = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

которая обладает свойствами

$$\alpha^2 = \alpha, \quad \alpha^* \alpha = 0, \quad \alpha \tau = i\alpha. \quad (15)$$

Легко проверить, что при умножении произвольной матрицы справа на α получается матрица, столбцы которой пропорциональны друг другу.

Определим первый и второй спиноры биспинора

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (16)$$

¹ Изложение этого параграфа основано на работе автора, доложенной на юбилейной сессии Академии наук АрмССР в 1959 г. См. также Гюрши [1].

как первые столбцы следующих матриц

$$2\Psi_a \rightarrow u, \quad 2\hat{\Psi}_a \rightarrow v. \quad (17)$$

Тогда из уравнения (13) получаем

$$i\gamma^k \nabla_k \psi - m\psi = 0, \quad (18)$$

где четырехмерные матрицы γ^k выражаются через f^k :

$$\gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & f^{jk} \\ -f^k & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad (19)$$

и, как легко убедиться, удовлетворяют обычным соотношениям антикоммутиации

$$\gamma^k \gamma^l + \gamma^l \gamma^k = -2g^{kl}. \quad (20)$$

Без труда можно установить следующие законы соответствия:

$$\psi \leftrightarrow \Psi, \quad i\psi \leftrightarrow \Psi\tau, \quad i\gamma_5\psi \leftrightarrow i\Psi, \quad (21)$$

фазовое преобразование

$$\psi e^{i\lambda} \leftrightarrow \Psi e^{i\lambda}, \quad (22)$$

преобразование Тушека

$$\psi e^{i\gamma_5\lambda} \leftrightarrow \Psi e^{i\lambda}. \quad (23)$$

Отметим, что в данном представлении матрицы γ^a —эрмитова, а γ^a —антиэрмитовы.

Переход к зарядово-сопряженной функции представляет собой линейную операцию в этом формализме

$$\Psi^c = \Psi\sigma_1 \leftrightarrow \psi^c = c\bar{\psi}. \quad (24)$$

3. Группа вещественных правых преобразований

Уравнение (13), как нетрудно подметить, инвариантно относительно трехпараметрической группы преобразований²,

$$\Psi = \Psi'R, \quad (25)$$

где R —вещественная матрица, нормированная условием

$$\det R = 1. \quad (26)$$

Структура этой группы такова, что в окрестности тождественного преобразования она изоморфна группе трехмерных вещественных вращений. Однако если ее рассматривать в целом, то она в отличие от группы вращений некомпактна, хотя и имеет однопараметрическую компактную подгруппу ($R = e^{i\lambda}$).

Как известно, из существования такой группы с необходимостью должны следовать законы сохранения трех токов. Если ввести для комбинированной операции обозначение

$$\hat{\Psi} \equiv \bar{\Psi} \quad (27)$$

² В биспинорной форме это преобразование приведено во введении. В отличие от преобразования Паули [2] $\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^c$, которое оставляет инвариантным уравнение лишь в случае нулевой массы покоя, преобразование (A) или (3.1) сохраняет неизменным уравнение для частицы с отличной от нуля массой покоя.

(эта операция оказывается аналогичной релятивистскому сопряжению биспиноров), то три плотности тока имеют вид

$$j_{(\tau, 1, 3)}^k = \text{tr } \bar{\Psi} f^k \Psi (\tau, \sigma_1, \sigma_3). \quad (28)$$

Как следует из (13) дивергенции этих токов обращаются в нуль:

$$\nabla_k j_{\tau}^k = 0, \quad \nabla_k j_1^k = 0, \quad \nabla_k j_3^k = 0. \quad (29)$$

В связи с вопросом интерпретации этих токов вспомним, что, насколько нам известно, в природе есть три независимых точных закона сохранения (фермионный, электрический и барионный). Ток j_{τ}^k обладает тем отличительным свойством, что он всегда времениподобен. В самом деле, если

$$\Psi = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}, \quad \bar{\Psi} = \begin{pmatrix} -d^* & b^* \\ c^* & a^* \end{pmatrix}, \quad (30)$$

то

$$j_{\tau}^k = \text{tr } (\bar{\Psi} f^k \Psi \tau) = \text{tr } \Psi \tau \bar{\Psi} f^k = \text{tr} \begin{pmatrix} ac^* + d^*b & -|a|^2 - |b|^2 \\ |c|^2 + |d|^2 & -a^*c - db^* \end{pmatrix} f_k \quad (31)$$

и так как

$$f^1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad f^2 = i \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad f^3 = - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad f^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix},$$

то

$$\begin{aligned} j_{\tau}^0 &= |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2, \\ j_{\tau}^1 &= 2 \text{Re } (a^*c + b^*d), \\ j_{\tau}^2 &= 2 \text{Im } (a^*c + b^*d), \\ j_{\tau}^3 &= |a|^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2. \end{aligned} \quad (32)$$

Легко убедиться, что это времениподобный вектор.

В отличие от этого, например,

$$j_1^k = \text{tr } \Psi \sigma_1 \bar{\Psi} f^k = \text{tr} \begin{pmatrix} ac^* - d^*b & |b|^2 - |a|^2 \\ |c|^2 - |d|^2 & -a^*c - db^* \end{pmatrix} f_k, \quad (33)$$

откуда

$$\begin{aligned} j_1^0 &= |a|^2 - |b|^2 + |c|^2 - |d|^2, \\ j_1^1 &= 2 \text{Re } (ac^* - bd^*), \\ j_1^2 &= 2 \text{Im } (a^*c - b^*d), \\ j_1^3 &= |a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2. \end{aligned} \quad (34)$$

Аналогично этому

$$j_3^k = \text{tr } \Psi \sigma_3 \bar{\Psi} f_k = \text{tr} \begin{pmatrix} -ad^* - bc^* & ab^* + a^*b \\ -cd^* - dc^* & cb^* + a^*d \end{pmatrix} f_k, \quad (35)$$

откуда

$$\begin{aligned}
 j_3^0 &= -2 \operatorname{Re}(ab^* + cd^*), \\
 j_3^1 &= -2 \operatorname{Re}(ad^* + bc^*), \\
 j_3^2 &= 2 \operatorname{Im}(ad^* + bc^*), \\
 j_3^3 &= 2 \operatorname{Re}(cd^* - ab^*).
 \end{aligned}
 \tag{36}$$

Но так как лишь фермионный ток всегда отличен от нуля и времениподобен для любой частицы спина $1/2$, то необходимо считать j_z^k фермионным током³.

Рассмотрим теперь следствия, которые вытекают из уравнения (13) и, в частности, рассмотрим решение Ψ , зависящее только от времени. В этом случае

$$f^\circ \partial \Psi / \partial t - im \Psi^* = 0, \tag{37}$$

и общее решение имеет вид периодической функции от t :

$$\Psi = \begin{pmatrix} a_1 & b_1 \\ ib_1^* & -ia_1^* \end{pmatrix} e^{imt} + \begin{pmatrix} b_2 & a_2 \\ -ia_2^* & ib_2 \end{pmatrix} e^{-imt}, \tag{38}$$

где a, b — произвольные постоянные.

Действие операции зарядового сопряжения, при которой Ψ умножается справа на σ_1 , приводит к перестановке $a_1 \leftrightarrow a_2, b_1 \leftrightarrow b_2$, так что если отнести одно из слагаемых, например первое, к частице, то второе описывает античастицу. Оба слагаемых можно различить так же как волны, распространяющиеся в конус будущего и прошлого в духе интерпретации Фейнмана. Взаимодействие делает невозможным строгое разделение на частицы и античастицы (подобно тому как в надбарьерном движении в нерелятивистской квантовой механике нельзя произвести разделение на волны, идущие справа и слева).

Подставив одно из слагаемых (38) в выражения для четвертой компоненты токов, убеждаемся, что $j_z^2 > 0, j_1^2 = j_2^2 = 0$, т. е. заряд, соответствующий токам 1 и 3, равен нулю.

4. Электромагнитный ток

Обычная процедура в случае заряженной частицы соответствует отождествлению с электрическим током величины j_z^k . При этом уравнение в электромагнитном поле A_k приобретает вид

$$f^k \nabla_k \Psi - im \Psi^* - e A_k f^k \Psi = 0. \tag{39}$$

После включения электромагнитного взаимодействия уравнение теряет свойство инвариантности относительно вещественных правых преобразований, однако остается инвариантным при однопараметрических преобразованиях вида

³ Напомним, что мы рассматриваем здесь вторично некантованную теорию, в которой заряд имеет определенный знак. Индефинитность заряда возникает обычно в теории с антикоммутирующими Ψ .

$$\Psi = \Psi' e^{i\lambda\tau}, \quad (40)$$

где λ — вещественная постоянная. Не задерживаясь на этом обычном способе включения взаимодействия, перейдем к рассмотрению альтернативного способа, отождествив с электрическим током j_1^k (или j_3^k , что приводит к эквивалентным следствиям). В этом случае уравнение в поле A_k принимает вид

$$f^k \nabla_k \Psi - im \Psi^* - e A_k f^k \Psi \sigma_1 = 0. \quad (41)$$

Калибровочная инвариантность теории обеспечивается благодаря тому, что уравнение не меняется при преобразованиях вида

$$\Psi \rightarrow \Psi e^{e\sigma_1 \lambda(x)}, \quad A_k \rightarrow A_k - \nabla_k \lambda(x). \quad (42)$$

Применим к уравнению (4.3) операцию $-\equiv \hat{*}$:

$$\nabla_k \bar{\Psi} f^k - im \hat{\Psi} + e A_k \sigma_1 \bar{\Psi} f^k = 0. \quad (43)$$

Пользуясь введенными определениями (28), теперь находим следующие соотношения для токов:

$$\nabla_k j_1^k = 0, \quad \nabla_k j_2^k + 2e A_k j_3^k = 0, \quad \nabla_k j_3^k + 2e A_k j_2^k = 0. \quad (44)$$

Отсюда заключаем, что интерпретируемый, как электрический, ток j_1^k не только калибровочно инвариантен в смысле преобразований (42), но также точно сохраняется. В то же время токи j_2^k и j_3^k не обладают ни тем, ни другим свойством, и, следовательно, им нельзя придать физический смысл, если $A_k \neq 0$.

5. Сохраняющийся ток

Поскольку заряд, соответствующий току j_1^k , равен нулю, частица нейтральна. Можно рассмотреть вопрос о том, не обладает ли Λ^0 -гиперон такого типа электромагнитным взаимодействием. Тогда следовало бы рассматривать j_2^k как барионный (фермионный) ток (при $A_k = 0$).

Выражение для сохраняющегося фермионного тока можно получить, если положить

$$j_f^k = F(x) j_2^k \quad (45)$$

и потребовать, чтобы $F(x)$ удовлетворяла уравнению

$$j_2^k \nabla_k F(x) - 2e A_k j_3^k F(x) = 0. \quad (46)$$

Как это следует теперь из (44), ток j_f^k сохраняется и его можно использовать для нормировки состояний.

Надо обратить внимание на негамильтонов характер рассматриваемого формализма.

В самом деле, уже свободное уравнение (2.2) содержит, наряду с Ψ , также Ψ^* , так что выражение для Ψ содержит нелинейную операцию комплексного сопряжения. С этой точки зрения можно считать случайным то обстоятельство, что уравнению (13) всё же можно придать гамильтонову форму, переходя от Ψ к ψ . При этом включение

взаимодействия обычным способом по-прежнему допускает гамильтонов формализм.

Можно без труда убедиться в том, что уравнение (41) уже не допускает гамильтоновой формы. Ток (45) теперь не только сохраняется, но также и калибровочно-инвариантен в смысле преобразований (42).

6. Нерелятивистский предел

Удобно пользоваться обычным представлением матриц

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma^z = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}.$$

В точном уравнении

$$i\gamma^k \nabla_k \psi - m\psi - \gamma^k e A_k C_1 \psi^* = 0, \quad (47)$$

причем $C_1 = i\tau \begin{pmatrix} 0 & -I \\ I & 0 \end{pmatrix}$, положим $\Psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} e^{-imt}$. Тогда φ , χ подчиняются следующим уравнениям:

$$i\dot{\chi} + 2m\chi + i\vec{\sigma} \vec{\nabla} \varphi + i\vec{\sigma} \vec{A} \tau \dot{\chi} e^{2imt} + iA_4 \tau \dot{\varphi} e^{2imt} = 0, \quad (48)$$

$$i\dot{\varphi} + i\vec{\sigma} \vec{\nabla} \chi + i\vec{\sigma} \vec{A} \tau \dot{\varphi} e^{2imt} - iA_4 \tau \dot{\chi} e^{2imt} = 0. \quad (49)$$

Как обычно, приходим к выводу, что в нерелятивистском случае $\chi \ll \varphi$. Однако благодаря быстроосциллирующим множителям e^{2imt} каждый из спиноров φ и χ можно представить как сумму плавной и быстроменяющейся функции⁴. Подробный анализ уравнений (48) и (49) приводит к заключению, что на плавную часть φ влияют лишь квадратичные по A_k члены и, следовательно, магнитный момент такой частицы равен нулю.

Особенно интересно то обстоятельство, что так называемая аномальная добавка к магнитному моменту также строго равна нулю. В самом деле, добавить к уравнению (47) член, соответствующий аномальному магнитному моменту вида $\mu' \gamma^k \gamma^e F_{ke} \psi$, мы не можем, поскольку он нарушает калибровочную инвариантность уравнения. Возможное введение феноменологического дополнительного члена $\gamma^k \gamma^e F_{ke} \psi^c$ снова приводит к слабому (квадратичному по F_{ke}) влиянию на уравнение движения.

Таким образом, если Λ^0 -гиперон обладает такого рода аномальным электромагнитным взаимодействием, то его магнитный момент

⁴ Входящий в уравнения (47) и (48) спинор $\tau\varphi^*$, получается из φ под действием операции обращения времени. То обстоятельство, что члены, содержащие обращенный по времени спинор, имеют фазовый множитель вида e^{2imt} , допускает простую интерпретацию и показывает, что при определении Вигнера отражения $t \rightarrow -t$ естественно вводить в преобразованную функцию этот множитель.

должен быть равен нулю. Последние экспериментальные данные [3], согласно которым $\mu = 0,5 \pm 0,3$ яд.магн., недостаточно точны, чтобы можно было отвергнуть такую возможность.

Необходимо подчеркнуть, что рассматриваемая в этой работе теория является вторичнонеквантованной⁵.

При переходе к антикоммутирующим волновым функциям „необычные“ токи j_1 и j_2 , в силу перестановочных соотношений, обращаются в нуль. Это обстоятельство указывает на серьезные трудности при переходе к квантованным амплитудам в такого рода теории, использующей лишь одно поле. Анализ этого вопроса показывает, однако, что вторичнонеквантованная теория с двумя или несколькими полями допускает трехпараметрическую группу преобразований. Более подробно многокомплектный квантованный формализм будет рассмотрен в другой работе.

Ереванский физический институт

Поступила 20 мая 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Feza Gusey, Nuovo cimento, 3, 988 (1956).
2. W. Panli, Nuovo cimento, 6, 304 (1957).
3. XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964, том I. Атомиздат, М., стр. 950 (1966).

Ի. Ի. ԳՈՂԻՄԱՆ

1/2 ՍՊԻՆ ՈՒՆԵՅՈՂ ՄԱՍՆԻԿԻ ԱՆՍՈՎՈՐ ԷԼԵԿՏՐՈՎԻՆԱՄԻԿԱՆ

Աշխատանքում կատարված է էլեկտրոմագնիսական փոխազդեցության անսովոր ձևի ներդրման անալիզը Դիրակի հավասարման մեջ, Ելակետային է հանդիսանում երեքպարամետրային խմբի ձևափոխության զոտոֆյունը, որը մնում է ինվարիանտ՝ Դիրակի ազատ հավասարման մեջ, Այդ ձևափոխություններն ունեն $\psi = \alpha\psi + \beta\psi^{(c)}$ տեսքը, որտեղ α , β կոմպլեքս թվերը բավարարում են $|\alpha|^2 - |\beta|^2 = 1$ պայմանին: Այդ ոչ կոմպակտ խումբը պարունակում է սովորական ձևափոխության ֆազաների հետ միասին մեկ պարամետրային ձևափոխություն իրական α և β -ի դեպքում, որոնք օգտագործվում են էլեկտրոմագնիսային փոխազդեցության ներդրման համար: Այդ ֆորմալիզմը ինվարիանտ է կալիբրովկայի ձևափոխության նկատմամբ: Այդպիսի փոխազդեցության դեպքում մասնիկները ունեն զերոյի հավասար լիցք և մագնիսական մոմենտ, սակայն այդպիսի մասնիկների զուգորդ կազմելու կտրվածքը կարգի տեսակետից նույնպիսին է, ինչպես սովորական էլեկտրոդինամիկայում:

UNUSUAL ELECTRODYNAMICS OF A PARTICLE WITH HALF A SPIN

by I. I. GOLDMAN

An analysis is made of the unusual way of introducing electromagnetic interaction into the Dirac equation. We have proceeded from the observation on the occurrence of threeparameter group transformations which leave the Dirac free equation in-

¹ Причиной этого состоит в том, что перестановочные соотношения инвариантны лишь относительно однопараметрической подгруппы преобразований ($R \sim e^{2\tau}$).

variant. These transformations assume the form of $\psi = a\psi + b\psi^{(c)}$ where the complex numbers a, b satisfy the condition $|a|^2 - |b|^2 = 1$. This non-compact group contains the usual phase transformation as well as the one-parameter group of transformations with real a, b , which are used for the introduction of electromagnetic interaction. This formalism is invariant with respect to gauge transformations. Particles with such interaction must possess charge and magnetic moment equal to the zero; however, the cross-section of pair production of such particles is of the same order of magnitude as in usual electrodynamics.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛИВИНИЛХЛОРИДЕ

Н. М. КОЧАРЯН, Х. Б. ПАЧАДЖЯН, Ш. А. МХИТАРЯН

В работе приводятся результаты исследования пьезоэлектрического эффекта в поливинилхлориде—ПВХ. Показано, что при временах поляризации 3—5 часов получается лучший результат. Полученный максимальный пьезомодуль для ПВХ $4 \cdot 10^{-8}$ CGSE. Пьезомодуль измерялся статическим методом. Приводятся данные „времени жизни“ пьезоэлектрического свойства в ПВХ.

