# ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

1969

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. 8. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խմթագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմթագիր), Է. Գ. Միրզարեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սանակյան, Ռ. Ա. Սարդարյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան։

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

# РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ АВИЖУЩИМСЯ ЗАРЯДОМ В ПЛАСТИНЕ И В СТОПКЕ ПЛАСТИН МЕТОДОМ ПОСТРОЕНИЯ ИЗ ИЗВЕСТНЫХ И БОЛЕЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПОЛЕЙ

#### В. А. АРАКЕЛЯН, Г. М. ГАРИБЯН

Полученные ранее формулы для излучения, образованного зарядом в пластине и в стопке пластин, приведены к новому виду. Показано, что эти формулы имеют ясный физический смысл, так как они могут быть построены из более элементарных выражений. А именно, в случае пластинки они могут быть построены из решений задачи для одной границы раздела сред с учетом законов распространения излучения в пластинке. В случае же стопки пластия достаточно знать решение задачи для одной пластинки и учесть законы распространения излучении в слоистой среде.

NA - 11.991 Формулы для полей излучения, образованного зарядом в пластине [1], [2] и в стопке пластин [3], [4], хорошо известны. Однако AO сих пор не был ясен как физический смысл отдельных членов, входящих в эти формулы, так и сама их структура.

В настоящей работе мы покажем, что если известны формулы для образования переходного излучения в простейшем случае, а именно, на одной границе раздела сред, то можно без всяких приближений построить выражения для полей излучения в случае пластинки и стопки пластин, исходя из наглядных физических соображений. При этом необходимо воспользоваться также формулами для отражения и преломления электромагнитного излучения при прохождении через одну границу раздела сред и пластинку, а также через стопку пластин и ее часть.

Предлагаемый метод построения решений помимо физической наглядности и простоты обладает тем достоинством, что исходными формулами для него являются формулы для одной границы раздела сред. Тогда очевидно, что все те более сложные случаи образования переходного излучения на одной границе раздела сред, такие как, например, образование переходного излучения при произвольном движении заряда [5], при учете многократного рассеяния [6] и т. п., в принципе могут быть рассмотрены в рамках предлагаемого метода как для пластины, так и для стопки пластин.

1. Рассмотрение начнем со случая одной пластинки. Для этого нам надо знать формулы для переходного излучения в случае одной границы раздела сред.

Тангенциальные фурье-компоненты полей переходного излучення при перпендикулярном влете заряда из вакуума в среду равны [7]

$$\vec{E_t(k; s \to c)} = \frac{e^{ix}}{2\pi^2 g} \alpha \exp(i\varphi_0 z_0), \qquad (1)$$

$$E'_{i}(\vec{k}; s \to c) = \frac{eix}{2\pi^{2}g} \delta \exp(i\varphi' z_{0}), \qquad (2)$$

где двумя штрихами обозначены поля, движущиеся назад, а одним штрихом — вперед относительно направления движения частицы, а плоскость  $z = z_0$  есть граница раздела вакуума и среды.

Если частица влетает из среды в вакуум, то для тех же полей имеем выражения:

$$E'_{t}(\vec{k}; c \rightarrow s) = \frac{eix}{2\pi^2 g} \gamma \exp(i\varphi'' z_0), \qquad (3)$$

$$E'_t(\vec{k}; c \rightarrow s) = \frac{eix}{2\pi^2 g} \beta \exp(i\varphi_0 z_0).$$
(4)

В формулах (1-4) были использованы обозначения:

$$\left. \begin{array}{c} \alpha \\ \beta \end{array} \right\} = \frac{\frac{\varepsilon}{\lambda} \mp \frac{\upsilon}{\omega}}{\Lambda_0} + \frac{-\frac{1}{\lambda} \pm \frac{\upsilon}{\omega}}{\Lambda}; \\ \frac{\gamma}{\delta} \\ = \frac{-\frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{\upsilon}{\omega}}{\Lambda} + \frac{\frac{1}{\lambda_0 \varepsilon} \mp \frac{\upsilon}{\omega}}{\Lambda};$$

(5)

$$\begin{split} \Lambda_0 &= k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}; \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu; \quad \lambda_0^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} - x^2; \\ \lambda^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu - x^2; \quad g := \frac{\epsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}; \\ \eta &= \frac{\omega}{\eta} - \lambda_0; \quad \varphi_0 = \frac{\omega}{\eta\eta} + \lambda_0; \quad \varphi' = \frac{\omega}{\eta} - \lambda; \quad \varphi'' = \frac{\omega}{\eta} + \lambda_0; \end{split}$$

2. Получим теперь некоторые нужные нам формулы, касающиеся отражения и преломления тангенциальной фурье-компоненты электри-

ческого поля излучения, взятой в виде  $\frac{x}{x} \cdot E_t(\vec{k}) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{p} \pm \lambda x - \omega t)}$  на плоской

границе раздела сред. Пусть имеем два полупространства, разделенных либо плоскостью z = o, либо z = a, причем одно заполнено веществом, а другое пустое. Будем интересоваться тем случаем, когда излучение падает из среды на границу ее раздела с вакуумом и найдем коэффициенты отражения и прохождения тангенциальной составляющей электрического поля этого излучения на границе. Если излучение падает справа на плоскость z = o (рис. 1), то коэффициент отражения равен

340

q

$$r = \frac{g_1}{g}, \tag{6}$$

а коэффициент прохождения

$$\eta = \frac{g_2}{g}, \qquad (7)$$





ницу раздела z = a (рис. 2), соответствующие коэффициенты будут равны

$$r_a = r e^{2l\lambda a}; \ \eta_a = \eta e^{l(\lambda - \lambda_o) a}. \tag{8}$$

Наконец, рассмотрим с одной стороны падение излучения из вакуума на плоскость z = o, причем пусть правое полупространство (z > o) заполнено веществом, а с другой стороны падение этого же излучения на пластину того же вещества с толщиной a, левая грань которой есть плоскость z = o. Сравним в этих задачах амплитуду волны, прошедшей в пластину и движущейся в направлении первоначального движения излучения, с амплитудой волны, прошедшей в правое полупространство. Нетрудно видеть, что их отношение равно

$$R' = \frac{1}{1 - r^2 e^{2l\lambda a}}$$
 (9)

Очевидно, что этот коэффициент учитывает возможность многократных отражений излучения внутри пластинки по сравнению с излучением в правом полупространстве.