В работе [1] показано существование пьезоэлектрического свойства у полиметилметакрилата в электретьном состоянии.

Дальнейшие исследования привели к обнаружению пьезоэлектрических свойств у других полимеров. Как показали наши эксперименты, хорошими пьезоэлектрическими свойствами обладает непластифицированный поливинилхлорид (винипласт).

Макромолекула поливинилхлорида (ПВХ) имеет структуру 1,3 по принципу „голова к хвосту“. Полярные группы хлора в молекуле расположены вдоль цепи близко друг к другу. Дипольный момент звена равен 1,66 Д.

При приложении электрического поля, когда ПВХ нагрет до температуры заметно выше T_c , полярные группы уже не заторможены и сравнительно легко ориентируются по направлению поля. Их ориентация приводит к ориентации сегментов (или других крупных образований). Такое ориентированное (поляризованное) состояние полимера создает необходимую асимметрию в структуре, благодаря которой полимер приобретает пьезоэлектрическое свойство.

Нами исследован непластифицированный экструзионный ПВХ (промышленный винипласт), имеющий следующий состав.

Поливинилхлорид ПФ—4	100	в. ч.
Глет свинцовый	2,5	„ „
Стеарат кальция	2	„ „
Стеарин	1	„ „
Масло трансформаторное	3	„ „

К сожалению, нам не удалось получить хорошие пьезоэлектреты из чистого ПВХ. Их электрическая прочность оказалась значительно ниже, чем у винипласта, и поэтому мы не могли изготовить из них пьезоэлектреты по режиму, который обычно применяется нами при изготовлении пьезоэлектретов из винипласта.

В литературе имеются данные [2] об изготовлении электретов из ПВХ. По этим данным поверхностная плотность заряда равна около $5 \cdot 10^{-9}$ кул/см² и довольно стабильна. Режим изготовления — $T = 120^\circ$, $E = 8$ кв/см, а время поляризации — до 4 часов.

Мы поставили задачу, найти такой режим поляризации, при котором пьезомодуль принимает максимальное значение. На рис. 1 приведена зависимость пьезомодуля от времени и напряженности электрического поля при температуре поляризации 126° . Максимальный пьезомодуль, полученный пока нами на ПВХ, $d = 4 \cdot 10^{-8}$ CGSE, т. е. в два раза меньше пьезомодуля кварца X-среза. Пьезомодуль измеряется статическим методом с помощью гальванометра и пресса при давлении 3 кг/см^2 . Для сравнения при таких же условиях измеряется пьезомодуль кварца.

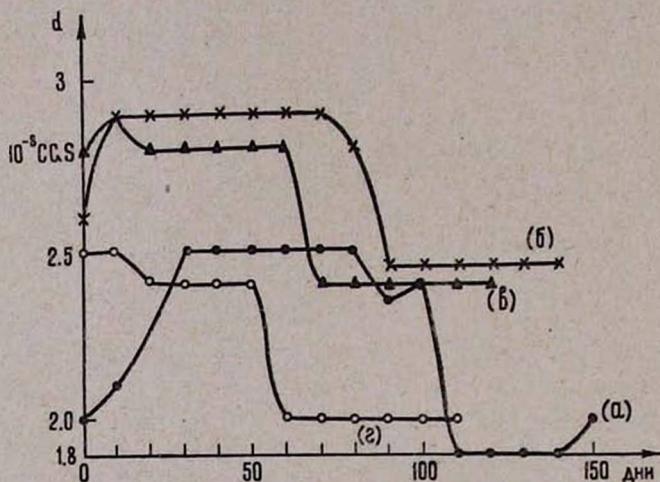


Рис. 1. Изменения пьезомодуля по времени. а) время поляризации 0,5 ч., б) время поляризации 3 ч., в) время поляризации 4,5 ч., г) время поляризации 7 ч., (режим поляризации 126°C , E от 200 до 400 кв/см).

Образцы поляризуются на высоковольтной установке напряжением до 50 кв , в специальной печи. В цепь высокого напряжения введен узел, который позволяет автоматически увеличивать напряжение на образце при его охлаждении. Основная поляризация (длительностью в несколько часов) проводится при $E = 200 \text{ кв/см}$, $T = 126^\circ\text{C}$. Более высокие напряженности ПВХ при этой температуре не выдерживает. При охлаждении образца его электрическая прочность увеличивается. Это нам позволяет с понижением температуры приложить на образцы более высокие напряжения. Повышение напряжения производится автоматически, посредством высоковольтного кенотрона, включенного последовательно с образцом и работающего с неполным накальным напряжением. Здесь кенотрон работает как высокоомное сопротивление, порядка 10^{11} — 10^{13} ом . В нагретом состоянии образец имеет некоторую проводимость, из-за которой напряжение на нем и на кенотроне распределяется, допустим, поровну.

При охлаждении проводимость образца резко понижается (на 3—4 порядка), и почти все напряжение постепенно падает на обра-

зед по тому же закону, по которому уменьшается проводимость образца в данном интервале температур. Этим способом мы смогли повысить напряженность образца с 200 кв/см при 126°С до 800 кв/см при 80°. Конечно, не все образцы выдерживают такую напряженность.

Из приведенной кривой видно, что величина пьезомодуля зависит от времени поляризации. Максимальное значение пьезомодуля получается при поляризации в течение 3—5 часов, когда происходит максимальная ориентация в электрическом поле. Следовательно, время релаксации ориентируемой части молекулы (дипольные группы и сегменты) при взятой нами температуре равно 3—5 часам.

Некоторое уменьшение пьезомодуля при более длительных выдержках, вероятно, связано с образованием объемного заряда, который уменьшает эффективное электрическое поле. Видно также, что величина пьезомодуля образцов, изготовленных при коротких выдержках, уменьшается быстрее, чем образцов, изготовленных при средних временах выдержки. Это подтверждает то, что при коротких временах поляризации молекулы не полностью ориентируются. У нас имеются образцы, которые через два года после поляризации сохранили величину пьезомодуля на уровне, который они имели после третьего месяца. Такую неожиданную стабильность пьезомодуля можно объяснить тем, что цепочка макромолекулы ПВХ жестка. Полярные группы хлора взаимодействуют между собой. Из-за этого взаимодействия переход цепочки в другое положение, т. е. изменение конформации цепи, требует преодоления больших потенциальных барьеров, что при комнатных температурах является маловероятным. Это один из важных признаков при поиске возможных пьезоэлектрических полимеров.

Для исследования пьезоэлектрических полимеров как ультразвуковых преобразователей нами была создана ультразвуковая установка. В этой установке в качестве излучателя и приемника ультразвуковых колебаний используются пьезоэлектрические пластинки из ПВХ одинаковой толщины (0,4 ÷ 0,7 мм) и диаметром 3 см. Излучатель соединен с генератором типа ГЗ-12, а приемник — с милливольтметром типа ВЗ-3. Оба преобразователя находятся в трансформаторном масле.

Изменяя частоту генератора при постоянном выходном напряжении, находим максимальное показание на милливольтметре. Полученная частота принимается как резонансная для этих образцов. По найденной резонансной частоте вычисляется коэффициент колебаний. Зная скорость звука C в пластинке, можно вычислить частоту ее колебания по толщине. Если λ — длина волны стоячих волн в пластинке при резонансе (для основной или первой гармоники), то толщина пластинки h в этом случае равна

$$h = \frac{\lambda}{2} = \frac{a}{f}, \quad a \approx \frac{C}{2}$$

$$f = \frac{C}{2h} = \frac{2880}{h} \quad (\text{для кварца}).$$

Для ПВХ мы получаем $\alpha = 1100 \pm 100$.

Из-за разброса толщины пластинок и их низкой добротности резонансные кривые получаются широкими, поэтому вычисленная по этим кривым постоянная частоты имеет большой разброс (около 9%).

Измерения скорости звука в поляризованном и неполяризованном ПВХ в пределах ошибок измерения (7%) оказались одинаковыми.

Известные радиотехнические методы нахождения резонансных частот пьезокристаллов, описанные в литературе [3, 4, 5], не дают результатов. Некоторые из описанных схем мы сделали более чувствительными, однако резонансных пиков не наблюдается. Это можно объяснить тем, что наши образцы обладают низкой добротностью и сравнительно слабой электромеханической связью.

Измерения и вычисления показали, что коэффициент электромеханической связи низок. На самом деле пьезомодуль наших образцов всего в два раза меньше пьезомодуля кварца, но модуль упругости ПВХ почти в 30 раз меньше кварца. Мы знаем (3), что

$$K = d \sqrt{\frac{4\pi E}{\varepsilon}},$$

где K — коэффициент электромеханической связи, E — модуль упругости — 10^{10} дин/см², d — пьезомодуль — $4,10^{-8}$, ε — диэлектрическая проницаемость — 3,5, K — 0,7% (для кварца 10%), т. е. коэффициент электромеханической связи ПВХ в 15 раз ниже, чем у кварца.

Наши исследования показали, что пьезоэлектрик из ПВХ как ультразвуковой преобразователь работает хорошо. Длительное пребывание в высокочастотном электрическом поле (около 100 часов) при напряженности поля 1000 в/см не повлияло на величину пьезомодуля. Из исследованных до сих пор нами пьезоэлектриков ПВХ оказался наиболее долговечным. Изготовленные нами образцы за два года не претерпели заметных изменений.

Исследование пьезоэлектрических свойств ряда полимеров привело к следующим выводам: пьезоэлектрические свойства можно получить у таких полимеров, мономерное звено которых имеет асимметричную структуру. В этом случае мономер обладает определенным дипольным моментом. При приложении постоянного электрического поля, при температуре выше T_c , имеет место ориентация диполей и сегментов. При охлаждении это состояние „замораживается“ и полимер приобретает электрические свойства. В таком состоянии полимер уподобляется пьезоэлектрической текстуре. Такие полимеры мы в дальнейшем будем называть пьезополимерами.

Авторы выражают благодарность И. С. Резу за обсуждение результатов, а также Ф. Шакарян за ценную помощь в проведении настоящей работы.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН АрмССР

Поступила 5 ноября 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н. М. Кочарян, Х. Б. Пачаджян, ДАН АрмССР, 36, 277 (1963).
2. L. K. Veek, F. R. H. van Schwarzl, J. Appl. Pol. Sci., 6, № 24, 561 (1965).
3. У. Кэди, Пьезоэлектричество и его практическое применение, ИЛ (1949).
4. У. Мэзон, Пьезоэлектрические кристаллы и их практическое применение в ультразвуке, ИЛ (1952).
5. А. В. Шубников, И. С. Желудев, В. П. Константинова и И. М. Сильвестрова, Исследование пьезоэлектрических текстур, изд. АН СССР (1955).

ՊՅԵԶՈՒԷԼԵԿՏՐՈՒԿԱՆ ԷՖԵԿՏԸ ՊՈԼԻՎԻՆԻԼՔԼՈՐԻԴՈՒՄ

Ն. Մ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Խ. Բ. ՓԱՉԱԺՅԱՆ, Շ. Ա. ՄԵԽԻՏՐՅԱՆ

Հոդվածում բերված են արդյունաբերական պոլիվինիլքլորիդի (վինիլպլաստի) ՊՎՔ-ի պլեզոէլեկտրական հետազոտության արդյունքները: Ցույց է տրված, որ 3—5 ժամ տևող բևեռացման դեպքում լավագույն արդյունքն է ստացվում: Պլեզոմոդուլի համար ստացված մաքսիմալ արժեքը հավասար է $4 \cdot 10^{-8}$ CGSE: Պլեզոմոդուլը չափվել է ստատիկ եղանակով: Տվյալներ են բերված ՊՎՔ-ի պլեզոէլեկտրական հատկության «կյանքի տևողության» վերաբերյալ:

ON PIEZOELECTRIC EFFECT IN POLYVINYLCHLORIDE

by N. M. KOCHARIAN, KH. B. PACHAJIAN, SH. A. MEKHITARIAN

The results of the investigation of piezoelectric effect in polyvinylchloride (PVC) are set forth. The best results are shown to have been derived in case of polarization that lasts 3—5 hours. The maximum piezomodule obtained equals $4 \cdot 10^{-8}$ CGSE. The piezomodule is measured by the static method. The data for the „life time“ of piezoelectric property in PVC are discussed.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ
ЦИЛИНДРАМИ (РАДИАЛЬНЫЙ ТОК)

А. М. РЕЗИКЯН

Рассматривается случай частично ионизированного газа. Рассчитано радиальное распределение напряженности электрического поля и концентрации заряженных частиц в плазме положительного столба.

В работах [1, 2] рассматривается вращение плазмы, находящейся между коаксиальными цилиндрами в скрещенных электрическом (направленном по радиусу) и магнитном (направленном по оси) полях.

В настоящей работе изучается плазма положительного столба, находящаяся между коаксиальными цилиндрами с радиусами R_1^0 и R_2^0 ($R_1^0 < R_2^0$), в радиально направленном электрическом поле E . Здесь предполагается выполнение всех (кроме пункта 5 условий, перечисленных в работе [5]). К ним следует добавить, что средняя длина свободного пробега всех родов частиц намного меньше, чем $(R_2^0 - R_1^0)$.

Из уравнения сохранения импульсов [4] получим скорость ионов и электронов в виде

$$v_i = \beta_i E - D_i \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (1)$$

$$v_e = -\beta_e E - D_e \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (2)$$

где

$$\beta_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}}, \quad \beta_e = \frac{e}{m_e \nu_{en}}, \quad (3)$$

$$D_i = \frac{kT_i}{m_i \nu_{in}}, \quad D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{en}}.$$

Здесь m_i , m_e —массы, ν_{in} , ν_{en} —числа столкновений с нейтральным газом в секунду, λ_{in} , λ_{en} —средние длины свободных пробегов ионов и электронов соответственно. Далее, e —заряд и k —постоянная Больцмана.

Уравнения непрерывности для ионов и электронов дают

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rnv_i) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rnv_e) = 0. \quad (5)$$

Из (1), (2) и (4), учитывая, что $-\frac{dn}{dt} = Zn$, получим

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{Z}{D_a} n = 0, \quad (5)$$

где

$$D_a = \frac{D_e \beta_i + D_i \beta_e}{\beta_e + \beta_i}.$$

Общее решение уравнения (5) будет иметь вид

$$n = n_0 [J_0(\alpha r) + \gamma N_0(\alpha r)], \quad (6)$$

где $\alpha^2 = \frac{Z}{D_a}$, $J_0(\alpha r)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $N_0(\alpha r)$ — функция Неймана нулевого порядка.

Для определения n_0 воспользуемся уравнением тока, которое, согласно (1) и (2), для единицы длины цилиндра будет иметь вид

$$i = 2\pi e r \left[n l E + m \frac{dn}{dr} \right], \quad (7)$$

где $l = \beta_e + \beta_i$, $m = D_e - D_i$.

Далее, имея в виду, что

$$U = - \int_{R_1}^{R_2} E dr,$$

из (7) получим

$$n_0 = \frac{i}{2\pi e l} \frac{\int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{ar [J_0(\alpha r) + \gamma N_0(\alpha r)]}}{\frac{m}{l} \ln \frac{J_0(\alpha R_2) + \gamma N_0(\alpha R_2)}{J_0(\alpha R_1) + \gamma N_0(\alpha R_1)} - U}. \quad (8)$$

Вообще $R_1 \leq r \leq R_2$, где $(R_1 - R_1^0)$ и $(R_2^0 - R_2)$ являются ширинами слоев анодного и катодного падения потенциалов, находящихся на границах положительного столба. Согласно условию малости средней длины свободного пробега частиц

$$\frac{R_1 - R_1^0}{R_1} \ll 1, \quad \frac{R_2^0 - R_2}{R_2} \ll 1.$$

Условие нейтральности плазмы выполняется, но доказательства этого мы не приводим. Оно подобно доказательству, приведенному в работе [5]. Следуя методу, изложенному в этой же работе, можно показать, что концентрация заряженных частиц на границах плазмы близка к нулю. Это видно хотя бы из того, что обе границы плазмы кончаются слоями падения потенциалов, напряженность электрического поля которых намного порядков выше, чем напряженность поля в

самой плазме. Отсюда следует, что в области падения потенциалов концентрация заряженных частиц намного порядков ниже, чем в плазме.