3. Приведем теперь выражения для тангенциальных фурье-компонент полей переходного излучения в пространствах до пластины  $\vec{E_{0,t}}(\vec{k}; 1)$  и после нее  $\vec{E_{1,t}}(\vec{k}; 1)$ , но в виде несколько отличном от того, как они до сих пор встречались в литературе [1], [2]:

$$\vec{E}_{0,tt}(\vec{k}; 1) = \frac{eix}{2\pi^2 g} P'' \exp(i\varphi_0 z_0),$$
 (10)

$$E_{1,it}'(\vec{k}; 1) = \frac{eix}{2\pi^2 g} P' \exp(i\varphi_0' z_0), \qquad (11)$$

причем  $z = z_0$  есть координата левого края пластинки, а

$$P' = \beta e^{i\varphi_0 a} + \delta \eta_a R' + \gamma e^{i\varphi^* a} r \eta_a R', \qquad (12)$$

$$P'' = a + \delta r_a \eta R' + \gamma e^{i \varphi^* a} \eta R'.$$
<sup>(13)</sup>

Нетрудно убедиться, что формулы (10) и (11) совпадают с обычными выражениями, так как

$$\frac{P'}{g} = -\frac{D}{F} e^{l\varphi \cdot a}; \quad \frac{P''}{g} = \frac{A}{F}. \tag{13'}$$

Мы использовали в последних соотношениях обозначения работы [4].

4. Пользуясь формулами предыдущих разделов нетрудно написать выражения для тангенциальной составляющей фурье-компоненты поля переходного излучения в случае пластинки.

Как видно из рис. 3, переходное излучение, испущенное вперед, будет состоять из волн трех типов. Волна 1' образуется на границе среда-вакуум и будет описываться формулой (4) с  $z_0 = a$ . Волна 2' образуется на границе вакуум-среда и будет описываться формулой (2)  $z_0 = 0$ . Но это выражение надо умножить как на коэффициент R', учитывающий влияние на эту волну правой границы пластинки, так и на



 $\eta_a$  — коэффициент прохождения этой волны из вещества в вакуум. Наконец, волна З' определяется формулой (З) с  $z_0 = a$  и при этом помимо коэффициента R', учитывающего левую грань пластинки, надо принять во внимание как отражение от левой граиицы пластинки (r), так и прохождение через правую границу ( $\eta_a$ ). В результате мы приходим к формуле (11).

К вышесказанному сделаем следующее общее замечание. Мы пользовались для описания всех трех типов образовавшихся волн формулами (1-4), в которых, в отличие от пластинки, среда занимает все полупространство. Иначе говоря, кажется что мы здесь не учитываем влияние на процесс образования переходного излучения конечной толщины пластинки. Однако можно показать, что влияние конечной толщины пластинки на каждую из волн сказывается через посредство остальных волн и если мы учитываем все волны, то мы учитываем и конечную толщину пластины.

С помощью рис. 4 и рассуждений, аналогичных вышеприведенным, мы приходим к формуле (10) для излучения, испущенного назад.

5. Наша дальнейшая задача состоит в том, чтобы исходя из аналогичных простых соображений получить формулы для излучения заряда в слоистой среде. Однако для этого нам надо иметь в своем распоряжении некоторые сведения о свойствах излучения в слоистой среде.

Поэтому представим себе, что на столку (рис. 5), состоящую из N пластин с толщиной а и расстоянием b между ними, слева падает.



заданная волна  $\vec{E}_0'(N)e^{i(x+p+\lambda_0 z-\omega t)}$  (хотя  $\vec{E}_0'(N)$  не зависит от N, мы пишем N, исходя из формальных удобств). Очевидно, что до стопки (z<0) мы будем иметь еще и отраженную волну  $\vec{E}_0'(N)e^{i(x+p-\lambda_0 z-\omega t)}$ . За стопкой (z>Na+(N-1)b) будет только прошедшая волна  $\vec{E}_N(N)e^{i(x+p+\lambda_0 z-\omega t)}$ . Поле в *m*-ом отсеке будем обозначать через  $\vec{E}_m'(N)e^{i(x+p+\lambda_0 z-\omega t)}$  и  $\vec{E}_m'(N)e^{i(x+p+\lambda_0 z-\omega t)}$ . Мы не пишем в аргументах этих полей зависимости от  $\vec{k}$ , чтобы отличать их от полей частицы, которые будут рассматриваться в следующем разделе. [Разложим все амплитуды полей на тангенциальную и нормальную компоненты, которые будем отмечать индексами t и n и будем считать, что  $\vec{E}_t$  направлена по  $\vec{x}$ . Условия поперечности дают связь между этими компонентами. Введем вместо полей новые величины

$$E'_{m} = E'_{m,t}(N) e^{i\lambda_{0}[ma + (m-1)b]},$$
  

$$E'_{m} = E'_{m,t}(N) e^{-i\lambda_{0}[ma + (m-1)b]}.$$

Тогда из условий сшивки электрических полей и их индукций на границах (m+1)-ой пластинки можно получить следующую связь между полями в (m+1)-ом и *m*-ом отсеках:

$$E'_{m+1} = N_1 E'_m + M_1 E'_m,$$
 (14)

 $E'_{m+1} = N_2 E'_m + M_2 E'_m, \tag{15}$ 

где (см. [4])

$$M_{1} = -\frac{\lambda_{0}}{4\varepsilon} e^{h_{\phi}b} G; \quad M_{2} = \frac{\lambda_{0}}{4\varepsilon} e^{h_{\phi}b} H;$$

$$N_{1} = \frac{\lambda_{0}}{4\varepsilon} e^{-h_{\phi}b} F; \quad N_{2} = \frac{\lambda_{0}}{4\varepsilon} e^{-h_{\phi}b} G;$$

$$F = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_{0}}\right)^{2} e^{-ha} - \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{0}}\right)^{2} e^{ha}; \quad (15')$$

$$H = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_{0}}\right)^{2} e^{ha} - \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{0}}\right)^{2} e^{-ha};$$

$$G = \left(\frac{\varepsilon^{2}}{\lambda^{2}} - \frac{1}{\lambda_{0}^{2}}\right) \left(e^{ha} - e^{-ha}\right).$$

Поля же в трех соседних отсеках, как можно показать из уравнений (14) и (15), связаны соотношениями [8]

$$E'_{m+1} = 2\zeta E'_m - E'_{m-1}, \qquad (16)$$

$$E'_{m+1} = 2\zeta E'_m - E'_{m-1}, \qquad (17)$$

где  $2\zeta = N_1 + M_2$ .