Поэтому, принимая $n(R_1) = n(R_2) = 0$, получим

$$\gamma = - \frac{J_0(\alpha R_2)}{N_0(\alpha R_2)} = - \frac{J_0(\alpha R_1)}{N_0(\alpha R_1)}, \quad (9)$$

что дает уравнение для определения K_1 :

$$J_0(K_1) N_0(K_1 \rho_a) - J_0(K_1 \rho_a) N_0(K_1) = 0, \quad (10)$$

где $K_1 = \alpha R_2$ является корнем уравнения (10) и зависит от $\rho_a = R_1/R_2$. Эти корни приводятся в таблице

Таблица 1

ρ_a	1	0,833	0,666	0,500	0,333	0,250	0,200	0,166	0,143	0,125	0,111
$(1-\rho_a)K_1$	3,1416	3,1403	3,1351	3,1228	3,100	3,076	3,054	3,035	3,019	3,006	2,992

ρ_a	0,100	0,050	0,025	0
$(1-\rho_a)K_1$	2,981	2,920	2,840	2,4048

Таким образом, из (6), (7) и (8) получим радиальное распределение напряженности электрического поля в безразмерных величинах

$$\varepsilon = \frac{C}{K_1 \rho [J_0(K_1 \rho) + \gamma N_0(K_1 \rho)]} + \frac{m}{l} \frac{J_1(K_1 \rho) + \gamma N_1(K_1 \rho)}{J_0(K_1 \rho) + \gamma N_0(K_1 \rho)}, \quad (10)$$

$$C = \frac{\ln \frac{J_0(K_1) + \gamma N_0(K_1)}{J_0(K_1 \rho_a) + \gamma N_0(K_1 \rho_a)} - \frac{l}{m} U}{\int_{\rho_a}^1 \frac{dK_1 \rho}{K_1 \rho [J_0(K_1 \rho) + \gamma N_0(K_1 \rho)]}}, \quad (11)$$

$$\varepsilon = \frac{l}{m} \frac{E}{K_1} R_2, \quad \rho = \frac{r}{R_2}. \quad (12)$$

Здесь K_1 берется из таблицы, а γ — из (9).

Интеграл в выражении (11) можно рассчитать лишь приближенно.

В частном случае, при отсутствии радиального тока ($C = 0$), уравнение (10) дает радиальное распределение напряженности электрического поля в виде

$$E = \frac{m}{l} \frac{J_1(K_1 \rho) + \gamma N_1(K_1 \rho)}{J_0(K_1 \rho) + \gamma N_0(K_1 \rho)}. \quad (13)$$

При $\rho = \rho_a$ имеет место такой же разрыв, что и у Шотки [6]. Это совпадает с выражением, полученным нами в работе [5], для положительного столба с аксиальным током, где действительно радиальный ток отсутствует из-за амбилярного характера радиальной диффузии зарядов на стенки цилиндров.

Если еще допустить отсутствие внутреннего цилиндра, т. е. $\gamma = 0$, то из (13) получим выражение, данное Шотки [6]. Наконец, имея в виду, что

$$\nu_{in} = \frac{1}{\lambda_{in}} \left(\frac{3kT_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \nu_{en} = \frac{1}{\lambda_{en}} \left(\frac{3kT_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

$$\lambda_{in} = \frac{\Lambda_i}{P}, \quad \Lambda_i = \Lambda_{i0} \frac{T_n}{273}; \quad \lambda_{en} = \frac{\Lambda_e}{P}, \quad \Lambda_e = \Lambda_{e0} \frac{T_n}{273}, \quad (15)$$

а также учитывая (7), получим

$$\frac{l}{m} = \frac{1 + \frac{m_e \nu_{en}}{m_i \nu_{in}}}{1 + \frac{m_e \nu_{en} T_i}{m_i \nu_{in} T_e}} \cdot \frac{e}{kT_e} = \frac{1 + \frac{\Lambda_i}{\Lambda_e} \left(\frac{m_e x_i}{m_i x} \right)^{\frac{1}{2}}}{1 - \frac{\Lambda_i}{\Lambda_e} \left(\frac{m_e x}{m_i x_i} \right)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{x}{V_j}, \quad (16)$$

где

$$x = \frac{eV_j}{kT_e}, \quad x_i = \frac{eV_j}{kT_i}, \quad (17)$$

где V_j — потенциал ионизации атома, а P — давление нейтрального газа. Значения функций Λ_{i0} и Λ_{e0} имеются в работе [6]. Из выражения (16) видно, что при низких электронных температурах можно принять

$$\frac{l}{m} \cong \frac{e}{kT_e} = \frac{x}{V_j}$$

В общем случае при любых электронных температурах, как видно из (16), для определения $\frac{l}{m}$ необходимо знать электронную и ионную температуру, которую находим из следующего. Баланс между рождением и уходом частиц дает

$$\frac{ZR_2^2}{D_a} = K_1^2(\rho_a). \quad (18)$$

Для числа пар ионов, образующихся в секунду, согласно [6], имеем

$$Z = \frac{2m_e}{e\sqrt{\pi}} \alpha P \frac{273}{T_n} \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{eV_j}{2kT_e} \right) \exp\left(-\frac{eV_j}{kT_e} \right), \quad (19)$$

и, наконец, связь между электронной и ионной температурами, согласно [4], будет

$$\left(\frac{x_i}{x} \right)^2 = \left(\frac{\Lambda_{e0}}{\Lambda_{i0}} \right)^2 \frac{\chi_i}{\chi_e(x)} \left(1 - \frac{x_i}{x_n} \right), \quad (20)$$

где $x_n = \frac{eV_j}{kT_n}$, χ_i — доля энергии, теряемой ионами при столкновении

с нейтральной частицей, χ_l можно приближенно принять равным 0,5, а значение $\chi_e(x)$ имеется в работе [4].

Из (18) и (19) получим

$$\frac{V\sqrt{x}e^x}{1 + \frac{2}{x}} = A (R_2 P)^2 \frac{x_l^{\frac{1}{2}}}{\Lambda_l \left(1 + \frac{x_l}{x}\right)} \left[1 + \frac{\Lambda_l}{\Lambda_e} \left(\frac{m_e x_l}{m_l x}\right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (21)$$

где

$$A = 2 \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha \frac{273}{T_n} V_j \left(\frac{m_l}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} K_1^{-2}(\rho_a).$$

Значения V_j и α имеются в работе [6]. Таким образом, из (20) и (21) x и x_l определяются однозначно, что и необходимо для определения

$\frac{l}{m}$ из (16).

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25 декабря 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. М. Резикийн, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук. 10, 99 (1957).
2. Г. В. Гордеев, А. И. Губанов, ЖТФ, 28, 2046 (1958).
3. И. М. Золототрубов, В. А. Киселев, ЖТФ, 34, 998 (1964).
4. „Физика плазмы и магнитная гидродинамика“, под редакцией М. С. Рабиновича, М., ИЛ, (1961).
5. А. М. Резикийн, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 91 (1966).
6. А. Энгель и М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, 1, М.-Л. (1936).

ԴՐԱԿԱՆ ԱՅՈՒՆ ԵՐԿՈՒ ՀԱՄԱԱՌԱՆՅՔ ԳԼԱՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ
(ՌԱԴԻԱԼ ՀՈՍԱՆՔ)

Ա. Մ. ՌԵՉԻԿԻԱՆ

Դիտված է ցածր իոնացման աստիճան ունեցող գազ, որի նեյտրալ վիճակի ճնշման գրադիենտը կարելի է արհամարհել: Հաշվված է էլեկտրական դաշտի լարվածության և լիցքերի խտության շառավղային բաշխումը դրական սյան մեջ:

THE POSITIVE COLUMN BETWEEN COAXIAL CYLINDERS (RADIAL CURRENT)

by A. M. RESIKIAN

It is considered the low ionization degree gas the gradient pressure of the neutral state of which can be neglected.

The radial distribution of electrical field and of charge density in positive column has been calculated.

ВЛИЯНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВТОРОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, В. И. АВУНДЖЯН

В работе, в рамках кинематической теории, во втором приближении рассматривается влияние пьезоэлектрических колебаний идеальной решетки на рассеяние рентгеновских лучей.

Доказывается, что в зависимости от направления колебаний в кристалле и направления падения и рассеяния рентгеновских лучей колебания или уменьшают интенсивность рассеяния, или не влияют на нее.

В работе [1] в первом приближении [2] была исследована дифракция рентгеновских лучей в кристаллических решетках, подвергнутых пьезоэлектрическим колебаниям при плоской падающей волне.

Исследуем дифракцию рентгеновских лучей в кристаллах, подвергнутых пьезоэлектрическим колебаниям при плоской и сферической падающих волнах во втором приближении.

Поместим начало координат внутри облучаемого объема. Пусть точечный источник рентгеновских волн и точка наблюдения рассеянных волн видны из начала координат в направлении единичных векторов \vec{s}_0 и \vec{s} соответственно (см. рис.). Тогда амплитуда рассеянных волн во втором приближении определяется выражением

$$A = B \sum \exp \left\{ -ik \left[\vec{r}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \frac{(\vec{r}\vec{s}_0)^2}{2R_1} - \frac{(\vec{r}\vec{s})^2}{2R_2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где

$$B = \frac{f}{R_1 R_2} \frac{e^2}{m_0 c^2} P,$$

R_1 и R_2 — расстояния точки наблюдения и источника от начала координат соответственно, P — поляризационный фактор.

Теперь допустим, что в кристалле в направлении единичного вектора \vec{s}_1 установлена пьезоэлектрическая стоячая волна с основной резонансной частотой ω

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_0 \sin(k_0 r) \sin \omega t,$$

где $\vec{r}_1 = r_1 \vec{s}_1$ — смещение в направлении единичного вектора \vec{s}_1 ,

$\vec{r}_0 \sin(k_0 r)$ — амплитуда смещения,

$k_0 = \frac{\pi}{L}$ — волновой вектор пьезоэлектрических колебаний,

L — размер кристалла в направлении единичного вектора \vec{s}_1 .

Тогда выражение мгновенной амплитуды рассеянных волн примет следующий вид:

$$A = B \sum \exp \left\{ -ik \left[\vec{R}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{R^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \frac{(\vec{R}\vec{s}_0)^2}{2R_1} - \frac{(\vec{R}\vec{s})^2}{2R_2} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $\vec{R} = \vec{r} + \vec{r}_1$.

1. Случай плоской падающей волны

Сначала исследуем во втором приближении случай плоской падающей волны. Для мгновенной амплитуды при такой падающей волне из (2) получим

$$A = B_1 \sum \exp \left\{ -ik \left[\vec{R}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{R^2}{2R_2} - \frac{(\vec{R}\vec{s})^2}{2R_2} \right] \right\}, \quad (3)$$

где $B_1 = \frac{f}{R_2} \frac{e^2}{m_0 c_0^2} P$.

Исследуем частный случай, когда пьезоэлектрические колебания установлены в направлении трансляции \vec{a} .

Тогда выражение амплитуды (3) примет следующий вид:

$$A = B_1 + \sum_{mnp} \exp \left\{ -ik \left[\vec{R}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{(ma + r_1)^2 + n^2 b^2 + p^2 c^2}{2R_2} - \frac{([ma + r_1] \cos \alpha + nb \cos \beta + pc \cos \gamma)^2}{2R_2} \right] \right\}, \quad (4)$$

где α, β и γ — углы между вектором \vec{s} и векторами \vec{a}, \vec{b} и \vec{c} , а \vec{R} теперь имеет следующее значение:

$$\vec{R} = \vec{r} + \vec{r}_1 = \left(m + \frac{r_1}{a} \right) \vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}.$$

Если рассеянное излучение исследовать в направлении пьезоэлектрических колебаний, для которого $\vec{s} \parallel \vec{s}_1$ и $\alpha = 0, \beta = \gamma = \frac{\pi}{2}$, то из (4) получим выражение

$$A = B_1 \sum_{mnp} \exp \left\{ -ik \left[\vec{R}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{n^2 b^2 + p^2 c^2}{2R_2} \right] \right\},$$

которое можно привести к виду

$$A = B_1 \sum_m \exp \left\{ -ik (m\vec{a} + \vec{r}_1) (\vec{s} - \vec{s}_0) \right\} \sum_n \exp \left\{ -ik \left[n\vec{b} (\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{n^2 b^2}{2R_2} \right] \right\} \times \\ \times \sum_p \exp \left\{ -ik \left[p\vec{c} (\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{p^2 c^2}{2R_2} \right] \right\}. \quad (5)$$

Откуда для мгновенной интенсивности получим

$$I = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik [(m - m')\vec{a} (\vec{s} - \vec{s}_0) + \vec{r}_0 (\sin[k_0 m a] - \sin[k_0 m' a]) \times \right. \\ \left. \times (\vec{s} - \vec{s}_0) \sin \omega t] \right\} A_1 A_2,$$

где

$$B_2 = \frac{f^2}{R_2^2} \left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2},$$

$$A_1 = \sum_n \sum_{n'} \exp \left\{ -ik \left[(n - n')\vec{b} (\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2R_2} \right] \right\},$$

$$A_2 = \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[(p - p')\vec{c} (\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \right] \right\}.$$

Усредняя по $\sin \omega t$ для средней интенсивности в направлении колебаний, получим

$$\bar{I} = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp [-ik (m - m')\vec{a} (\vec{s} - \vec{s}_0)] J_0(D_1) A_1 A_2, \quad (6)$$

где $J_0(D_1)$ — функция Бесселя нулевого порядка,

$$D_1 = k r_0 [\sin(k_0 m a) - \sin(k_0 m' a)] (\vec{s} - \vec{s}_0).$$

Теперь исследуем интенсивность рассеяния в направлении трансляции \vec{b} (перпендикулярно к направлению колебаний). В этом случае $\alpha = \gamma = \frac{\pi}{2}$, $\beta = 0$, следовательно, для мгновенной амплитуды получим

$$A = B_1 \sum_m \exp \left\{ -ik \left[-(ma + r_1) \cos \alpha_0 + \frac{(ma + r_1)^2}{2R_2} \right] \right\} \times \\ \times \sum_n \exp \left\{ -ik n b (1 - \cos \beta_0) \right\} \sum_p \exp \left\{ -ik \left[-cp \cos \gamma_0 + \frac{p^2 c^2}{2R_2} \right] \right\},$$

где α_0 , β_0 и γ_0 — углы между вектором \vec{s}_0 и векторами \vec{a} , \vec{b} и \vec{c} . Пренебрегая членами, содержащими r_1^2 в экспоненте, для мгновенной интенсивности получим

$$I = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[(m - m') a (-\cos \alpha_0) + r_0 (-\cos \alpha_0) \times \right. \right.$$

$$\begin{aligned} & \times (\sin [k_0 m a] - \sin [k_0 m' a]) \sin \omega t + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_2} + \\ & + \frac{r_0 a}{R_2} (m \sin [k_0 m a] - m' \sin [k_0 m' a]) \sin \omega t \Big\} \times \\ & \times \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}}{\sin^2 \frac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}} \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[(p - p') c (-\cos \gamma_0) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \right] \right\}. \end{aligned}$$

После усреднения по $\sin \omega t$ для средней интенсивности рассеяния получим

$$\begin{aligned} \bar{I} = & B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[(m - m') a (-\cos \alpha_0) + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_2} \right] \right\} J_0(D_2) \times \\ & \times \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}}{\sin^2 \frac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}} \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[(p - p') c (-\cos \gamma_0) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $J_0(D_2)$ — функция Бесселя нулевого порядка,

$$\begin{aligned} D_2 = & r_0 (-\cos \alpha_0) [\sin (k_0 m a) - \sin (k_0 m' a)] + \\ & + \frac{r_0 a}{R_2} [m \sin (k_0 m a) - m' \sin (k_0 m' a)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогично для средней интенсивности волны, рассеянной в направлении трансляции \vec{s} , при плоской падающей волне во втором приближении получим

$$\begin{aligned} \bar{I} = & B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[(m - m') a (-\cos \alpha_0) + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_2} \right] \right\} J_0(D_2) \times \\ & \times \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck(1 - \cos \gamma_0)}{2}}{\sin^2 \frac{ck(1 - \cos \gamma_0)}{2}} \sum_n \sum_{n'} \exp \left\{ -ik \left[(n - n') b (-\cos \beta_0) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2R_2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

2. Случай сферической падающей волны

Если пьезоэлектрические колебания установлены только в одном основном направлении — в направлении трансляции \vec{a} , то при сферической падающей волне во втором приближении для мгновенной амплитуды рассеянных волн получим

$$A = B \sum_{mnp} \exp \left\{ -ik \left[\vec{R} (\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{(ma + r_1)^2 + n^2 b^2 + p^2 c^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \frac{((ma + r_1) \cos \alpha_0 + nb \cos \beta_0 + pc \cos \gamma_0)^2}{2R_1} - \frac{((ma + r_1) \cos \alpha + nb \cos \beta + pc \cos \gamma)^2}{2R_2} \right] \right\}.$$

Направления падения и рассеяния определяются векторами \vec{s}_0 и \vec{s} , которые проведены от точечного источника к началу координат и от начала координат к точке рассеяния.