Для нахождения  $E_{m,t}(N)$  заметим, что  $E_N = 0$ , откуда, полагая m = N - 1 в (14) и (15), получаем

$$\vec{E}_{N-1} = N_1 \vec{E}_N.$$
 (18)

Пользуясь (18) и полагая в (17)  $m = N - 1, N - 2, \cdots$ , приходим к соотношению

$$\vec{E}_m = Q_{N-m} \vec{E}_N, \tag{19}$$

где  $Q_m = N_1 U_{m|-1} - U_{m-2}$ , а  $U_m(\zeta)$  — полиномы Чебышева 2-го рода [9]. Взяв m = 0, получим выражение для  $E'_N$  через заданное  $E'_0(N)$ , подставив которое снова в последнее уравнение, окончательно будем иметь

$$E'_{m,[t}(N) = \frac{Q_{N-m}}{Q_N} e^{-lm(a^{2}+b)\lambda_{\bullet}} E'_{0,t}(N).$$
(20)

Для нахождения  $E'_m(N)$  положим в (14) m = 0:

$$E_1' = N_1 E_0' + M_1 E_0. \tag{21}$$

Воспользовавшись последней формулой и полагая в (16)  $m = 1, 2, \cdots$ , приходим к уравнению

$$\vec{E_m} = Q_m \vec{E_0} + M_1 U_{m-1} \vec{E_0},$$
 (22)

Взяв в полученной формуле m = N и учитывая, что  $E'_N = 0$ , найдем связь между  $E'_0$  и  $E'_0$ , подставив которую в (22) окончательно получим

$$E'_{m,t}(N) = \frac{N_2 U_{N-m-1}}{Q_N} e^{i(a+b) m\lambda_s} E'_{0,t}(N).$$
(23)

Формулы (20) и (23) определяют поля излучения в произвольном отсеке через амплитуду падающего поля.

Получим теперь некоторые следствия из этих формул.

 а) Рассмотрим k-ый и m-ый отсеки стопки, причем m > k. С помощью формулы (20) нетрудно получить

$$E'_{m,t}(N) = \frac{Q_{N-m}}{Q_{N-k}} e^{-i(a+b)(m-k)\lambda_{0}} E'_{k,t}(N).$$

Из этой формулы видно, что величина

$$\gamma_{k< m}^{k, m} = \frac{Q_{N-m}}{Q_{N-k}} e^{-l(a+b)(m-k)\lambda_{a}}$$
(24)

является коэффициентом прохождения тангенциальной составляющей электрического поля из k-го отсека в m-ый отсек стопки, состоящей из N пластин. Коэффициент прохождения не изменяется при параллельном переносе всей стопки вдоль оси z.

б) Рассмотрим отражение волны, имеющейся в k-ом отсеке стопки, состоящей из N-пластин, от (N — k) оставшихся пластин. Из (20) и (23) имеем

$$r'_{k} = \frac{E'_{k,t}(N)}{E'_{k,t}(N)} = \frac{N_{2}U_{N-k-1}}{Q_{N-k}} e^{2t\lambda_{0}(a+b)k}.$$
 (25)

в) Найдем связь между полем за стопкой в случае стопки, состоящей из *m* пластин, и полем в *m*-ом отсеке стопки, состоящей из N пластин. С помощью (20), принимая во внимание, что  $E'_{0, t}(m) = E'_{0, t}(N)$ , нетрудно получить

$$E'_{m,t}(N) = P_{N,m}E'_{m,t}(m),$$

где

a)

$$P_{N,m} = \frac{Q_m Q_{N-m}}{Q_N} \,. \tag{26}$$

В том случае, если заданная внешняя волна  $E_N^*(N)e^{i(x p - \lambda_0 z - \omega t)}$ падает на стопку справа, то производя выкладки, аналогичные вышеприведенным, мы вместо формул (20) и (23) будем иметь

$$E'_{m,t}(N) = \frac{N_2 U_{m-1}}{Q_N} e^{-i \left[ (N+m) a + (N+m-2) b \right] \lambda_0} E'_{N,t}(N), \qquad (27)$$

$$E_{m,t}'(N) = \frac{Q_m}{Q_N} e^{-t(N-m)(a+b)\lambda_0} E_{N,t}'(N).$$
(28)

Из этих формул в качестве следствий получим:

 $\eta_{k>m}^{k, m} = \frac{E'_{m, t}(N)}{E'_{k, t}(N)} = \frac{Q_m}{Q_k} e^{-t (k-m) (a+b) \lambda_c};$ (29)

б)

$$r_{k}^{*} = \frac{E_{k, t}^{'}(N)}{E_{k, t}^{'}(N)} = \frac{N_{2}U_{k-1}}{Q_{k}} e^{-2t [ka + (k-1)b] \lambda_{*}};$$
(30)

.в)

$$P_{N, m} = \frac{E'_{N-m, t}(N)}{E'_{0, t}(m)} = \frac{Q_{N-m}Q_m}{Q_N}$$
(31)

6. В этом разделе мы, исходя из формул, полученных выше, построим выражения для полей излучения в любом отсеке стопки.

Сделаем это сначала для поля  $E_{N,t}(N)$ . Для этого найдем излучение, движущееся в *m*-ом отсеке вдоль положительного направления оси *z*, которое образовалось в этом же отсеке. Очевидно, что это будет, во-первых, движущееся вперед излучение, образовавшееся в *m*-ой пластине, и, во-вторых, излучение, образовавшееся в (m+1)пластине в направлении назад, которое отразившись от *m* первых пластин превратилось в излучение, движущееся вперед (см. рис. 5, верхняя часть).

Для первой части излучения, согласно (11), имеем

$$\frac{eix}{2\pi^2 y} P' e^{i\varphi_0(a+b)(m-1)} P_{N,m}.$$
 (32)

Мы умножили тангенциальную составляющую электрического вектора поля переходного излучения, образованного в *m*-ой пластинке, на  $P_{N, m}$  (см. формулу (26)), так как по своему определению эта величина учитывает влияние всех пластин стопки на излучение, образовавшееся в *m*-ом отсеке. Умножив (32) на коэффициент прохождения излучения из *m*-то отсека в пространство за стопкой  $\eta_{m<N}^{m,N}$  (см. формулу (24)), мы получим вклад этой части в излучение за стопкой пластин.

Для второй части имеем согласно (10)

$$\frac{eix}{2\pi^2 g} P' e^{i\varphi_0(a+b)m} P_{N,m}.$$
 (33)

Это излучение превратится в движущееся вперед после отражения от *m* первых пластин, т. е. мы должны умножить (33) на  $r'_m$ , определяемое формулой (30). Если полученное таким образом выражение умножить еще на коэффициенты  $\eta_{m<N}^{m, N}$ , то мы получим вклад в излучение за стопкой пластин и от этой части излучения.