Исследуем случай, когда первичная волна падает в направлении трансляции \vec{b} , а интенсивность рассеяния исследуем в направлении пьезоэлектрических колебаний. Тогда $\beta_0 = 0$, $\alpha_0 = \gamma_0 = \frac{\pi}{2}$, $\beta = \gamma = \frac{\pi}{2}$, $\alpha = 0$, и выражение интенсивности примет следующий вид:

$$A = B \sum_{mnp} \exp \left\{ -ik \left[(ma + r_1) - nb + \frac{(ma + r_1)^2}{2R_1} + \frac{n^2 b^2}{2R_2} + \frac{p^2 c^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\}.$$

В экспоненте, пренебрегая членами, содержащими вторые степени величины r_1 , для мгновенной интенсивности получим

$$\begin{aligned} I = B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[(m - m') a + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_1} + r_0 (\sin [k_0 m a] - \sin [k_0 m' a]) \sin \omega t + \frac{a r_0}{R_1} (m \sin [k_0 m a] - m' \sin [k_0 m' a]) \sin \omega t \right] \right\} \times \\ \times \sum_n \sum_{n'} \exp \left\{ -ik \left[(n - n') (-b) + \frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2R_2} \right] \right\} \times \\ \times \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$B_3 = \frac{f^2}{R_1^2 R_2^2} \left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2}.$$

Усреднив по $\sin \omega t$, находим среднюю интенсивность

$$\begin{aligned} \bar{I} = & B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[(m - m') a + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_1} \right] \right\} J_0(D_3) \times \\ & \times \sum_n \sum_{n'} \exp \left\{ -ik \left[(n - n') (-b) + \frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2R_2} \right] \right\} \times \\ & \times \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[\frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$D_3 = kr_0 [\sin(k_0 ma) - \sin(k_0 m'a)] + \frac{ar_0}{R_1} [m \sin[k_0 ma] - m' \sin(k_0 m'a)].$$

Аналогично, когда первичная волна падает в направлении трансляции \vec{c} , а интенсивность рассеяния исследуется в направлении пьезоэлектрических колебаний, для средней интенсивности при сферической падающей волне во втором приближении получим

$$\begin{aligned} \bar{I} = & B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[(m - m') a + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_1} \right] \right\} J_0(D_3) \times \\ & \times \sum_n \sum_{n'} \exp \left\{ -ik \left[\frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\} \times \\ & \times \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[(p - p') (-c) + \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \right] \right\}. \end{aligned}$$

В случае, когда направления падения и рассеяния перпендикулярны к направлению колебаний, а именно, когда первичный пучок падает в направлении трансляции \vec{b} , для мгновенной амплитуды в направлении трансляции \vec{c} получим

$$\begin{aligned} A = & B \sum_m \exp \left\{ -ik \left[\frac{(ma + r_1)^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\} \times \\ & \times \sum_n \exp \left\{ -ik \left[-nb + \frac{n^2 b^2}{2R_2} \right] \right\} \sum_p \exp \left\{ -ik \left[cp + \frac{p^2 c^2}{2R_1} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

В последнем пренебрегая в экспоненте членом r_1^2 , для мгновенной интенсивности получим

$$\begin{aligned} \bar{I} = & B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[\frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + ar_0 (m \sin[k_0 ma] - m' \sin[k_0 m'a]) \sin \omega t \right] \right\} A_3 A_4, \end{aligned}$$

где

$$A_3 = \sum_n \sum_{n'} \exp \left\{ -ik \left[(n - n') (-b) + \frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2R_2} \right] \right\},$$

$$A_4 = \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[(p - p')c + \frac{(p^2 - p'^2)c^2}{2R_1} \right] \right\}.$$

Усредняя по $\sin \omega t$, для средней интенсивности получим

$$\bar{I} = B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp \left\{ -ik \left[\frac{(m^2 - m'^2)a^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\} J_0(D_4) A_3 A_4, \quad (14)$$

где

$$D_4 = ar_0 [m \sin(k_0 ma) - m' \sin(k_0 m'a)] \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Среднюю интенсивность рассеяния в направлении \vec{b} , когда первичный пучок падает в направлении \vec{c} ($\vec{s}_0 \parallel \vec{c}$, $\vec{s} \parallel \vec{b}$), получим, если в выражении (14) поменять местами n ; b и p ; c соответственно.

Обсуждение результатов и выводы

Функция Бесселя $J_0(D_1)$ принимает наибольшее максимальное значение только при $D_1 = 0$, а D_1 принимает нулевое значение при выполнении хотя бы одного из следующих условий.

- 1) $\vec{s} - \vec{s}_0 = 0,$
- 2) $\vec{r}_0(\vec{s} - \vec{s}_0) = \vec{r}_0 \vec{S} = 0,$
- 3) $m = m'.$

Первое условие означает, что $\vec{s} \parallel \vec{s}_0$, т. е. когда направления падения, колебаний и рассеяния совпадают, то при плоской падающей волне пьезоэлектрические колебания не влияют на интенсивность рассеяния (см. (3)) и для средней интенсивности получается известное выражение второго приближения

$$\bar{I} = B_2 \frac{\sin^2 N_1 \frac{\vec{a}k(\vec{s} - \vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 \frac{\vec{a}k(\vec{s} - \vec{s}_0)}{2}} A_1 A_2 = B_2 N_1^2 A_1 A_2. \quad (16)$$

Второе условие показывает, что когда колебания узлов решетки происходят в плоскости, перпендикулярной к вектору $\vec{S} = \vec{s} - \vec{s}_0$, то из-за этих колебаний не возникает добавочных разностей фаз, они не влияют на интенсивность рассеяния в направлении колебаний, и интенсивность рассеяния определяется выражением (16):

$$\bar{I} = B_2 \frac{\sin^2 N_1 \frac{\vec{a}k(\vec{s} - \vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 \frac{\vec{a}k(\vec{s} - \vec{s}_0)}{2}} A_1 A_2 = B_2 N_1^2 A_1 A_2.$$

При условии $m = m'$ пьезоэлектрические колебания решетки влияют на интенсивность рассеяния: последняя значительно уменьшается и определяется выражением

$$I = B_2 N_1 A_1 A_2.$$

В случае, когда при плоской падающей волне направление колебаний перпендикулярно к направлению рассеяния, интенсивность рассеяния, определяемая формулой (7) или (9), принимает наибольшее максимальное значение при следующих условиях:

1. $m = m'$; 2. $m \neq m'$;

$$\frac{a}{R_2 \cos \alpha_0} = \frac{\sin(k_0 m a) - \sin(k_0 m' a)}{m \sin(k_0 m a) - m' \sin(k_0 m' a)}. \quad (18)$$

Первое условие показывает, что в этом случае средняя интенсивность рассеяния при $\vec{s} \parallel \vec{b}$ определяется формулой

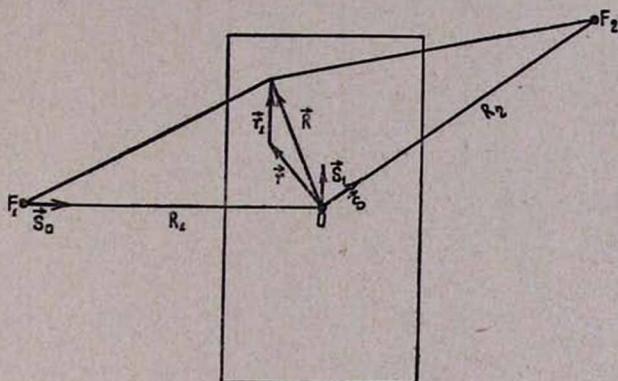
$$\bar{I} = B_2 N_1 \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}}{\sin^2 \frac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}} \sum_p \sum_{p'} \exp \left\{ -ik \left[(p - p') c (-\cos \gamma_0) + \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \right] \right\},$$

т. е. из-за пьезоэлектрических колебаний она значительно уменьшается. Второе условие редко выполняется, так как левая часть при данном угле падения постоянная, а правая часть зависит от целых чисел m и m' , так что второе условие практически ничего нового не прибавляет к первому условию.

При сферической падающей волне, когда $\vec{s}_0 \parallel \vec{b}$ или $\vec{s}_0 \parallel \vec{c}$ и $\vec{s} \parallel \vec{s}_1 \parallel \vec{a}$, средняя интенсивность рассеяния, выраженная формулой (11) или (12) соответственно, принимает максимальное значение при условии $D_3 = 0$.

D_3 отличается от D_2 тем, что в выражении D_3 вместо R_2 стоит R_1 , так что условия (18) справедливы и для D_3 . Следовательно, и в этом случае пьезоэлектрические колебания уменьшают интенсивность рассеяния. При сферической падающей волне, когда направления падения и рассеяния перпендикулярны к направлению колебаний, средняя интенсивность рассеяния, определяемая выражением (14), прини-

мает наибольшее максимальное значение при D_1 . Как видно, последнее условие может выполняться при $m = m'$, что приводит к уменьшению интенсивности рассеяния.



К рассеянию рентгеновских лучей кристаллической решеткой, подвергнутой пьезоэлектрическим колебаниям.

Из приведенных выше обсуждений результатов расчетов можно сделать следующие выводы.

1. В ненулевых углах рассеяния независимо от направления падения первичного пучка и от направления рассеяния при сферическом падающем пучке во втором приближении средняя интенсивность рассеяния зависит от пьезоэлектрических колебаний решетки. Пьезоэлектрические колебания идеальной решетки уменьшают интенсивность рентгеновских волн, рассеянных этой решеткой.

2. При плоской падающей волне во втором приближении пьезоэлектрические колебания идеальной решетки также в общем случае уменьшают интенсивность рассеяния в ненулевых углах. Однако в частном случае, когда направление колебаний перпендикулярно к вектору $\vec{S} = \vec{s} - \vec{s}_0$, интенсивность рассеяния не зависит от пьезоэлектрических колебаний рассеивающей решетки.

3. В нулевом угле рассеяния, когда направление колебаний совпадает с направлением падения, интенсивность рассеяния также не зависит от этих колебаний решетки.

Ереванский государственный университет

Поступила 17 декабря 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. А. Безирианиян, В. И. Авунджян, Кристаллография (в печати).
2. П. А. Безирианиян, ЖТФ, 34, 562 (1964).
3. П. А. Безирианиян, В. И. Авунджян, „Изв. АН АрмССР, Физика“, 1, 147 (1966).

ՌԵՆՏԳԵՆՆԱՆ ՃԱՌԱԿԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ ՊՅԵԶՈՒԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՐԿՐՈՐԴ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՄԲ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆԶՅԱՆ

(1) աշխատանքում քննարկված է բյուրեղական ցանցում ունեցողական ճառագայթների ցրման վրա պիեզոէլեկտրական տատանումների ազդեցությունը հարթ ընկնող ալիքի դեպքում, առաջին մոտավորությամբ: Սույն աշխատանքում այդ հարցը քննարկված է հարթ և սֆերիկ ընկնող ալիքների համար՝ երկրորդ մոտավորությամբ:

Ցույց է տրված, որ վերոհիշյալ մոտավորությամբ 1. սֆերիկ ընկնող ալիքի դեպքում, ցրման ոչ զրոյական անկյունների տակ անկախ ճառագայթների անկման և ցրման ուղղությունից, իդեալական ցանցի պիեզոէլեկտրական տատանումները նվազեցնում են ցրման ինտենսիվությունը,

2. հարթ ընկնող ալիքի և ցրման ոչ զրոյական անկյան դեպքում ևս պիեզոէլեկտրական տատանումները ընդհանրապես նվազեցնում են ինտենսիվությունը բացի այն դեպքից, երբ տատանումների ուղղությունը ուղղահայաց է $\vec{S} = \vec{s} - s_0$ վեկտորին, որի դեպքում միայն ցրման ինտենսիվությունը անկախ է տատանումներից,

3. ցրման զրոյական անկյան տակ, երբ տատանումների ուղղությունը համընկնում է անկման ուղղության հետ, ցրման ինտենսիվությունը նույնպես կախված չէ տատանումներից:

THE EFFECT OF PIEZOELECTRIC OSCILLATIONS ON THE
SCATTERING OF X-RAYS, IN THE SECOND APPROXIMATION

by P. A. BEZIRGANIAN, V. I. HAVOUNDJIAN

In paper (1) the effect of piezoelectric oscillations of a crystalline lattice is studied on the scattering of x-rays in the first approximation. The present paper deals with the same question in the second approximation. It is shown that in the case of an ideal crystalline lattice, piezoelectrical oscillations must either decrease the intensity of the x-ray scattering, or have no effect on it.

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В УДЛИНЕННЫХ ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ (ВОЛОКНИСТЫХ ВЕЩЕСТВАХ)

П. А. БЕЗИРГАНЯН, Ю. А. РАПЯН

В работе исследована дифракция рентгеновских лучей в трехмерных волокнистых веществах. Показано, что трехмерная структура не вносит существенного изменения в перераспределение интенсивности дифрагированных линий сетки из двух рядов. А то, что максимумы становятся более резкими, чем в случае сетки из двух рядов, обусловлено появлением в формулах (7) и (9) добавочных членов.

Исследована также дифракция рентгеновских лучей в спиральных волокнистых веществах. Показано, что экспериментальные данные совпадают с теоретическими расчетами, выводится, что молекулы в волокнистых веществах могут иметь спиральную структуру.

В работе [1] была исследована зависимость рентгеновской дифракционной картины волокнистых веществ от направления падения первичного пучка. Там была исследована слишком простая модель волокнистого вещества: сетка из двух параллельных рядов.

Однако, как показали наши экспериментальные исследования, эта модель не соответствует реальным волокнистым веществам.

Действительно, теоретическое исследование этой модели показало, что в случае, когда первичный пучок падает в направлении оси волокна, интерференционная картина не зависит от азимутального угла. Получается интерференционное кольцо вокруг следа первичного пучка на пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, и, в общем случае, это интерференционное кольцо получается не характеристическим излучением, а излучением непрерывного спектра.

Для экспериментального исследования этого вывода была получена дифракционная картина (от растянутого каучука, бамбука и дерева) с излучением рентгеновских трубок, имеющих аноды из различных материалов (медный, железный и хромовый аноды).

Ясно, что если вышеуказанное интерференционное кольцо образуется при непрерывном излучении, то при различных анодах, но при одинаковых условиях съемки, радиусы этих колец не должны были бы зависеть от вещества анода.

Однако эксперимент показал, что радиусы этих колец зависят от анода рентгеновской трубки: в случае излучения легких анодов радиусы колец больше, чем в случае тяжелых анодов и для различных анодов отношение $\frac{\sin 2\theta}{\lambda}$ остается постоянным.

Следовательно, эти кольца формируются характеристическим излучением — происходит отражение от каких-то внутренних плоскостей, не существующих в модели, рассмотренной в работе [1].

Таким образом, экспериментально было доказано, что модель сетки из двух рядов не соответствует реальным волокнистым веществам.

Сначала мы рассмотрим модель, кажущуюся подходящей для реальных волокнистых веществ—дифракцию рентгеновских лучей в удлинённых трехмерных структурах.

Допустим, плоская монохроматическая волна в направлении единичного вектора \vec{s}_0 падает на волокно, и мы исследуем интенсивность волн, рассеянных в направлении единичного вектора \vec{s} . Тогда, интерференционную функцию можно выразить следующим образом:

$$\Phi = \frac{\sin^2 \left[N_1 \frac{k}{2} a (\vec{s} - \vec{s}_0) \right]}{\sin^2 \left[\frac{k}{2} a (\vec{s} - \vec{s}_0) \right]} \cdot \frac{\sin^2 \left[N_2 \frac{k}{2} b (\vec{s} - \vec{s}_0) \right]}{\sin^2 \left[\frac{k}{2} b (\vec{s} - \vec{s}_0) \right]} \times \frac{\sin^2 \left[N_3 \frac{k}{2} c (\vec{s} - \vec{s}_0) \right]}{\sin^2 \left[\frac{k}{2} c (\vec{s} - \vec{s}_0) \right]}, \quad (1)$$

где N_1 , N_2 и N_3 —число рассеивающих мотивов в направлениях трансляции \vec{a} , \vec{b} и \vec{c} соответственно, причем N_3 гораздо больше, чем N_1 и N_2 (вытянутый в направлении \vec{c} трехмерный кристалл).

Исследуем случай, когда первичный пучок падает в направлении оси волокна, т. е. в направлении трансляции \vec{c} . В этом случае выражение (1) примет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sin^2 \left[N_1 \frac{k}{2} (\vec{a} \vec{s}) \right]}{\sin^2 \left[\frac{k}{2} (\vec{a} \vec{s}) \right]} \cdot \frac{\sin^2 \left[N_2 \frac{k}{2} (\vec{b} \vec{s}) \right]}{\sin^2 \left[\frac{k}{2} (\vec{b} \vec{s}) \right]} \cdot \frac{\sin^2 \left[N_3 \frac{k}{2} (\vec{c} \vec{s}) \right]}{\sin^2 \left[\frac{k}{2} (\vec{c} \vec{s}) \right]}, \quad (2)$$

или

$$\Phi = \frac{\sin^2 \left(N_1 \frac{k}{2} a \cos \alpha \right)}{\sin^2 \left(\frac{k}{2} a \cos \alpha \right)} \cdot \frac{\sin^2 \left(N_2 \frac{k}{2} b \cos \beta \right)}{\sin^2 \left(\frac{k}{2} b \cos \beta \right)} \cdot \frac{\sin^2 (N_3 k c \sin^2 \theta)}{\sin^2 (k c \sin^2 \theta)}, \quad (2a)$$

где α , β и 2θ —углы между вектором \vec{s} и векторами \vec{a} , \vec{b} и \vec{c} .

Интерференционная функция (2a) примет максимальное значение при одновременном выполнении следующих трех условий:

$$\begin{aligned} a \cos \alpha &= n_1 \lambda, \\ b \cos \beta &= n_2 \lambda, \\ 2c \sin^2 \theta &= n_3 \lambda, \end{aligned} \quad (3)$$

где $n_1; n_2; n_3 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Нетрудно убедиться в том, что эти условия не независимы друг от друга. Действительно, между углами α, β и θ существуют следующие соотношения (см. рис. 1):

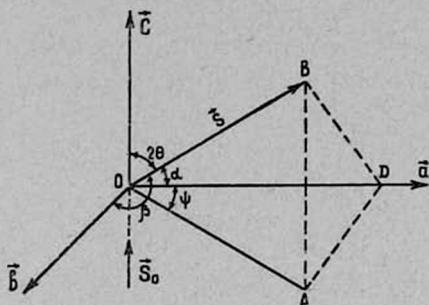


Рис. 1.

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \sin 2\theta \cos \psi, \\ \cos \beta &= \sin 2\theta \sin \psi. \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, для интерференционной функции окончательно получим

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{\sin^2 \left(N_1 \frac{k}{2} a \sin 2\theta \cos \psi \right)}{\sin^2 \left(\frac{k}{2} a \sin 2\theta \cos \psi \right)} \cdot \frac{\sin^2 \left(N_2 \frac{k}{2} b \sin 2\theta \sin \psi \right)}{\sin^2 \left(\frac{k}{2} b \sin 2\theta \sin \psi \right)} \times \\ &\times \frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Теперь если предположить, что в образце содержится очень большое число таких кристаллитов и у всех оси \vec{c} параллельны одному общему направлению, но все ориентировки относительно этой оси \vec{c} равновероятны, то для нахождения среднего распределения интенсивности мы должны Φ усреднить по ψ , т. е.

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)} \times \\ &\times \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \left(N_1 \frac{k}{2} a \sin 2\theta \cos \psi \right)}{\sin^2 \left(\frac{k}{2} a \sin 2\theta \cos \psi \right)} \cdot \frac{\sin^2 \left(N_2 \frac{k}{2} b \sin 2\theta \sin \psi \right)}{\sin^2 \left(\frac{k}{2} b \sin 2\theta \sin \psi \right)} d\psi. \end{aligned} \quad (6)$$

Воспользовавшись представлением интерференционной функции в виде ряда Фурье, мы можем (6) переписать в следующем виде:

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)} \cdot \frac{1}{2\pi} \sum_{p=-(N_1-1)}^{N_1-1} \sum_{q=-(N_2-1)}^{N_2-1} (N_1 - |p|) (N_2 - |q|) \times \\ \times \int_0^{2\pi} \cos[k \sin 2\theta (pa \cos \psi + qb \sin \psi)] d\psi. \quad (7)$$

Мы получили общее выражение для средней интерференционной функции, когда первичный пучок падает в направлении оси волокна.

Теперь мы можем исследовать частные случаи. Если $N_1 = 2$, а $N_2 = 1$, то из (7) получим

$$\Phi = \frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)} \cdot 2[1 + J_0(ak \sin 2\theta)],$$

что совпадает и со случаем, рассмотренным в [1].

Если $N_1 = N_2 = 2$ и $a = b$, то из (7) получим

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)} [4 + 8J_0(ka \sin 2\theta) + 4J_0(\sqrt{2}ka \sin 2\theta)], \quad (8)$$

а в случае $N_1 = 3$, $N_2 = 2$ и $a = b$ получим

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)} \cdot [6 + 14J_0(ka \sin 2\theta) + 4J_0(2ka \sin 2\theta) + \\ + 8J_0(\sqrt{2}a \sin 2\theta) + 4J_0(\sqrt{s} ka \sin 2\theta)]. \quad (9)$$

Обсуждение результатов и выводы

Из (7—9) видно, что, как и в случае сетки из двух параллельных рядов, в рассматриваемом случае удлиненных трехмерных структур в средней интерференционной функции фигурирует множитель

$$\frac{\sin^2(N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2(kc \sin^2 \theta)},$$

максимальное значение которого достигается при выполнении следующего условия

$$2c \sin^2 \theta = n\lambda. \quad (10)$$

Это условие для различных излучений (анодов) можно переписать в виде

$$\frac{\sin^2 \theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin^2 \theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin^2 \theta_3}{\lambda_3}. \quad (11)$$

Однако тщательные экспериментальные исследования показали, что последнее условие на дифракционных линиях не соблюдается.

Действительно, нами были получены снимки медным, железным и хромовым излучениями от образцов растянутого каучука, бамбука и дерева при первичных пучках, падающих в направлении волокон этих образцов. Остальные условия этих съемок были строго одинаковы.

Для каждого образца были составлены отношения (11) для CuK_α , FeK_α и CrK_α излучений, а значения углов θ_1 , θ_2 и θ_3 были определены из снимков.

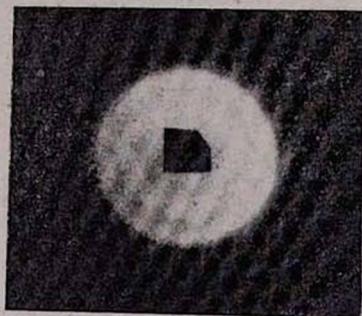
Неоднократные расчеты показали, что условие (11) не удовлетворяется, т. е.

$$\frac{\sin^2 \theta_1}{\lambda_1} \neq \frac{\sin^2 \theta_2}{\lambda_2} \neq \frac{\sin^2 \theta_3}{\lambda_3}. \quad (12)$$

На рис. 2—3 показаны рентгенограммы растянутого каучука, и дерева соответственно. Они получены CuK_α излучением, когда первичная волна направлена по осям волокон (направлениям рассеяния). Углы отражения определены с помощью этих рентгенограмм микрофотометрированием.



Фиг. 2.



Фиг. 3.

Далее, как видно из (7—9), для образования дифракционных максимумов должны принимать максимальное значение также функции Бесселя нулевого порядка, входящие в эти выражения. При различных длинах падающих волн последнее требование выражается соотношениями

$$\frac{\sin 2\theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin 2\theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin 2\theta_3}{\lambda_3} = \dots \quad (13)$$

Эксперимент показал, что условие (13) удовлетворяется в пределах ошибок опыта.

Так как размеры волокна в направлении его оси гораздо больше, чем в направлениях, перпендикулярных к этой оси ($N_3 \gg N_1$; $N_3 \gg N_2$), то в распределении рассеянной интенсивности в дифракционной картине решающую роль должно играть распределение рассеивающего вещества на оси волокна, т. е. распределение дифрагированного излу-

чения в основном должно определяться условием (10), между тем оно на экспериментально полученных максимумах, как уже было сказано выше, не удовлетворяется [см. (12)].

Таким образом, удлиненная трехмерная структура не вносит существенного перераспределения в интенсивность дифрагированного излучения сетки из двух рядов, рассмотренной в [1]. Роль добавочных членов, появляющихся в (7—9), в том, что максимумы становятся более резкими, чем в случае сетки из двух рядов [2].

Следовательно, удлиненные трехмерные простые структуры, поставленные здесь в основу наших расчетов, в общем случае также не соответствуют реальным волокнистым веществам.

Дифракция на спиральных структурах при первичной волне, падающей в направлении оси волокна

Теперь допустим, что имеем волокнистое вещество, молекулы которого имеют спиральную структуру.

Пусть монохроматическая плоская волна в направлении оси спирали падает на это волокно, а интенсивность рассеяния исследуем в направлении единичного вектора \vec{s}_1 (рис. 4).

Тогда выражение амплитуды рассеянных волн примет следующий вид:

$$A = B \sum_{m=0}^{N_1-1} \sum_{n=0}^{N_2-1} \sum_{p=0}^{N_3-1} \exp \{-ikma (\hat{i} \cos \psi + \hat{j} \sin \psi) \vec{s}\} \times \\ \times \exp \{-ikmb (-\hat{i} \sin \psi + \hat{j} \cos \psi) \vec{s}\} \exp \{-ik[\vec{s} (\hat{i}r \cos \psi_1 + \\ + \hat{j}r \sin \psi_1 + \hat{k}pc_1)]\}, \quad (14)$$

где

$$B = \frac{f}{R} \cdot \frac{e^2}{mc^2} P, \quad \psi = \frac{2\pi pc_1}{c_2} + \psi_2 = \alpha + \psi_2, \quad \psi_1 = \frac{2\pi pc_1}{c_2} + \psi_3 = \alpha + \psi_3,$$

P — фактор поляризации, c_2 — шаг спирали; c_1 — проекция расстояния между соседними мотивами на главной оси спирали (рис. 5).

ψ_2 — угол между a и осью X при $p=0$ (в начале спирали),

ψ_3 — угол между r и осью X при $p=0$ (в начале спирали),

где $\vec{s} = \vec{s}_1 - \vec{s}_0$ — единичный вектор в направлении падения, \hat{i} , \hat{j} и \hat{k} — единичные векторы в направлениях координатных осей X , Y и Z соответственно, a и b — периоды повторяемости боковых ветвей, r — радиус спирали.

При выводе (14) предположено, что боковые ветви с ростом координаты Z вращаются относительно главной оси спирали (относительно оси Z) подобно углу ψ_1 .

После суммирования по m и n из (14) получим

$$A = B \sum_{p=0}^{N_3-1} \frac{\sin N_1 B_2}{\sin B_2} \cdot \frac{\sin N_2 B_3}{\sin B_3} \exp \{-ik[\vec{s}(\hat{i}r \cos \psi + \hat{j}r \sin \psi + \hat{k}pc_1)]\},$$

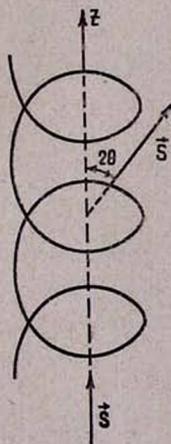
откуда для интенсивности получим

$$J = |A|^2 = B_1 \sum_{p=0}^{N_3-1} \sum_{p'=0}^{N_3-1} \frac{\sin N_1 B_2}{\sin B_2} \cdot \frac{\sin N_1 B_2'}{\sin B_2'} \cdot \frac{\sin N_2 B_3}{\sin B_3} \times \\ \times \frac{\sin N_3 B_3'}{\sin B_3'} \exp \{-ik[\vec{s}(\hat{i}r[\cos \psi_1 - \cos \psi_1'] + \hat{j}r[\sin \psi_1 - \sin \psi_1'] + \\ + \hat{k}c_1[p - p'])]\}, \quad (15)$$

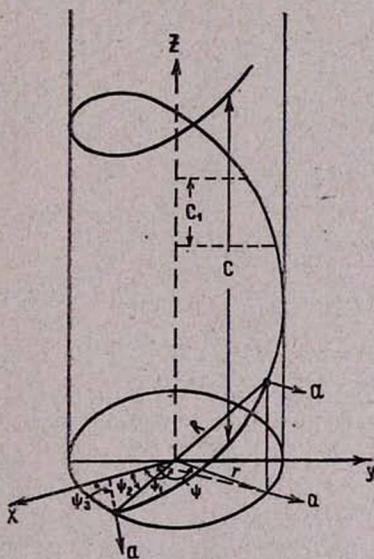
где

$$B_2 = \frac{kas(\hat{i} \cos \psi + \hat{j} \sin \psi)}{2}, \quad B_2' = \frac{kas(\hat{i} \cos \psi' + \hat{j} \sin \psi')}{2}, \\ B_3 = \frac{kbs(-\hat{i} \sin \psi + \hat{j} \cos \psi)}{2}, \quad B_3' = \frac{kbs(-\hat{i} \sin \psi' + \hat{j} \cos \psi')}{2}, \\ B_1 = \frac{f^2}{R^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2, \quad (16)$$

$$\psi' = \frac{2\pi p' c_1}{c_2} + \psi_0 = \alpha' + \psi_2, \quad \psi_1' = \frac{2\pi p' c_1}{c_2} + \psi_3 = \alpha' + \psi_3.$$



Фиг. 4.



Фиг. 5.

Для нахождения средней интенсивности мы должны (15) усреднить по ψ_2 и ψ_3 . Действительно, если предполагать, что в облучаемом образце содержится большое число таких спиралей и оси у всех па-

раллельны одному общему направлению, но все ориентировки относительно этой оси равновероятны, то для нахождения истинной (наблюдаемой) интенсивности необходимо выражение (15) проинтегрировать по ψ_2 в пределах от нуля до 2π и разделить на 2π , затем проинтегрировать по ψ_3 и разделить на 2π .

$$\bar{J} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} J d\psi_2 d\psi_3. \quad (17)$$

При нахождении средней интенсивности интегрирование по ψ_2 и ψ_3 объясняется тем, что интенсивности волн, рассеянных от таких ориентированных различных спиралей, отличаются друг от друга только углами ψ_2 и ψ_3 , причем предполагается, что эти углы от волокна к волокну меняются независимо.

Теперь мы исследуем частный случай, рассмотренный в работе [2]. Допустим, что

$$N_1 = 2 \text{ и } N_2 = 1.$$

Для этого случая из (17) получим

$$\bar{J} = \frac{4}{(2\pi)^2} B_1 \sum_{p=0}^{N_3-1} \sum_{p'=0}^{N_3-1} \exp\{-iB_4\} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos B_2 \cos B'_2 \times \\ \times \exp\{-ik[s(\hat{i}r[\cos\psi_1 - \cos\psi'_1] + \hat{j}r[\sin\psi_1 - \sin\psi'_1])]\} d\psi_2 d\psi_3, \quad (18)$$

где

$$B_4 = (\hat{k} \vec{s}) c_1 (p - p') k.$$

Очевидно, что в рассматриваемом случае (первичная волна падает в направлении оси спирали) средняя интенсивность рассеянных волн будет иметь круговую симметрию вокруг оси Z (направления падения), т. е. во всех направлениях, составляющих одинаковый угол 2θ с направлением падения (осью Z), интенсивность будет иметь одинаковое значение. Если так, то мы можем найти среднюю интенсивность в случае, когда $\vec{s}_1 \perp \vec{\tau}$ и угол между векторами \vec{s}_1 и \hat{j} равен 2θ , где 2θ — угол рассеяния. Ясно, что это будет средняя интенсивность во всех направлениях, составляющих угол 2θ с направлением падения.

Тогда (18) примет следующий вид:

$$\bar{J} = \frac{4}{(2\pi)^2} B_1 \sum_p \sum_{p'} \exp\{-iB_4\} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos B_2 \cos B'_2 \times \\ \times \exp\{-ikr \sin 2\theta (\sin\psi_1 - \sin\psi'_1)\} d\psi_2 d\psi_3, \quad (19)$$

где теперь

$$B_4 = k \sin 2\theta (p - p') c_1,$$

$$B_2 = \frac{1}{2} k a \sin 2\theta \sin \psi; \quad B_2^1 = \frac{1}{2} k a \sin 2\theta \sin \psi'.$$

После некоторых простых преобразований получим

$$\bar{J} = \frac{2}{(2\pi)^2} B_1 \sum_p \sum_{p'} \exp\{-iB_4\} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \{\cos [D_1 \sin (\alpha_1 + \psi_0)] + \cos [D_2 \cos (\alpha_1 + \psi_0)]\} \exp\{-iD_3 \cos [\alpha_1 + \psi_0]\} d\psi_2 d\psi_3, \quad (20)$$

$$D_1 = ka \sin 2\theta \cos \alpha_2, \quad D_2 = ka \sin 2\theta \sin \alpha_2,$$

$$D_3 = kr \sin 2\theta \sin \alpha_2, \quad \alpha_1 = \frac{\alpha + \alpha'}{2}, \quad \alpha_2 = \frac{\alpha - \alpha'}{2}. \quad (21)$$

Произведя интегрирование в (20), получим

$$\bar{J} = 2B_1 \sum_{p=0}^{N_2-1} \sum_{p'=0}^{N_2-1} \exp\{-iB_4\} [J_0(D_1) + J_0(D_2)] J_0(D_3), \quad (22)$$

где $J_0(D_1)$, $J_0(D_2)$ и $J_0(D_3)$ — функции Бесселя.

Обсуждение результатов и выводы

Как видно из (22), для получения наибольшего максимального значения средней интенсивности необходимо найти наибольшее максимальное значение функции Бесселя $J_0(D_3)$.

Как известно, главный максимум этой функции получается при $D_3 = 0$, т. е. $J_0(0) = 1$, а остальные максимумы быстро уменьшаются с увеличением аргумента D_3 . Согласно (21), аргумент D_3 нулевое значение принимает в следующих двух случаях:

$$\text{либо } \sin 2\theta = 0, \text{ либо } \sin \alpha_2 = 0.$$

В первом случае интенсивность рассеяния максимальное значение принимает только в нулевом угле ($\theta = 0$), а во втором случае $\alpha = \frac{\alpha - \alpha'}{2} = 0$, т. е. рассеяние максимальное значение принимает при $p = p'$.

Тогда средняя интенсивность в ее нулевых углах рассеяния принимает следующий вид:

$$\bar{J} = 2N_3 B_1 [1 + J_0(ka \sin 2\theta)]. \quad (23)$$

Последнее выражение показывает, что средняя интенсивность в ненулевых углах пропорциональна первой степени числа частиц по спирали, т. е. эти частицы действуют как оптически независимые рассеиватели.

В нулевом угле рассеяния из (22) для средней интенсивности получим

$$\bar{J} = 4N_3^2 = (2N_3)^2 = N^2,$$

где N — общее число частиц, участвующих в рассеянии.

Следовательно, в нулевом угле в первом приближении интенсивность рассеяния, как обычно, пропорциональна квадрату числа рассеивающих частиц.

Условия дифракционных максимумов в ненулевых углах в рассматриваемом случае будут

$$ka \sin 2\theta = 7; 0156; 13; 3237, \dots$$

Для различных длин волн эти условия примут следующий вид:

$$\frac{\sin 2\theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin 2\theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin 2\theta_3}{\lambda_3} = \dots \quad (13)$$

Как уже было сказано выше, это условие вполне соответствует экспериментальным данным.

Таким образом, исследовав рассеяние рентгеновских лучей в волокнистых веществах, при первичном пучке, падающем в направлении осей волокон, можно сделать следующие выводы.

1. Предположение о том, что в волокнистых веществах рассеивающие мотивы в направлении осей волокон точно расположены на одной прямой (на оси волокна), экспериментально не оправдывается (хотя бы для тех волокнистых веществ, которые исследованы в данной работе).