Для получения полного излучения за стопкой необходимо эти вклады просуммировать по всем возможным отсекам и в результате мы будем иметь

$$E'_{N,t}(\vec{k}; N) = \frac{eix}{2\pi^2 g} \left[ P' \sum_{m=1}^{N} e^{i\varphi_0'(a+b)(m-1)} P_{N,m} \eta_{m$$

$$+ P'' \sum_{m=1}^{N-1} e^{i \tilde{\tau}_{0}^{*}(a+b) m} P_{N, m} r_{m}^{*} \tau_{m(34)$$

В следующем разделе мы покажем, что построенное таким образом решение совпадает с решением, полученным в [4], после соответствующих преобразований.

С помощью совершенно аналогичных рассуждений (см. рис. 5, нижняя часть) для излучения до стопки нетрудно получить выражение

$$E_{0,t}'(\vec{k}; N) = \frac{eix}{2\pi^2 g} \left[ P'' \sum_{m=0}^{N-1} e^{i\varphi_0'(a+b)m} P_{N,m} \eta_{m>0}^{m,0} + P' \sum_{m=1}^{N-1} e^{i\varphi_0'(a+b)(m-1)} P_{N,m} r'_m \eta_{m>0}^{m,0} \right].$$
(35)

Наконец, для построения поля внутри стопки в каком-либо отсеке *m* необходимо найти вклад в это поле от отсеков, расположенных. справа и слева от отсека *m*. В результате получим

$$\begin{split} E_{m,t}'(\vec{k}; N) &= \frac{eix}{2\pi^2 g} \bigg\{ P'' \bigg[ \sum_{k=1}^{m-1} P_{N,k} r_k^* \eta_{km}^{k,m} r_m^* e^{i\varphi_0^*(a+b)\,k} \bigg] + P' \bigg[ \sum_{k=1}^{m} P_{N,k} \eta_{km}^{k,m} r_m^* e^{i\varphi_0^*(a+b)\,(k-1)} \bigg] \bigg\}, \end{split}$$
(36)  
$$E_{m,t}'(\vec{k}; N) &= \frac{eix}{2\pi^2 g} \bigg\{ P'' \bigg[ \sum_{k=1}^{m-1} P_{N,k} r_k^* \eta_{km}^{k,m} e^{i\varphi_0^*(a+b)k} \bigg] + P' \bigg[ \sum_{k=1}^{m} P_{N,k} \eta_{km}^{k,m} e^{i\varphi_0^*(a+b)k} \bigg] + P' \bigg[ \sum_{k=1}^{m} P_{N,k} \eta_{km}^{k,m} e^{i\varphi_0^*(a+b)(k-1)} \bigg] \bigg\}.$$
(37)

Нетрудно убедиться, что формула (36) при m = N переходит в формулу (34), а формула (37) при m = 0 - в формулу (35).

7. В этом разделе мы покажем, что если произвести некоторыепреобразования над формулами (21) и (15) работы [4], то в результате мы придем к формулам предыдущего раздела.

В формулу (21) работы [4] подставим явные выражения величин а' и а" (формула (6) той же работы). Исключим из полученного выражения величины В и С с помощью следующих связей:

$$B = -\frac{A}{N_1} e^{-i\lambda_0 b - i\frac{\omega}{v}a} - D\frac{N_2}{N_1}$$

$$C = -A \frac{N_2}{N_1} - \frac{D}{N_1} e^{-i\lambda_y b + t \frac{w}{v} a}$$

и перейдем от A и D к P' и P" с помощью формул (13'). В результате получим:

$$E_{m,l}(\vec{k}; N) = \frac{e^{i\chi}}{2\pi^2 g} \cdot \frac{e^{-i\varphi - lL_m \Lambda_s}}{Q_N T} \{P'' N_2 e^{l\lambda_s b} [Q_{N-m} - Q_N e^{lm\varphi} - U_{m-1}(e^{-i\varphi} - N_1)] + P' e^{i\lambda_s a} [(Q_{N-m} - Q_N e^{l\varphi m})(N_1 e^{-i\varphi} - 1) - M_1 N_2 U_{m-1} e^{l(N-1)\varphi}]\}.$$
(38)  
Так как

$$-M_1N_2U_{m-1}=N_1Q_m-Q_{m+1},$$

 $Q_N = Q_m Q_{N-m} + M_1 N_2 U_{m-1} U_{N-m-1} = U_{m-1} Q_{N-m+1} - U_{m-2} Q_{N-m},$ то формуле (38) можно придать вид

$$\begin{split} \vec{E}_{m,t}(\vec{k}; N) &= \frac{eix}{2\pi^{2}g} \cdot \frac{e^{-iL_{m}\lambda_{0}}}{Q_{N}T} \{ P^{\prime\prime}N_{2}e^{i\lambda_{0}b} \left[ Q_{N-m}(e^{-i\varphi} - U_{m-1}e^{i(m-2)\varphi} + U_{m-2}e^{i(m-1)\varphi}) + U_{m-1}(Q_{N-m}e^{i(m-2)\varphi} - Q_{N-m+1}e^{i(m-1))\varphi} + e^{i(N-2)\varphi}(e^{i\varphi}N_{1} - 1) \right] + P^{\prime}e^{i\lambda_{0}a} \left[ Q_{N-m}(e^{i(m-1)}Q_{m} - e^{i(m-2)\varphi}Q_{m+1} + V_{1}e^{-2i\varphi} - e^{-i\varphi}) - M_{1}N_{2}U_{m-1}(e^{i(m-2)\varphi}U_{N-m-2} - e^{i(m-1)\varphi}U_{N-m-1} + e^{i(N-2)\varphi}) \right] \}. \end{split}$$

Если теперь принять во внимание, что

$$e^{-i\varphi} - e^{i(m-2)\varphi} U_{m-1} + e^{i(m-1)\varphi} U_{m-2} = T \sum_{k=1}^{m-1} U_{k-1} e^{ik\varphi},$$

$$e^{i(m-2)\varphi} Q_{N-m} - e^{i(m-1)\varphi} Q_{N-m+1} + e^{i(N-2)\varphi} (e^{i\varphi} N_1 - 1) = T \sum_{k=m}^{N-1} Q_{N-k} e^{ik\varphi},$$

$$e^{i(m-1)\varphi} Q_m - e^{i(m-2)\varphi} Q_{m+1} + N_1 e^{-2i\varphi} - e^{-i\varphi} = T \sum_{k=0}^{m} Q_k e^{i(k-1)\varphi}$$

$$e^{i(m-2)\varphi} U_{\Lambda-m-2} - e^{i(m-1)\varphi} U_{\Lambda-m-1} + e^{i(N-2)\varphi} = T \sum_{k=-1}^{N-1} U_{N-k-1} e^{i(k-1)\varphi}$$

то окончтательно имеем

$$E'_{m,t}(\vec{k}; N) = \frac{e^{ix}}{2\pi^{2}g} \cdot \frac{e^{-iL_{m}\lambda_{0}}}{Q_{N}} \left\{ P''N_{2}e^{i\lambda_{0}b} \left[ Q_{N-m} \sum_{k=1}^{m-1} U_{k-1} e^{ik\varphi} + U_{m-1} \sum_{k=m}^{N-1} Q_{N-k} e^{ik\varphi} \right] + P'e^{i\lambda_{0}a} \left[ Q_{N-m} \sum_{k=1}^{m} Q_{k} e^{i(k-1)\varphi} - M_{1}N_{2}U_{m-1} \sum_{k=N+1}^{N-1} U_{m-k-1} e^{i(k-1)\varphi} \right] \right\}.$$
(39)

Последняя формула совпадает с (36), в чем легко убедиться, подставив в (36) явные значения коэффициентов

$$r_k, r_k, \eta_{k< m}^k, \eta_{k>m}^k, \eta_{k>m}^k$$
 H  $P_{N, k}$ .

Сделав аналогичные преобразования с формулой (15) работы [4], придем к следующему выражению:

$$E_{m,l}^{''}(\vec{k}; N) = \frac{ei\alpha}{2\pi^{2}g} \cdot \frac{e^{l(a+b)m\lambda_{e}}}{Q_{N}} \Big\{ P^{''} \Big[ Q_{m} \sum_{k=m}^{N-1} Q_{N-k} e^{lk\varphi} - M_{1}N_{2}U_{N-m-1} \sum_{k=1}^{m-1} U_{k-1} e^{lk\varphi} \Big] + P^{\prime}N_{2}e^{l(a+b)\lambda_{0}} \Big[ Q_{m} \sum_{k=m+1}^{N-1} U_{N-k-1} e^{l(k-1)\varphi} + U_{N-m-1} \sum_{k=1}^{m} Q_{k} e^{l(k-1)\varphi} \Big] \Big\}.$$

$$(40)$$

С другой стороны, подставив в формулу (37) явные выражения для входящих туда коэффициентов, получим формулу (40).

Таким образом мы показали, что построенные нами решения (36) и (37) совпадают с решениями задачи, полученными в работе [4].

8. В заключение произведем в формулах (34) и (35) суммирование по *m*. В результате получим

$$E_{N,t}'(\vec{k}; N) = \frac{ei\chi}{2\pi^{2}g} \frac{e}{Q_{N}T} \{P'[Q_{N} - O_{N+1}e^{-i\varphi} + \frac{e^{-iN\varphi}}{Q_{N}T}] + P''N_{2}e^{i(b-a)\lambda_{*}}(U_{N-2} - U_{N-1}e^{-i\varphi} + e^{-iN\varphi})\}, \quad (41)$$

$$E_{0,t}^{*}(\vec{k}; N) = \frac{eix}{2\pi^{2}g} \frac{{}^{\mathsf{F}} e^{-2l\varphi}}{Q_{N}T} \{P^{\prime\prime} [Q_{N} - Q_{N+1}e^{l\varphi} + e^{lN\varphi} (N_{1}e^{l\varphi} - 1)] + P^{\prime}N_{2}e^{l(a+b)\lambda_{2}} (U_{N-2} - U_{N-1}e^{l\varphi} + e^{lN\varphi})\}.$$
(42)

Такие же формулы можно получить, если выразить в формулах (16) и (22) работы [4] величины B и C через A и D, которые в свою очередь записать через P' и P''.

Так как полиномы Чебышева  $U_m(\zeta)$  и функции  $Q_m(\zeta)$  играют в вышеприведенных выражениях важную роль, то приведем некоторые формулы, которые можно вывести, исходя из общего определения [9] полиномов Чебышева. А именно, приведем выражение для этих полиномов в виде конечного ряда:

$$U_{m}(\zeta) = \sum_{n=0}^{\left[\frac{m}{2}\right]} (-1)^{n} {\binom{m-n}{n}} (2\zeta)^{m_{j}-2n}, \qquad (43)$$

где  $\left[\frac{m}{2}\right]$  есть целое меньшее числа  $\frac{m}{2}$ ,  $\binom{m-n}{n}$  есть число всех сочетаний из m-n элементов по n. Так как в нашем случае

$$2\zeta = N_1 + M_2 = N_1 \left( 1 + \frac{1}{N_1^2} + \delta_1 \right),$$

где

$$\delta_1 = \frac{M_1 N_2}{N_1^2} = -\frac{G^2}{F^2} e^{2\Omega_0 b}, \qquad (44)$$

то выразим Um (С) через N1 и о1:

$$U_{m}(\zeta) = N_{1}^{m} \sum_{n=0}^{m} \delta_{1}^{n} \sum_{k=0}^{m-n} \frac{\binom{n+k}{n}\binom{m-k}{n}}{N_{1}^{2k}}.$$
 (45)

С помощью этой формулы и определения Qm можно получить

$$Q_m(\zeta) = N_1^m \left[ 1 + \sum_{n=1}^{m-1} \delta_1^n \sum_{k=0}^{m-n-1} \frac{\binom{n-1+k}{n-1} \binom{m-1-k}{n}}{N_1^{2k}} \right].$$
(46)

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР,

Ереванский физический институт

Поступила 11. VII 1969

## **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. В. Е. Пафожов, ЖЭТФ, 33, 1074 (1957).
- 2. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян, ЖЭТФ, 35, 1282 (1958); Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, том 12, № 3 (1959).
- 3. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
- 4. В. А. Аракелян, Г. М. Гарибян, Э. А. Нальян, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, вып. 5 (1969).
- 5. М. Р. Магомедов, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 170 (1967).
- 6. В. Е. Пафомов, ЖЭТФ, 47, 530 (1964).
- 7. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
- 8. J. A. Fleck, Jr., Journ. Appl. Phys., 34, 2997 (1963).
- 9. Д. С. Кузнецов, Специальные функции. Москва, 1965.