2. Предположение о спиральной структуре рассеивающих молекул волокнистых веществ приводит к согласию результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными (хотя бы для волокнистых веществ, исследованных нами).

Ереванский государственный
университет

Поступила 5 января 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. А. Безиргянц, Ю. А. Рапян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1 вып. 3 (1966).
2. Р. Джеймс, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., И-Л., 1950.

ՈՒՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՐՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՅԻԱՆ ԵՌԱԶՈՒԲ ԵՐԿԱՐԱԶԳՎԱԾ
ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆԵՐՈՒՄ (ՄԱՆՐԱԹԵԼԱՅԻՆ ՆՅՈՒԹԵՐՈՒՄ)

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՍԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ

Հետազոտված է ունտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան հոաշափ մանրաթելային նյութերի մեջ: Ցույց է տրված, որ երկարաձգված հոաշափ ստրուկտուրան առանձին փոփոխությունների մտցնում երկչափանի ցանցի կողմից ստացված դիֆրակցիոն գծերի ինտենսիվությունների բաշխման մեջ: Այսպիսով (7) և (9) բանաձևերում ստացված հավելյալ անդամների առկայություններով պայմանավորված են միայն ավելի սուր մաքսիմումների առաջացումը երկչափանի ցանցի դիպրի համեմատությամբ: Հետևաբար՝ երկարաձգված հոաշափ պարզ ստրուկտուրաները չեն համապատասխանում իրական մանրաթելային նյութերին:

Ուսումնասիրված է նաև ունեղենյան ճառագայթների դիֆրակցիան պտուտակազծային մոլեկուլներով մանրաթելերի մեջ: Ցույց է տրված, որ մոլեկուլների պտուտակազծային ստրուկտուրաների վերաբերյալ ենթադրությունը համաձայնեցնում է տեսական արդյունքները փորձի արդյունքների հետ:

THE X-RAY DIFFRACTION IN LENGTHENED THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE (FIBROUS MATTER)

by P. A. BEZIRGANIAN, J. A. RAPIAN

The x-ray diffraction in fibrous matters is studied. It is shown that the three-dimensional structure produce no essential changes in the intensity redistribution of diffraction lines of two row sets. Yet the fact that the maxima become sharper than in the case of two row sets is due to the appearance of additional terms in the formulas (7) and (9).

The x-ray diffraction in spiral fibrous matters is also dealt with. The assumption on the spiral structure of molecules is shown to concur with the theoretical results of the experimental data.

ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДНИКИ С ПРИМЕСЯМИ ИЛИ ДЕФЕКТАМИ, СОЗДАЮЩИМИ ГЛУБОКИЕ УРОВНИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ

В статье теоретически исследуется прохождение тока через полупроводники, содержащие примеси или дефекты, создающие глубокие уровни акцепторного типа.

1. Введение. Исходные уравнения

За последнее время экспериментальные исследования выявили ряд интересных свойств полупроводников, содержащих дефекты или примеси с глубокими уровнями [1, 3]. В то же время и теоретические расчеты указывают на необычный характер тока через такие полупроводники [2, 4]. Однако теория еще далека от полного и однозначного толкования опытных данных.

В настоящей работе теоретически исследуется прохождение тока через полупроводник, на концах которого имеются инжектирующие переходы типа: слева p - n , справа n - n^+ . Длина средней части полупроводника n -типа предполагается во много (десятки) раз превосходящей диффузионную длину неосновных носителей (дырок). В этом случае носители перемещаются в полупроводнике за счет дрейфа в токовом электрическом поле. В средней части полупроводника ($x = 0 \div d$) имеются как примеси донорного типа, создающие мелкие энергетические уровни, так и примеси (дефекты) акцепторного типа, энергетический уровень которых находится где-то вблизи середины запретной зоны (глубокий уровень). Что касается мелких уровней, то мы их будем считать пустыми. Их заряд на единицу объема обозначим через eN_g . Глубокие уровни заселены электронами. При этом предполагается, что концентрация акцепторных уровней лишь несколько превосходит концентрацию доноров, отчего полупроводник приобретает очень высокое удельное сопротивление, становится компенсированным, но сохраняет исходный тип проводимости (n -тип).

Пусть N_0 —полная концентрация глубоких уровней. Если через N_- обозначить концентрацию заполненных электронами глубоких уровней, то концентрация избыточного положительного заряда неподвижных центров $e(N_g - N_-)$ может быть записана в следующем виде:

$$e(N_g - N_-) = \frac{-\frac{N_0 - N_g}{N_g}(v'n + 1) + \frac{\alpha'}{\alpha} + \nu p}{1 + \frac{\alpha'}{\alpha} + \nu p + v'n} N_g. \quad (1)$$

Здесь $\nu' = \frac{\beta'}{\alpha}$, $\nu = \frac{\beta}{\alpha}$, β — коэффициент рекомбинации дырки на глубокий уровень, β' — коэффициент рекомбинации электронов на тот же уровень, α — коэффициент теплового заброса электрона из валентной зоны на глубокий уровень, α' — тот же коэффициент для заброса электрона с глубокого уровня в зону проводимости. Обычно α' несколько меньше α , так же как β' меньше β . Величина $\delta_0 = \frac{N_0 - N_g}{N_g}$ чаще всего значительно меньше единицы. Так, например, при компенсации золотом *n*-кремния от сопротивлений 1 ом·см до сопротивлений порядка нескольких десятков килоом·см, δ_0 составляет несколько сотых. Оценки для случая золота в кремнии показывают, что в знаменателе наибольшим членом является $\nu'n$ (при комнатных температурах); ν' меньше ν при комнатной температуре всего в 2 раза. Поэтому при увеличении концентрации дырок и электронов, при инжекции, член $\nu'n$ будет до еще очень больших токов оставаться самым большим членом в знаменателе (1). Тогда представляется возможным (1.1) переписать приближенно так (опуская заряд e):

$$N_g - N_- = \frac{\nu p + \mu}{\nu' n} N_g - N_n. \quad (2)$$

Здесь

$$\mu = \frac{\alpha'}{\alpha} \delta_0, \quad (3)$$

$$N_n = \delta_0 N_g. \quad (4)$$

Приближение (2), по-видимому, подходит и для большинства других случаев компенсации Ge, Si, AsGa, PGa примесями с глубокими уровнями Au, Co, Zn, Cu, Ni, Fe, Mn и т. д. Если νp в знаменателе (1) станет сравнимым с $\nu'n$, это будет означать практически полную раскомпенсацию материала. В это время возможно увеличение жизни дырок за счет превышения β над β' . Однако все это произойдет при плотностях тока больших, чем те, которые мы здесь хотим рассматривать (при $n \approx \frac{j}{eu_n E} > N_0$).

Для напряженности электрического поля E в базовой области можно получить следующее приближенное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{dx^2} - \left(\frac{j}{u_n E^2 D} + \frac{n_1 N_g e^2 u_n}{j D} - \frac{b}{u_n \tau_p E} \right) \frac{dE}{dx} + \\ + \frac{b}{u_n \tau_p E} \frac{e}{D} \left[\frac{j}{eu_n E} + N_n - \frac{n_1 N_g eu_n E}{j} \right] = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $D = \frac{\epsilon}{4\pi}$. Остальные обозначения обычные. В дальнейшем счи-

таем, что $n_1 = \frac{1}{\nu'}$, больше нуля. Более того, если $\mu \approx \frac{\alpha'}{\alpha}$, т. е. $\frac{\alpha'}{\alpha} \gg \delta_0$, что в большинстве случаев, по-видимому, выполнено, то n_1 по своему физическому смыслу есть концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с уровнем глубоких ловушек. Величина N_n есть (тем точнее, чем ближе N_- и N_g) концентрация незаполненных электронами в равновесном состоянии глубоких акцепторных уровней.

2. Расчет вольт-амперной характеристики при высоких температурах

Уравнение (5) имеет несколько приближенных решений. При малых токах в скобках перед $\frac{dE}{dx}$ можно сохранить лишь член с n_1 . В квадратной скобке, если $N_n > \frac{j}{eu_n E} \approx n$, можно оставить только член N_n . Нетрудно показать, что член, содержащий n_1 , вообще говоря, мал по сравнению с N_n . В самом деле, $n_1 \sim n_i$, $N_n \sim \frac{n_i}{n_0} N_g$. Тогда неравенство $N_n > \frac{n_1 N_g eu_n E}{j}$ сводится к $n > n_0$, где n_0 — равновесная концентрация электронов. Последнее соотношение будем считать выполненным. При малых токах представляется возможным опустить в (5) и член $\frac{d^2 E}{dx^2}$. Таким образом, уравнение (5) принимает следующий приближенный вид:

$$n_1 N_g eu_n \frac{dE}{dx} = \frac{b}{u_n \tau_p} \frac{N_n}{E}. \quad (6)$$

Вольт-амперная характеристика, вытекающая из этого уравнения, представляет собой квадратичную зависимость тока от приложенного напряжения.

При больших токах вновь представляется возможным опустить член $\frac{d^2 E}{dx^2}$. В скобке перед $\frac{dE}{dx}$ можно пренебречь членом с n_1 . В квадратных скобках наибольшим членом будет член пропорциональный j . Таким образом, в этом случае (5) принимает вид

$$(a - tE) \frac{dE}{dx} = c, \quad (7)$$

где

$$a = \frac{j}{u_n D}, \quad t = \frac{b}{u_n \tau_p}, \quad c = \frac{jb}{u_n^2 D \tau_p},$$

В предельном случае больших токов вольт-амперная характеристика, получаемая на основании выписанного уравнения, принимает вид

$$j = \frac{4}{3} \frac{\frac{u_n D}{d^3} V_{\min}^3}{V - V_{\min}}. \quad (8)$$

Мы видим, что согласно (8) с ростом тока напряжение уменьшается, другими словами, мы имеем дело с участком отрицательного дифференциального сопротивления.

Согласно оценке отношение поворотного напряжения V_{\max} на характеристике к $V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}$ оказывается равным

$$V_{\max} = \left(\frac{1}{4} \lambda^2 + 1 \right) V_{\min}, \quad (9)$$

где

$$\lambda^2 = 8 \left(\frac{D V_{\min}}{e d^2 \sqrt{n_1 N_g}} \right)^2. \quad (10)$$

Заметим, что $\lambda \ll 1$,

Численный коэффициент в $\frac{1}{4} \lambda^2$ правилен лишь по порядку величины.

С дальнейшим ростом тока, согласно (8), напряжение на полупроводнике стремится к предельному значению V_{\min} . В рамках нашего рассмотрения концом участка характеристики со стороны больших токов является участок независимости тока от напряжения (вертикаль).

Нетрудно убедиться, что появляющаяся отрицательная характеристика (8) связана с возникновением объемного заряда при протекании тока через полупроводник. В самом деле, если в формуле для p опустить член с $\delta = \frac{D}{e} \frac{dE}{dx}$, учитывающий объемный заряд, а затем по-

лучить уравнение, аналогичное (5), то члена $\frac{b}{u_n \tau_p b}$ в круглых скобках

при $\frac{dE}{dx}$ в этом уравнении не будет. Но, тогда отрицательная харак-

теристика не возникает. В этом случае получается, что сразу же после участка с положительным дифференциальным сопротивлением следует участок независимости тока от напряжения (вертикаль). Учет объемного заряда означает учет дополнительного падения напряжения на полупроводнике за счет „заряжения“ полупроводника как конденсатора. Это дополнительное напряжение приводит к повышению полного падения напряжения на полупроводнике и тем самым к отрицательной характеристике. С ростом тока это дополнительное напря-

жение убывает и отрицательная характеристика асимптотически исчезает.

Характеристики после участка $j \sim V^2$ будут разными в зависимости от того, какое из неравенств,

$$\frac{n_1 N_g e^2 u_n}{jD} > \frac{j}{u_n E^2 D} \quad (11)$$

или

$$\frac{e^2 u_n N_g n_1}{jD} \frac{dE}{dx} > \frac{d^2 E}{dx^2}, \quad (12)$$

нарушается раньше, в то время как неравенство

$$j < e u_n N_n E \quad (13)$$

еще сохраняется.

3. Влияние незаполненных до инъекции глубоких уровней на прохождение тока

Рассмотрим случай, когда нарушается неравенство (11), а неравенство (13) сохраняется. Кроме того будем считать выполненным неравенство

$$\frac{j}{u_n E^2 D} \frac{dE}{dx} > \frac{d^2 E}{dx^2}. \quad (14)$$

Уравнение (5) в силу принятых условий принимает вид

$$\frac{a - tE}{c + gE} \frac{dE}{dx} = 1, \quad (15)$$

где

$$g = \frac{2N_n e V_{\min}}{D d^2}. \quad (16)$$

Решением (15), удовлетворяющим условию $x=0$, $E=0$, является

$$\left(\frac{tc}{g^2} + \frac{a}{g} \right) \ln \left(1 + \frac{g}{c} E \right) - \frac{t}{g} E = x. \quad (17)$$

Наибольший интерес представляет случай, когда

$$E \frac{g}{c} > 1,$$

$$\frac{a}{t} \ln \frac{g}{c} E > E,$$

$$\frac{tc}{g} < a.$$

В этом случае

$$E = \frac{c}{g} \left(e^{\frac{gx}{a}} - 1 \right), \quad (18)$$

откуда

$$V = V_{\min} \frac{2}{x_0} [e^{x_0} - 1 - x_0], \quad (19)$$

где

$$x_0 = \frac{eu_n V_{\min} N_n}{jd}. \quad (20)$$

Наиболее жестким (трудно выполнимым) из принятых последних четырех неравенств является (14). В точке $x = d$ оно принимает вид

$$e^{2x_0} < \frac{eN_n d}{2DV_{\min}}. \quad (21)$$

Нетрудно видеть, что (19) представляет собой участок характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Чтобы определить, с какого напряжения и тока (со стороны малых значений последнего) начнется этот участок, поступим следующим образом.

Поворотная точка ($\frac{dV}{dj} = 0$) характеристики будет иметь место в переходной области от характеристики $j \sim V^2$ к характеристике (19). С целью получения переходной характеристики, разобьем полупроводник на участке $0 \div d$ на две области. В первой, примыкающей к точке $x = 0$, будем считать выполненным неравенство, обратное (11), а во второй, примыкающей к точке $x = d$, пусть имеет место (11). В некоторой промежуточной точке x_1 левая и правая части указанного неравенства сравниваются. Напряженность поля E в первой области, согласно (18), примерно равна

$$E = \frac{c}{g} e^{\frac{gx}{a}}, \quad (22)$$

тогда как во второй области (см. (6))

$$E = \sqrt{\frac{4jN_n V_{\min} (x + C_1)}{eu_n n_1 N_g d^2}}, \quad (23)$$

где C_1 — постоянная интегрирования.

В точке x_1 , согласно (11),

$$E(x_1) = \frac{j}{eu_n \sqrt{n_1 N_g}}. \quad (24)$$

Приравняв (23) в точке x_1 правой части (24), найдем

$$x_1 + C_1 = \frac{j}{2j_n} d, \quad (25)$$

где

$$j_n = 2eu_n N_n \frac{V_{\min}}{d}.$$

С другой стороны, используя равенство в точке $x = x_1$ правых частей (22) и (24), получим

$$x_1 = \frac{\alpha}{g} \ln \frac{j}{eu_n \sqrt{n_1 N_g}} \frac{g}{c}. \quad (26)$$

На основании (22) и (23) найдем полное падение напряжения на полупроводнике

$$V = \frac{2}{3} \sqrt[3]{8 \frac{N_n^2}{n_1 N_g} \frac{j}{j_n} \frac{V_{\min}}{d^{3/2}} [(d + C_1)^{3/2} - (x_1 + C_1)^{3/2}] + 2 \left(\frac{j}{j_n}\right)^3 \sqrt[3]{\frac{N_n^2}{n_1 N_g}} V_{\min}}. \quad (27)$$

В поворотной точке $\left(\frac{dV}{dj} = 0\right)$ это дает

$$\sqrt[3]{8 \frac{j}{j_n} \left[\left(\frac{1}{3} + \frac{d \ln(d + C_1)}{dj}\right) \left(\frac{d + C_1}{d}\right)^{3/2} - \left(\frac{1}{3} + \frac{d \ln(x_1 + C_1)}{dj}\right) \times \right.} \\ \left. \times \left(\frac{x_1 + C_1}{d}\right)^{3/2} \right] + 4 \left(\frac{j}{j_n}\right)^3} = 0. \quad (28)$$

Здесь под x_1 и j уже подразумеваются их частные значения, соответствующие поворотной точке. Анализ убеждает нас в том, что $(x_1 + C_1)^{3/2} \ll (d + C_1)^{3/2}$ (это можно проверить, используя окончательное решение для j и x_1). Кроме того, можно принять $C_1 \approx -x_1$, тогда из (28) и (26) находим

$$x_1 \approx \frac{1}{4}, \quad (29)$$

$$j = \frac{j_n}{4 \ln \sqrt[3]{\frac{N_n^2}{n_1 N_g}}}. \quad (30)$$

Подставляя найденные значения x_1 и j в (27), получим напряжение срыва

$$V_{\max} = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{N_n^2}{n_1 N_g \ln \frac{N_n^2}{n_1 N_g}} V_{\min}}. \quad (31)$$

Рассмотренная отрицательная характеристика не связана с возникновением объемного заряда, а обязана наличию в полупроводнике глубоких уровней, не занятых электронами до инжекции. После начала инжекции свободные глубокие уровни заполняются электронами. Прежним напряжениям соответствуют теперь меньшие токи, так как часть электронов не участвует в проводимости, будучи захвачена на глубокие уровни. А прежним токам соответствуют большие напряжения.