## ԹኮԹԵՂՈՒՄ ԵՎ ԹኮԹԵՂՆԵՐԻ ՇԵՐՏՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԻ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ԴԵՆԵՐԱՑԻԱՅԻ ԽՆԳՐԻ ՀՈՒԾՈՒՄԸ ՀԱՑՏՆԻ ԵՎ ԱՎԵԼԻ ԷԼԵՄԵՆՏԱՐ ԳԱՇՏԵՐԻՑ ԿԱՌՈՒՑՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ

#### 4. U. U.A.P. BLSUL, 9. U. QUPPABUL

Թիթեղում և թիթեղների շերտում լիցջի առաջացրած ճառագայթման համար ստուցված բանաձևերը բերված են նոր տեսջի և ցույց է տրված, որ այդ բանաձևերը ունեն պարդ ֆիզիկական իմաստ, ջանի որ կարող են կառուցվել ավելի պարզ արտահայտությունների միջոցով.

Այսպես օրինակ՝ Թիթեղի դեպքում լուծումը կարելի է կառուցել մեկ բաժանման սահման ունեցող միջավայրի դեպքում ճառագայթման խնդրի լուծումներից հաշվի առնելով Թիթեղի մեջ Տառագայթման տարածման օրենքները։ Թիթեղների շերտի դեպքում բավական է իմանալ մեկ Թիթեղի համար խնդրի լուծումը և հաշվի առնելով շերտավոր միջավայրում ճառագայթման ունեցող միջավայրը լուծումը և հաշվի առնելով շերտավոր միջավայրում ճառագայթման Այսպես օրինակ՝ Թիթեղի դեպքում լուծումը կարելի է կառուցել մեկ բաժանման սահման սահնեցում հայտելու հանցում հատուտությունները հանցում հանցում հատուտություն հանցում հատուտում հատուտություն հանցում հետուտությունները Այսպես օրինակ՝ Թիթեղի դեպքում լուծումը կարելի է կառուցել մեկ բաժանման սահման տես հանցում է հատուտությունները հատուտությունները հատուտություն հատուտությունները հետուտուտուտուտություն հատուտությունների հանցում հատուտությունները հատուտությունների հանցում հատուտություն հատուտությունների հատուտությունների հատուտուտություն հետուտությունների հատուտուտություն հատուտուտություն հատուտուտությունների հետուտուտություն հետուտուտուտում հատուտությունների հատուտությունների հատուտությունների հատուտությունների հատությունների հետուտուտությունների հետուտությունների հատուտուտուտությունների հետուտությունների հետուտություն հատուտությունների հետուտուտուտությունների հետությունների հետուտությունների հետուտում հետուտությունների հետուտությունների հետուտություն հետուտուտությունների հետուտուտությունների հետությունների հետուտուտությունների հետուտությունների հետուտուտուտությունների հետուտությունների հետուտուտուտություն հետությունների հետուտուտությունների հետուտուտություն հետուտուտությունների հետուտուտություն հետուտությունների հետուտուտությունների հետուտությունների հետություն հետուտությունների հետուտուտությունների հետուտություն հետություն հետուտությունների հետություն հետուտություն հետուտություն հետություն հետություն հետուտուտո հետությունների հետուտուտուտություն հետուտություն հետություն հետուտություն հետություն հետություն հետուտություն հետություն հետություն հետություն հետություն հետո

# THE SOLUTION FOR A PROBLEM ON RADIATION GENERATION BY A MOVING CHARGE IN A PLATE AND IN A STACK OF PLATES BY THE METHOD OF DERIVATION FROM FAMILIAR AND MORE ELEMENTARY FIELDS

## V. A. ARAKELIAN, G. M. GARIBIAN

The formulas, previously derived for radiation produced by a charge in a plate and in a stack of plates are transformed to a new form. These formulas are shown to have a clear physical meaning since they can be derived from more elementary expressions. Namely, in the case of a plate they can be derived from the solutions of a problem for one interface of media, taking into account of laws of pradiation propagation in a plate. While in the case of a stack of plates it is sufficient to know the solution of a problem for one plate and to take into account the laws of radiation propagation in a laminated medium.

# ГЕНЕРАЦИЯ НУКЛОННЫХ ИЗОБАР ПРИ ВЗАИМО-ДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 24 Гэв/с С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

## Д. А. ГАЛСТЯН

Изучена генерация изобар при P-N взаимодействии при 24  $\Gamma_{SB/C}$ методом ядерных фотоэмульсий в сильном магнитном поле. Наблюдено образование изобары 1,24  $\Gamma_{SB/C^2}$ . Для  $N^*$  (1,24  $\Gamma_{SB/C^2}$ ) с  $\gamma^* > 10 P$  и  $\pi$ -мезон в СШМ имеют симметрично-анизотропное угловое распределение, что согласуется со спином изобары 3/2. Угловое распределение продуктов распада медленнной изобары ( $\gamma^* < 10$ ) асимметрично, протоны летят назад, а  $\pi$ -мезоны — вперед.

В последнее время вопрос о роли изобарного механизма в процессе генерации  $\pi$ -мезонов при взаимодействии  $\pi$ -мезонов и протонов с нуклонами и ядрами приобретает интерес. Как показывают многочисленные исследования, выполненные с помощью пузырьковой камеры и электроники, сечение генерации нуклонных изобар для (P-P) соударения с энергией от 6,0 до 30 Гэв/с и передаваемого импульса от 0,04 до 5,0 (Гэв/с)<sup>2</sup> составляет примерно 6<sup>0</sup>/<sub>0</sub> от сечения неупругого рассеяния  $\sigma_{\mu\gamma} \simeq 30$  мбн [1]. Причем, с увеличением энергии налетающей частицы происходит возбуждение более тяжелых изобар. Изобара с массой 1238 Мэв/с<sup>2</sup> подавлена уже при энергии налетающей частицы  $E \gtrsim 11$  Гэв [2].

Изучение взаимодействия протона с ядрами  $H_2$ , Ве и Рb с импульсом 18.8 и 23.1 Гэв/с также указывает на немалую роль изобарного механизма в процессе генерации энергичных  $\pi$ -мезонов [3]. Авторы работы указывают на генерацию изобары с изоспином 1/2 и с массой 1518 и 1688 Мэв/с<sup>2</sup>. Несмотря на это, имеются работы, выполненные с помощью водородной камеры, в которых наблюдается генерация легкой изобары в соударениях (P-P) с импульсом 10 Гэв/с [4] и 24 Гэв/с [5]. Данная работа является первой попыткой с помощью метода ядерных фотоэмульсий исследовать процесс генерации нуклонных изобар из взаимодействия (P-N).