Это ведет к появлению участка падающей характеристики. По мере увеличения тока, когда концентрация электронов в зоне проводимости все же превзойдет концентрацию первоначально свободных уровней, отрицательное сопротивление начнет уменьшаться, и характеристика перейдет на участок, описываемый формулой (8) (вертикаль).

Из (31) и (13) (которое надо рассмотреть в точке $x = x_1$) мы видим, что для появления падающей характеристики необходимо выполнение условия

$$\frac{N_n^2}{n_1 N_g} > 1. \quad (32)$$

Пусть теперь имеют место в основном неравенства, обратные (14), (12), неравенство же (13) сохраняется.

В отношении неравенства, обратного (14), необходимо заметить, что оно не может быть выполнено во всех точках, так как на краях области $x = 0 \div d$ поле стремится к нулю и, следовательно, левая часть неравенства, обратного (14), не сможет в точках $x = 0, d$ быть меньше правой. Уточнение характеристики, связанное с этим обстоятельством, произведем позднее. А сейчас выполним расчет, считая, что указанное неравенство выполняется всюду. Тогда, учитывая все вышесказанное, мы можем уравнение (5) переписать так

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = -\frac{g}{E}. \quad (33)$$

Из (33) видно, что решение для областей $0 \leq x \leq \frac{d}{2}$ и $\frac{d}{2} \leq x \leq d$ оказывается совершенно симметричным. Прежде всего, из (33) имеем

$$\frac{dE}{dx} = \sqrt{2g \ln \frac{E_{\max}}{E}}. \quad (34)$$

Здесь E_{\max} — поле в точке $x = \frac{d}{2}$. В дальнейшем будет видно, что поле E не очень сильно меняется с координатой x , особенно вблизи своего максимального значения. Поэтому примем, что

$$E = E_{\max} - \varepsilon, \quad (35)$$

причем $\varepsilon \ll E_{\max}$. Тогда возможно перевести уравнение (34) в простое уравнение для ε , решить его, а затем, используя (35) найти E :

$$E = E_{\max} - \frac{g}{2E_{\max}} \left(\frac{d}{2} - x \right)^2. \quad (36)$$

Значение E_{\max} получим, потребовав $x = 0, d$; $E = 0$. Имеем

$$E_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e N_n d^2}{d V_{\min}} \frac{V_{\min}}{d}}. \quad (37)$$

Полное падение напряжения на полупроводнике в этом случае равно

$$V = \frac{2}{3} E_{\max} d. \quad (38)$$

Теперь видно, что среднее поле $\frac{V}{d}$ практически равно максимальному, что подтверждает наше предположение о медленном изменении поля вблизи его максимального значения.

Характеристика (38) представляет собой участок, где приложенное напряжение постоянно, т. е. не зависит от величины протекающего тока (вертикаль). Однако необходимо теперь учесть, что неравенство, обратное (14), не может выполняться во всех точках.

При $E \rightarrow 0$ оно будет нарушаться. Причем с ростом тока область нарушения будет расти. Соответственно этому напряжение (38) не останется не зависящим от тока. Вследствие сужения области применимости в интервале $x = 0 \div d$ решения (36) и постепенного перехода от (36) к решению (18), рассматриваемое напряжение с ростом тока будет уменьшаться. Таким образом, появляется новый участок отрицательного сопротивления. Причем в начале этого участка (со стороны малых токов) дифференциальное отрицательное сопротивление может быть близким к нулю (вертикаль). Протяженность по току всего рассматриваемого участка определяется двумя неравенствами, обратными (12) и (14). Из равенства правой и левой частей (12) можно определить порядок величины плотности тока, с которого начинается изучаемый участок. Для этого достаточно взять величины, стоящие в (12) в точке, где напряженность поля равна, например, половине максимального — E_{\min} . Получаем

$$j_{\min} = \frac{e^2 u_n n_1 N_g d}{2 \sqrt{2} D}. \quad (39)$$

Обращаясь к неравенству (14), найдем тем же путем и порядок величины плотности тока j_{\max} , при котором заканчивается наш участок:

$$j_{\max} = \sqrt{2} \frac{e u_n N_n V_{\min}}{8d}. \quad (40)$$

Для того, чтобы рассмотренный участок был достаточно протяженным, необходимо выполнение неравенства $j_{\max} \gg j_{\min}$ или

$$\frac{N_n^2}{2n_1 N_g} \frac{D V_{\min}}{e N_n d^2} \gg 1. \quad (41)$$

Появление последнего участка отрицательного сопротивления связано с возникающим при прохождении тока объемным зарядом (так же как и появление участка характеристики, определяемого формулой (8)). Однако важную роль играет и эффект, связанный с наличием незаполненных до инъекции глубоких уровней. Эти оба утверждения становятся ясными, если заметить, что уравнение (33) есть прямое следствие учета обоих указанных факторов. Действие каждого из них на вид характеристики уже разбиралось выше. После указанного участка

характеристики напряжение на полупроводнике с ростом тока будет продолжать падать, пока не достигнет значения V_{\min} . За V_{\max} следует принять напряжение (38). Таким образом, для данного случая

$$V_{\max} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{eN_n d^2}{DV_{\min}}} V_{\min}. \quad (42)$$

В итоге мы можем констатировать следующие закономерности при прохождении тока через полупроводники, содержащие глубокие уровни. При высоких температурах зависимость тока от напряжения будет иметь примерно вид, представленный на рис. 1, и определяться формулами (8) и (9). При не очень высоких температурах, когда выполняется неравенство (32), характеристика будет иметь заметный срыв (рис. 2) и представляется формулами $j \sim V^2$, (19), (31), (8).

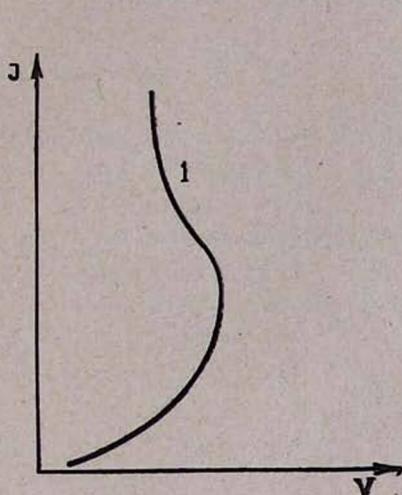


Рис. 1.

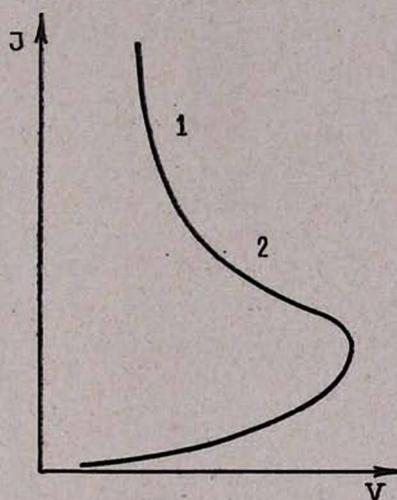


Рис. 2.

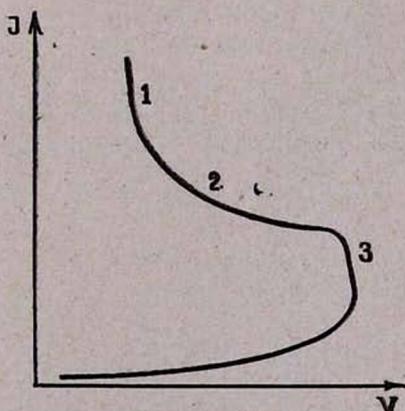


Рис. 3.

Наконец, возможен и третий тип характеристики в том случае, если выполняется неравенство (41) (рис. 3). Он определяется формулами $j \sim V^2$, (19), (38), (8) и (42).

На представленных рисунках цифрами отмечены участки отрицательного сопротивления, обусловленные тем или иным фактором. Цифра 1 относится к участку, который обусловлен объемным зарядом, цифра 2—к участку, возникшему из-за наличия свободных глубоких уровней до инжекции, и цифра 3 определяет участок, где падающая характеристика возникает из-за одновременного действия обоих факторов. Приведенные в работе неравенства определяют область применимости отдельных частных решений.

Отметим, что принятое нами в начале второго параграфа соотношение $n > n_0$ означает наличие заметной инжекции, а значит и переход к участкам вольт-амперной характеристики, отличным от участка закона Ома.

Оценки показывают, например, что закон $j \sim V^2$ уступит место закону Ома, если (примерно)

$$V < 3V_{\min} \quad (43)$$

(коэффициент 3 не является точным).

Таким образом, падающей характеристике, начинающейся при напряжениях, меньших, чем $3V_{\min}$, может предшествовать не закон $j \sim V^2$, а закон Ома.

Что касается связи теории с опытными данными, то здесь следует отметить полное качественное согласие между ними [1, 3]. Более подробно теория с опытом будет сопоставлена в другом месте.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5 января 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. N. Holonyak, Proc. JRE, 50, 244 (1962).
2. В. И. Стафеев, ФТТ, 5, 8095 (1963).
3. Г. М. Авакьянц, Б. Атакулов, В. И. Мурьяин, А. Тешабаев, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 9, 868 (1964).
4. R. Lampert, Phys. Rev. 125, 126 (1962).

ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԱՄ ԱՐԱՏԱՎՈՐ ԽՈՐ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ
ՏՎՈՂ ԿԲՄԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՎ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆԿ

Հորվածում տեսականորեն հետազոտված է հոսանքի անցումը արատավոր կամ խառնուրդա-
յին կիսահաղորդիչներում, որոնք ստեղծում են ակցեպտորային տիպի խոր մակարդակներ:

TRANSMISSION OF CURRENT THROUGH SEMICONDUCTORS WITH TOUCH OF DEFECTS PRODUCING DEEP LEVELS

by G. M. AVAKYANTS

The transmission of current through semiconductors with touch of defects producing deep levels of the acceptor type are theoretically investigated in this paper.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ВОПРОСУ ОБ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ, ВХОДЯЩИХ
ИЗ ВАКУУМА В СРЕДУ

М. П. ЛОРИКЯН

Ионизационные потери энергии релятивистских заряженных частиц находятся в хорошем согласии с теорией Бете [1], учитывающей эффект плотности, и не зависят от скорости.

Гарибяном [2] впервые было теоретически показано, что в очень тонком поглотителе, находящемся в вакууме, отсутствует эффект плотности. Поэтому должна наблюдаться логарифмическая зависимость потерь энергии от скорости релятивистской частицы. В работах [3, 4] экспериментально наблюдался логарифмический рост в пленках полистирола. В данной работе приводится полукачественный вывод уточненной формулы Гарибяна [5], основанный на определенной физической картине этого эффекта. Такой вывод формулы позволяет лучше понять физику прохождения заряженной частицы через границу раздела веществ и суть данного эффекта.

Предположим, что при входе частицы из вакуума в вещество полное преобразование поля частицы (под влиянием поляризованных атомов среды) от поля в вакууме к полю в веществе происходит не мгновенно на границе раздела, а постепенно, по мере ее углубления в среду. В хорошем приближении можно считать, что каждый поляризованный атом действует на поле частицы независимо от других, вследствие чего можно написать для относительного уменьшения максимального параметра удара b_{\max} на пути dx следующее выражение:

$$-\frac{db_{\max}}{b_{\max}} = \mu dx, \quad (1)$$

где μ — коэффициент пропорциональности.

Проинтегрируем (1), принимая за верхний предел величины максимального параметра удара его значение на больших глубинах вещества b'_{\max} , где полностью проявляется эффект плотности, а за нижний предел — его значение в вакууме (на границе входа) b_{\max} . Тогда получим

$$\ln \frac{b'_{\max}}{b_{\max}} = \mu x. \quad (2)$$

Теперь, так как b_{\max}'' соответствует случаю без эффекта плотности, то, следуя рассуждениям Ферми [6], для b_{\max}'' получим

$$b_{\max}'' = \frac{v}{\nu \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (3)$$

где $\bar{\nu}$ — средняя частота обращения электронов в атоме,
 v — скорость частицы.

Из формулы ионизационных потерь энергии частиц, учитывающей эффект плотности [7], находим, что

$$b_{\max}' = \frac{c}{\sqrt{\sigma}},$$

где $\sigma = \frac{4\pi N e^2}{m}$ (плазменная частота).

Подставив эти величины в (2), получим следующее выражение для толщины слоя, где эффект плотности полностью отсутствует:

$$\alpha \ll \frac{1}{\mu} \ln \frac{\sqrt{\sigma} v}{\sqrt{1 - \beta^2} c \bar{\nu}}. \quad (4)$$

Коэффициент $\frac{1}{\mu}$ зависит от вещества, но не зависит от параметров налетающей частицы.

Что касается величины коэффициента, то очевидно, что она должна быть порядка некоторой средней длины волны частот поля, существенных в процессе поляризации атомов среды, чему соответствует $\sim 10^{-5}$ см. Точные расчеты [2, 5] также дают величину коэффициента $\frac{1}{\mu}$, близкую к указанному значению.

Автор выражает благодарность Г. М. Гарибяну и А. Ц. Амадуни за обсуждение.

Ереванский физический институт

Поступила 15 июля 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Sternheimer, Phys. Rev., **103**, 518 (1956).
2. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, **37**, 527 (1959).
3. А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорилян, А. К. Вальтер, И. А. Гришаев, В. В. Петренко, Г. Л. Фурсов, ЖЭТФ, **44**, 1122 (1963).
4. А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорилян, А. К. Вальтер, И. А. Гришаев, В. В. Петренко, Г. Л. Фурсов, ЖЭТФ, **46**, 1212 (1961).
5. Г. М. Гарибян, М. П. Лорилян, ДАН АрмССР, **40**, 21 (1965).
6. Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, М., 1951.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, ГТТЛ, М., 1957.

ՌԵԼԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՀԱՐՑԻ
ՇՈՒՐՋԸ, ՎԱԿՈՒՈՒՄ-ՄԻՋԱՎԱՅՐ ԱՆՅՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ

Ելնելով Ղարիբյանի էֆֆեկտի ֆիզիկական պատկերից, կիրառանական ձևով ստացված է ֆոնիզացիոն կորուստներում խտության էֆֆեկտի բացակայության պայմանը:

ON THE IONIZATION LOSSES OF THE RELATIVISTIC
PARTICLES COMING FROM VACUUM TO THE MEDIUM

by M. P. LORIKIAN

The paper deals with the semi-quantitative method of deriving the Garibian expression for the thickness of matter layer in which the density effect in ionization is absent.

О РАБОТЕ АЛМАЗНЫХ СЧЕТЧИКОВ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Е. А. АФАНАСЬЕВА, Э. В. АГАБАБЯН

Известно, что в алмазных счетчиках ядерных частиц наблюдается так называемая „поляризация“, т. е. падение амплитуды импульсов в измерительной цепи с ростом дозы облучения [1]. Это нежелательное явление обычно связывают с образованием в кристалле пространственного заряда в результате захвата на ловушки носителей, созданных быстрой частицей при ионизации, в процессе движения этих носителей к электродам. Можно предположить поэтому, что с повышением температуры счетчика пространственный заряд будет накапливаться медленнее, и „поляризация“ также замедлится. Работа счетчиков на отечественных алмазах II-типа при комнатной температуре описана в работе [2]. Нами исследовалась их работа при температурах 20, 100, 160 и 230°C. Облучение производилось α -частицами $Pu^{238+242}$.

Методика эксперимента аналогична описанной в работе [2]. На рис. 1 приводится зависимость амплитуды максимального импульса, выраженной в элементарных зарядах, от величины приложенного к счетчику постоянного напряжения. Видно, что амплитуда максимального импульса, соответствующая насыщению, почти не зависит от температуры. Таким образом, при повышении температуры от комнатной до 230°C потери заряда в алмазном счетчике изменяются мало и, стало быть, остаются весьма значительными [2]. Так как наши измерения велись не на подъеме температуры, как, например, в [3] и [4], а при фиксированной рабочей температуре, мы могли также наблю-

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՀԱՐՑԻ
ՇՈՒՐՋԸ, ՎԱԿՈՒՈՒՄ-ՄԻՋԱՎԱՅՐ ԱՆՅՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ

Ելնելով Ղարիբյանի էֆֆեկտի ֆիզիկական պատկերից, կիսաքանակական ձևով ստացված է ֆոնիզացիոն կորուստներում խտության էֆֆեկտի բացակայության պայմանը:

ON THE IONIZATION LOSSES OF THE RELATIVISTIC
PARTICLES COMING FROM VACUUM TO THE MEDIUM

by M. P. LORIKIAN

The paper deals with the semi-quantitative method of deriving the Garibian expression for the thickness of matter layer in which the density effect in ionization is absent.

О РАБОТЕ АЛМАЗНЫХ СЧЕТЧИКОВ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Е. А. АФАНАСЬЕВА, Э. В. АГАБАБЯН

Известно, что в алмазных счетчиках ядерных частиц наблюдается так называемая „поляризация“, т. е. падение амплитуды импульсов в измерительной цепи с ростом дозы облучения [1]. Это нежелательное явление обычно связывают с образованием в кристалле пространственного заряда в результате захвата на ловушки носителей, созданных быстрой частицей при ионизации, в процессе движения этих носителей к электродам. Можно предположить поэтому, что с повышением температуры счетчика пространственный заряд будет накапливаться медленнее, и „поляризация“ также замедлится. Работа счетчиков на отечественных алмазах II-типа при комнатной температуре описана в работе [2]. Нами исследовалась их работа при температурах 20, 100, 160 и 230°C. Облучение производилось α -частицами $Pu^{238+242}$.

Методика эксперимента аналогична описанной в работе [2]. На рис. 1 приводится зависимость амплитуды максимального импульса, выраженной в элементарных зарядах, от величины приложенного к счетчику постоянного напряжения. Видно, что амплитуда максимального импульса, соответствующая насыщению, почти не зависит от температуры. Таким образом, при повышении температуры от комнатной до 230°C потери заряда в алмазном счетчике изменяются мало и, стало быть, остаются весьма значительными [2]. Так как наши измерения велись не на подъеме температуры, как, например, в [3] и [4], а при фиксированной рабочей температуре, мы могли также наблю-

дать изменение „поляризации“ счетчика в зависимости от рабочей температуры. Обнаружено, что для всех наших счетчиков „поляризация“ существенно замедлялась с ростом рабочей температуры, особенно при облучении со стороны катода [5]. Мы снимали также распределение импульсов ионизации по амплитудам. На рис. 2 приводятся кривые, снятые при 160°C.

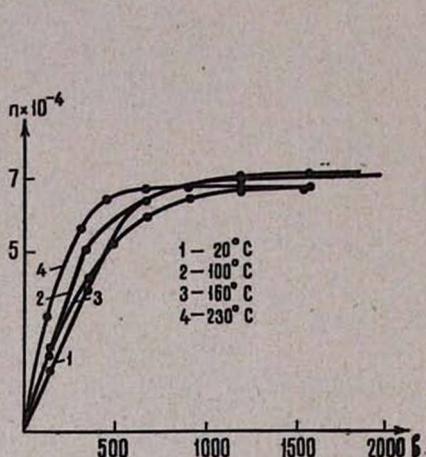


Рис. 1. Зависимость амплитуды максимального импульса, выраженной в элементарных зарядах, от величины приложенного к счетчику постоянного напряжения при различных температурах. 1. 20°C. 2. 100°C. 3. 160°C. 4. 230°C.

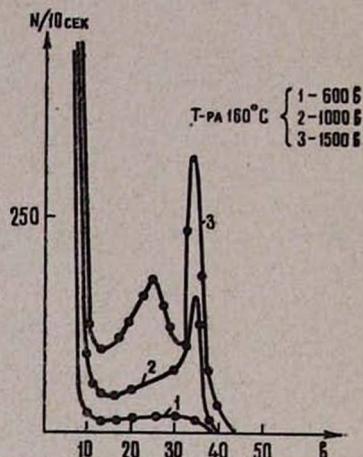


Рис. 2. Распределение импульсов ионизации по амплитудам при температуре 160°C. 1. 600 в. 2. 1000 в. 3. 1500 в.

Сравнение рис. 2 с данными работы [2] показывает, что в основном характер амплитудного распределения и зависимость его вида от величины приложенного к счетчику постоянного напряжения остаются при 160°C такими же, как и при комнатной температуре: максимум на кривой отсутствует при низком напряжении на счетчике, с ростом напряжения он появляется и заостряется; имеется „хвост“ распределения со стороны малых амплитуд и резкий край шумов, связанный с облучением кристалла α -частицами. Имеются, однако, и различия, а именно: число частиц в максимуме распределения при 160°C несколько уменьшается, а в „хвосте“, напротив, растет, т. е. увеличивается относительное число импульсов малых амплитуд.

Энергетическое разрешение, определенное по ширине кривой на полувысоте, составляет около 10% (против 15% при температуре 20°C). Резкий край шумов несколько сдвигается влево при 160°C, но смещение это невелико. Наконец, при высоких напряжениях на кривой распределения появляется, помимо основного, еще один расплывчатый максимум, происхождение которого нам пока неизвестно.

Таким образом, сравнение рис. 1 данной работы с рис. 5 работы [5] показывает, что с ростом рабочей температуры наших счетчиков „поляризация“ их сильно замедлялась, а потери заряда в них

почти не изменялись. Нам кажется поэтому весьма маловероятным, что эти потери объясняются захватом носителей в объеме кристалла во время движения их к электродам, как это наблюдается, например, в счетчиках [6]. По-видимому, в данном случае основные потери происходят при растекании трека α -частицы.

Ереванский государственный университет

Поступила 16 декабря 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. Hofstadter, Nucleonics, 4, № 5, 2 (1949).
2. E. A. Афанасьева, ЖТФ, № 5, 951 (1965).
3. N. G. Frott, Proc. Roy. Soc., A 220, 498 (1953).
4. F. C. Champion, B. Dale, Proc. Roy. Soc., A 234, 419 (1956).
5. E. A. Афанасьева и Э. В. Агабабян, Изв. АН АрмССР, серия физико-математическая.
6. A. J. Tavendale, Ewan, Canad. J. Phys., 42, 2286 (1964).

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱԼՄԱՍՏԱՅԻՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՄԱՍԻՆ ԲԱՐՁՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ե. Ա. ԱՖԱՆԱՍԵՎԱ և Է. Վ. ԱԴԱՐԱԹՅԱՆ

Հայտնի է, որ միջուկային մասնիկների արմատային հաշվիչներում դիտվում է բևեռացում, այսինքն՝ չափողական շղթայում ճառագայթման բաժնի աճին զուգընթաց տեղի է ունենում իմպուլսների ամպլիտուդի անկում, որը կապում են բյուրեղում տարածական լիցքի առաջանալու հետ:

Քանի որ վերոհիշյալ երևույթը կախված է ջերմաստիճանից, ուստի հետաքրքրություն է ներկայացնում այդ հաշվիչների աշխատանքը սենյակայինից բարձր ջերմաստիճաններում:

Այս աշխատանքում չափված է իոնիզացման իմպուլսների ամպլիտուդի բաշխումը 160°C դեպքում: Հայտնաբերված է, որ մասնիկների էներգետիկ լուծումը 160°C դեպքում կազմում է մոտ 10 տոկոս, մինչդեռ 20°C ջերմաստիճանի դեպքում այն 15 տոկոս է:

ON THE WORK OF DIAMOND COUNTER FOR NUCLEAR PARTICLES AT HIGH TEMPERATURE

by E. A. AFANASEVA, E. V. AGABABIAN

The maximum pulse height dependance upon the applied voltage for diamond counters by irradiation of α -particles of $\text{Pu}^{238+242}$ has been obtained in the temperature range $+20^\circ\text{C} - +230^\circ\text{C}$, the energy resolution being about 10% at the temperature $+160^\circ\text{C}$.

„ЭФФЕКТ КРАМЕРА“ В КАУЧУКЕ, АЛЮМИНИИ И МЕДИ

А. А. ДУРГАРЯН, А. Г. КАРАГЕЗЯН, К. О. МОВСЕСЯН

За последнее время появилось много работ, посвященных изучению „Эффекта Крамера“ в твердых телах [1, 2].

Работы в этой области ведутся в двух направлениях: в одном из них ставится задача по применению явления экзоэлектронной эмиссии в технике при исследовании структуры металлических поверхностей, действия статических и динамических нагрузок и пр., другое направление ставит своей целью] выявление природы экзоэлектронной эмиссии.

Как известно, экзоэлектронная эмиссия наблюдается, в основном, в результате механических, тепловых, химических и прочих воздействий на кристаллические вещества. Все гипотезы, предложенные до сих пор для объяснения явления экзоэлектронной эмиссии, относятся главным образом к эмиссии с металлов и неорганических соединений.

В настоящей работе исследована экзоэлектронная эмиссия с каучука „Наирит“ с целью обнаружения самого эффекта в каучуках и выяснения влияния рентгеновского облучения на величину эмиссии. Исследовано также влияние атмосферного кислорода на величину эмиссии с химически чистых образцов алюминия и меди*.

Экзоэлектронная эмиссия исследовалась с помощью торцевого счетчика типа Т-25-БФЛ и пересчетной установки типа ВСП. Для уменьшения фона внешней радиации измерения проводились в свинцовой камере, в атмосфере аргона и на воздухе при атмосферном давлении.

Образцы для исследования эмиссии с каучука „Наирит“ брались в виде пленок толщиной 2—3 мм, шириной 10 мм и длиной 45 мм. Образцы алюминия и меди представляли собой пластинки таких же размеров.

Результаты исследования

На рис. 1 и 2 приведена временная зависимость эмиссии, возбужденной с образцов Al и Cu, относительная деформация растяжения которых 0,2%. Видно, что затухание электронной эмиссии происходит по закону $J \sim t^{-\alpha}$, где J — число электронов, эмитируемых за единицу времени, t — время, прошедшее после деформации, α — постоянная

* Экзоэлектронная эмиссия с алюминия и меди хорошо изучена. Однако нам неизвестны работы, в которых эмиссия возбуждалась бы пластической деформацией. Эмиссия возбуждалась в результате таких механических воздействий, как обработка напильником, обтачивание, обработка поверхности металлов наждаком. Эта наиболее типичная эмиссия экзоэлектронов и являлась предметом многих исследований [1, 3].

для данного материала [1]. Полученные результаты показывают, что наличие атмосферного кислорода с учетом эмиссии электронов, не влияет на временную зависимость затухания.

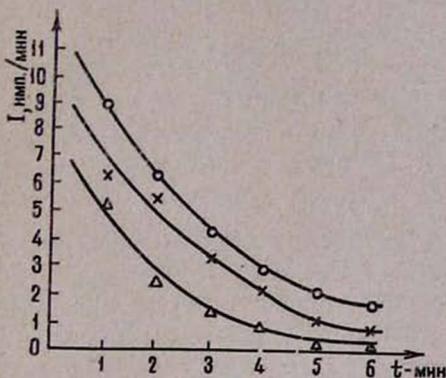


Рис. 1. Временная зависимость эмиссии с алюминия. Измерения проводились: ○ — в воздухе, × — в аргоне, △ — после зачистки наждачным порошком, в аргоне.

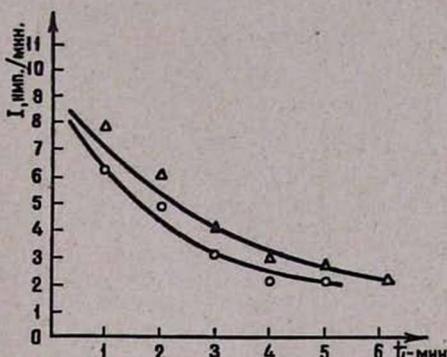


Рис. 2. Временная зависимость эмиссии с меди. Измерения проводились: △ — в воздухе, ○ — в аргоне.

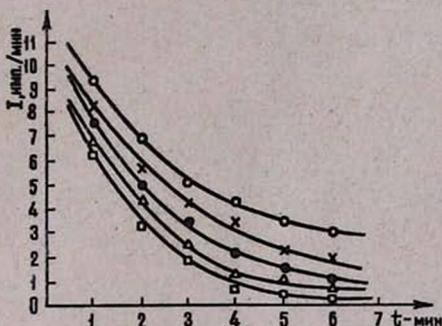


Рис. 3. Временная зависимость и влияние рентгеновского облучения на величину эмиссии с каучука „Наирит“. □ — необлученный образец, △ — облучение $1,5 \cdot 10^5$ рентген, ● — облучение $3 \cdot 10^5$ рентген, × — облучение $6 \cdot 10^5$ рентген, ○ — облучение $12 \cdot 10^5$ рентген.

Уменьшение эффекта в инертной среде аргона, а также в значительной степени после зачистки поверхности образца наждачным порошком (рис. 2) дает основание предполагать, что существенную роль в природе эмиссии в данном случае играет оксидная пленка на поверхности образца, т. е., что экзополэлектронная эмиссия в основном возбуждается за счет энергии хемосорбции кислорода на поверхности металла [4].

На образцах различных разновидностей каучука „Наирит“ (полимеризованных при различных температурах) был обнаружен „Эффект

Крамера", возбуждаемый деформацией растяжения при комнатной температуре. Исследовано влияние рентгеновского облучения на величину эффекта эмиссии с хлоропренового каучука „Наирит“. Образцы каучука после соответствующей дозы облучения подвергались стопроцентной относительной деформации растяжения, после чего измерялась временная зависимость эмиссии (рис. 3). Закон затухания эмиссии во всех исследованных случаях остается один и тот же, а величина эмиссии растет по мере увеличения дозы облучения. Рентгеноструктурными исследованиями показано [5, 6], что в некоторых видах каучука „Наирит“ при комнатной температуре существует кристаллическая фаза. „Эффект Крамера“ наблюдается именно в этих каучуках.

Следует заметить, что поверхность указанных каучуков покрыта оксидной пленкой. Поэтому не представляется возможным делать какие-либо окончательные суждения относительно природы эмиссии с каучуков „Наирит“.

Можно лишь предполагать, что фазовые превращения в каучуках „Наирит“ играют далеко не второстепенную роль в явлении экзотермической эмиссии.

Ереванский государственный университет

Поступила 1 июня 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Z. Nassenstein, Naturforsch., 10a, 944 (1955).
2. L. J. Grunberg, Brit. I. Appl. Phys., 9, № 3, 85 (1958).
3. B. Kramer, Z. Physik, 133, 629 (1952).
4. O. Haxel, F. Houtermans, K. Seeger, Z. Physik, 130, 109 (1951).
5. Н. М. Кочарян, М. А. Навасардян, П. А. Безирианян, ДАН АрмССР, 38, 149 (1964).
6. Н. М. Кочарян, Ю. А. Рапян, П. А. Безирианян, ДАН АрмССР, 41, 216 (1965).

«ԿՐԱՄԵՐԻ ԷՖԵԿՏ»-Ը ԿԱՌԵՉՈՒԿՈՒՄ, ԱԼՅՈՒՄԻՆԻՈՒՄԻՄ ԵՎ ՊՂՆԶՈՒՄ

Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ԴԱՐԱԳՅՈՋՅԱՆ, Կ. Ն. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ

Չափված է «Նաիրիտ» կաուչուկի, ալյումինիումի և պղնձի էքսոէմիսիան: Պարզվել է, որ «Կրամերի էֆեկտը» դիտվում է բյուրեղական ֆազ ունեցող կաուչուկներում: Հետազոտված է մթնոլորտային թթվածնի, ինչպես նաև ռենտգենյան ճառագայթման ազդեցությունը էքսոէմիսիայի մեծության վրա:

THE „KRAMER-EFFECT“ IN RUBBER, ALUMINIUM AND COPPER

by A. H. DURGARIAN, A. G. KARAGYOZIAN, K. O. MOVSESIAN

The exoelectron emission from the rubber „Nairit“, aluminium and copper has been measured. The „Kramer-effect“ is observed in rubbers with crystalline phase. The influence of atmospheric oxygen and x-rays on the amount of emission has been investigated.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
<i>И. И. Гольдман.</i> Необычная электродинамика частицы со спином $1/2$	207
<i>Н. М. Кочарян, Х. В. Пачаджян, Ш. А. Мхитарян.</i> Пьезоэлектрический эффект в поливинилхлориде	217
<i>А. М. Резикян.</i> Положительный столб между коаксиальными цилиндрами (радиальный ток)	222
<i>П. А. Безириания, В. И. Авунджян.</i> Влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей во втором приближении	227
<i>П. А. Безириания, Ю. А. Рапян.</i> Дифракция рентгеновских лучей в удлиненных трехмерных структурах (волокнистых веществах)	237
<i>Г. М. Авакьянц.</i> Прохождение тока через полупроводники с примесями или дефектами, создающими глубокие уровни	248

Краткие сообщения

<i>М. П. Лорикян.</i> К вопросу об ионизационных потерях энергии релятивистских частиц, входящих из вакуума в среду	259
<i>Е. А. Афанасьева, Э. В. Агабабян.</i> О работе алмазных счетчиков ядерных частиц при повышенных температурах	261
<i>А. А. Дурларян, А. Г. Карагезян, К. О. Мовсисян.</i> „Эффект Крамера“ в каучуке, алюминии, меди	264

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ի. Ի. Գոլյման. 1/2 սպին ունեցող մասնիկի անսովոր էլեկտրոդինամիկան	207
Ն. Մ. Բոչարյան, Խ. Բ. Փաշայան, Շ. Ա. Մխիրարյան. Պրոբէլեկտիվային էֆեկտը պոլիվեկտրոններում	217
Ա. Մ. Ռեզիկյան. Գրական սյուն երկու համառոտացնող զաննների միջև (ուղիղ հոսանք)	222
Պ. Հ. Բեզիրգանյան, Վ. Ի. Հավունջյան. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման վրա պրոբէլեկտիվային տատանումների ազդեցությունը երկրորդ մոտավորությունում	227
Պ. Հ. Բեզիրգանյան, Ա. Ռափյան. Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան եռաչափ երկարաձգված ստրուկտուրաներում (մանրաթելային նյութերում)	237
Գ. Մ. Ալվազյանց. Հոսանքի անցումը խառնուրդային կամ արատավոր խոր մակարդակներ ավող կիրահարողիչներում	248

Համառոտ հաղորդումներ

Մ. Պ. Լորիկյան. Ռեկյատիվիստիկ մասնիկների իոնիզացիոն կորուստների հարցի շուրջը, վահուում-միջավայր անցման դեպքում	259
Ե. Ա. Աֆանասևա, Է. Վ. Աղաբաբյան. Միջուկային մասնիկների արմատային հաշվիչների աշխատանքի մասին բարձր ջերմաստիճանների դեպքում	261
Ա. Հ. Դուրգարյան, Ա. Գ. Ղարաբաբյան, Կ. Հ. Մովսիսյան, Երամբերի էֆեկտը՝ կառուցված, արյունի նյութում և պղնձում	264