Фотоэмульсионная стопка Ильфорд G-5 толщиной 600 мк облучалась протонами церновского синхротрона с импульсом 24 Гэв/с при наличии магнитного поля с напряженностью  $H \simeq 180$  Кис. Поиск событий-взаимодействий—проводился просмотром вдоль следа первичного протона. Было выделено 180 взаимодействий, удовлетворяющих критериям  $n_h \leqslant 3$ ,  $n_g \leqslant 1$ . Импульс и знак заряда вторичных частиц определялись по отклонению следа частицы в магнитном поле. Таким образом было обработано  $\gtrsim 800_0^{\prime}$  следов вторичных частиц, поэтому при расчете различных физических величин поправки на геометриче-

ский фактор не вводились. Подробности методической части эксперимента можно найти в работе [6].

Для группы надежно идентифицированных частиц (протона и т-мезонов), летящих в переднюю полусферу в СЦМ сталкивающихся нукдонов проводился расчет эффективных масс. На рис. 1а и 16 приведе-



Рис. 1. Распределение эффективных масс комбинаций P с одним или несколькими  $\pi$ -мезонами для звезд с а) n < 5; б) n < 5; в) распределение эффективых масс всевозможных комбинаций  $P\pi$  из реакций  $P+N \rightarrow N+N+\pi+\pi$  совместно с фазовыми кривыми.

ны эффективные массы частиц;  $P\pi^+$  отмечены крестиками,  $P2\pi - кру$  $жочками и <math>P3\pi - треугольниками для взаимодействий с малой <math>n \ll 5$ (рис. 1а) и большой n > 5 (рис. 16) множественностями,  $n = n_s + n_g$ . На рисунках наблюдаются максимумы при значениях  $M_{P\pi}$  в интервале 1,1+1,3  $\Gamma_{98}/c^2$ ,  $M_{P\pi}$  в интервале 1,5-1,7  $\Gamma_{98}/c^2$ . Из 55 значений эффективных масс в 29 случаях P и  $\pi$ -мезон вылетают в виде узких струй с углом разлета  $\leq 4,0^\circ$  в л.с.к., указанные значения отмечены на рисунке штрихами. На рис. 16 отложены 73 значения эффективных масс, полученных для звезд с большой множественностью, n > 5. Как видно, с увеличением множественности появляются большие значения  $M_{вф\phi}$ . Указанные события характеризуются также большие значением квадрата 4-х мерного передаваемого импульса. В данной работе события с большия значением  $M_{в\phi\phi}$  не анализировались ввиду малой статистики. Изучение их представляет интерес с точки зрения генерации тяжелых изобар в высокоэнергичных взаимодействиях. Наличие изобар в высокоэнергичных взаимодействиях может быть обнаружено при сравнении распределения эффективных масс всевозможных комбинаций частиц, скажем  $P\pi$ , с фазовой кривой, рассчитанной для конкретной реакции. С этой целью для реакции  $P + N \rightarrow$  $\rightarrow N + N + \pi + \pi$  проводился расчет эффективных масс комбинаций  $P\pi$ . На рис. 1в приводится распределение  $M_{\rm sph}$  совместно с фазовой кривой, рассчитанной с учетом генерации одного  $\pi^{\circ}$ ,  $N_{\pi^{\circ}} = 1,0$  или двух  $\pi^{\circ}$ ,  $N_{\pi^{\circ}} = 2,0$ . Фазовая кривая расходится с гистограммой: изобара 1,24 Гэв/с выделяется из взаимодействия. Распределение эффективных масс комбинаций частиц  $P\pi\pi$  из той же реакции довольно широкое и  $\simeq 70^{\circ}/_{\circ}$  значений лежат между 1,5—1,7 Гэв/с<sup>2</sup>. Разделить изобары с массой 1,5 и 1,7 Гэв/с<sup>3</sup> не удалось вследствие малой статистики.

Наконец, делалась попытка выделить пл-резонансные состояния из взаимодействия. В распределении по эффективным массам пл-частиц резонансные состояния не выделяются. Аналогичный результат получен при тех же первичных энергиях в экспериментах в водородной камере [5].

Для частиц  $P\pi^+$ ,  $P\pi^-$  с эффективной массой в интервале 1,13— 1,30 Гэв/с<sup>2</sup> строились распределения по  $\gamma^*$ —лоренц-фактору изобары в лабораторной системе координат, рис. 2а ( $P\pi^+$ ) и 26 ( $P\pi^-$ ). Распре-





деление по множественностям взаимодействий, в которых происходит генерация быстрых ( $\gamma^* > 10$ ) и медленных ( $\gamma^* < 10$ ) изобар приводится на рис. 3. Как видно, быстрая изобара генерируется в малых звездах, средняя множественность  $\langle n_{s} \rangle = 3,1\pm0,70$ , а медленная изобара ра — в больших звездах, средняя множественность  $\langle n_s \rangle = 5,5\pm1,20$  (указанные ошибки статистические).

По нашим данным [6] средний импульс протона уменьшается с увеличением множественности, в то время как средний импульс π-мезонов как положительных, так и отрицательных остается без изменения. Лоренц-фактор изобары определяется в основном лоренц-фактором протона.

Быстрая и медленная изобары с массой 1,24 Гэв/с<sup>2</sup> различаются не только множественностью взаимодействия, где они генерируются,



Рис. 3. Распределение по множественности взаимодействий, где происходит генерация изобары  $1,24 \ \Gamma se/c^2$  $\gamma^* < 10$  и  $\gamma < 10$ .



Рис. 4. Угловое распределение вторичных протонов и  $\pi$ -мезонов в системе покоя изобар: а) для  $\gamma^* > 10$ ; 6) для  $4 < \gamma^* < 10$ .

но еще и угловым распределением вторичных P и π-мезона в системе покоя изобары. На рис. 4а и 46<sup>3</sup> отложены углы вылета протонов сплошная гистограмма и π-мезонов — пунктирная гистограмма в системе покоя изобары 1,24  $\Gamma s / c^2 c \gamma^* > 10$  (рис. 4a) и  $\gamma^* < 10$  (рис. 4b). Из рис. 4а видно, что угловое распределение протонов и π-мезонов анизотропно, но симметрично относительно значения  $\theta^* = \pi/2$ , распределение согласуется с кривой, проведенной в предположении спина изобары 3/2. Для ориентированного спина 3/2 угловое распределение вторичных протона и π-мезона в системе покоя изобары имеет вид  $1+3 \cos^2 \theta^*$ . По рис. 46 угловое распределение частиц асимметрично и анизотропно, причем протоны летят назад, а π-мезоны — вперед в системе покоя изобары.

Изобары с эффективной массой в интервале 1,40–1,60  $\Gamma$ эв/с<sup>2</sup> и 1,61–1,78  $\Gamma$ эв/с<sup>2</sup> могут иметь каскадный распад  $M^* \rightarrow (P\pi) + \pi_1$ , причем эффективная масса комбинации ( $P\pi^{\pm}$ ) попадает в интервал 1,13– 1,39  $\Gamma$ эв/с<sup>2</sup>. На существование таких распадов указывалось в докладе Гольдхабера [7]. Каскадность распада изобары может быть отражена в распределении по углу разлета вторичных  $\pi$ -мезона и протона, при<sup>-</sup> чем угол  $\hat{P}\pi$  от распада легкой изобары должен быть меньше, чем угол между протоном и первым  $\pi_1$ -мезоном от распада  $M^* \rightarrow (P\pi) + \pi_1$ . Согласно кинематике соударения максимальный угол разлета вторич-

2 Известия АН АрмССР, Физика, № 6

ных π-мезонов и протона в лабораторной системе координат определяется массой изобары M\* и ее импульсом P<sub>I</sub> в Λ-системе.

$$\sin \theta^*_{\max 1, 2} = \frac{M^* P^*}{m_{1, 2} P_1},$$

где индексы 1, 2 относятся к частицам с массами  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $P^*$ —импульс частиц в системе покоя изобары:

$$P^* = \frac{1}{2M^*} \sqrt{(M^{*2} - (m_1 + m_2)^2)(M^{*2} - (m_1 - m_2)^2)}.$$

При распаде изобар  $M^* = 1,51 \ \Gamma_{\Im B}/c^2$  и 1,71  $\Gamma_{\Im B}/c^2$  на легкую изобару  $M^* = 1,24 \ \Gamma_{\Im B}/c^2$  и  $\pi$ -мезон, угол вылета  $\pi$ -мезона будет равен 9° и 14° соответственно, а угол вылета  $\pi$ -мезона при последующем распаделегкой изобары — 7° и 7,5°.

На рис. 5а и 56 показаны распределения углов вылета для 26 *т*-мезонов из 13 событий ( $P\pi^+\pi^-$ ) с  $P_1 > 20$  Гэв/с. Из них в 4-х слу



Рис. 5. Распределение по углу разлета π-мезон-протон для  $P\pi^+\pi^-$  с эффективной массой в интервале: a) 1,4—1,6 Гэв/с<sup>2</sup>; 6) 1,6—1,78 Гэв/с<sup>2</sup>.

чаях угол вылета одного из  $\pi$ -мезонов оказался >8°. Углы [частиц в лабораторной системе координат измерялись с точностью  $\simeq 0,5^{\circ}$ . [Таким образом, по крайней мере примерно, в  $30^{\circ}/_{\circ}$  случаев распад изобары происходит, по-видимому, по каскаду.

Экспериментальный материал, использованный в данной работе, был получен фотогруппой лаборатории Космических лучей ФИАН СССР при участии автора в просмотре и обработке звезд. Автор выражает благадарность Г. Б. Жданову и М. И. Третьяковой за разрешение публиковать полученные результаты, а также всем сотрудникам и лаборанткам, принимавшим участие в обработке материала. Интерпретация этого материала лежит целиком на ответственности автора.

В заключение хочется выразить благодарность В. М. Харитонову за внимание и помощь в работе.

Ереванский физический институт

Поступила 19.11.1969

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. W. Anderson, E. I. Blaser et. al., Phys. Rev. Lett. 16, 855 (1966).
- 2. G. Cocconi, E. Lellethun et. al., Phys. Lett., 8, 134 (1964).
- 3. D. Dekkers, I. A. Geibel et. al., Phys. Rev., 137, B962 (1965).
- 4. S. P. Almeida, H. W. Atherton et. al., Phys. Lett., 14, 240 (1965).
- 5. S. Nillson, F. Breivik et. al., Nuovo Cim., 43A, 716 (1966).
- 6. Д. А. Галстян, Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, М. Н. Щербакова, М. М. Чернявский, ЖЭТФ, 51, 417 (1966).
- 7. G. Goldhaber et. al., Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.

# ՆՈՒԿԼՈՆԱՅԻՆ ԻԶՈԲԱՐՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ 24 ԳԷվ/շ ԻՄՊՈՒԼՍ ՈՒՆԵՑՈՂ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈԷՄՈՒԼՍԻԱՑԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

#### 2. U. AULUSSUL

Пипийишериվше է իզորшривер цийершали (p-N) фарицаран Вийе сталийица и иска за право право с право

# GENERATION OF THE NUCLEON ISOBAR IN INTERACTION OF 24 GEV/c MOMENTUM PROTONS WITH THE NUCLEUS OF PHOTOEMULSION

## G. A. GALSTIAN

The isobar generation in p-N interaction with 24 Gev/c momentum was investigated by means of the nuclear photoemulsion method in a strong magnetic field. An isobar of 1.24 Gev/c<sup>2</sup>; was observed. The angular distribution of P and  $\pi$ -meson from  $N^*$  (1.24 Gev/c<sup>2</sup>) with  $\gamma^* > 10$  in C.M.S. is symmetrical and anisotropical, which agrees with spin 3/2 for the isobar. The angular distributions of slow isobar ( $\gamma^* < 10$ ) decay are asymmetrical, protons being ejected backward, but  $\pi$ -mesons forward.

# О СВЯЗИ СТРУКТУРНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ Ві<sub>2</sub>О, ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

## т. с. золян

В работе, наряду с уточнением кривой температурной зависимости удельного сопротивления р  $Bi_2O_3$ , показана отчетливая связь электрических и структурных свойств  $Bi_2O_3$  в широком температурном днапазоне. Исследованная зависимость между током и напряжением расплава  $Bi_2O_3$ , наряду с другими данными, указывает на значительную долю ионной составляющей проводимости, что позволяет отнести переход  $Bi_2O_3$  в жидкое состояние к типу полупроводник-полупроводник со смешанной проводимостью.

Одним эз первых веществ, обнаруживших полупроводниковые свойства как в твердом состоянии, так и при переходе в жидкую фазу после плавления, явилась двухтрехокись висмута Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

На это свойство Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> было впервые обращено внимание академика А. Ф. Иоффе с сотрудниками [1]. Дальнейшее систематическое исследование физико-химических свойств полупроводников при плавлении и в жидком состоянии было продолжено А. Р. Регелем, которое убедительно показало наличие полупроводимости у ряда жидкостей, что привело к появлению целого класса жидких полупроводников [2].

Согласно классификации, предложенной А. Р. Регелем, все полупроводники по характеру изменения электрических свойств при плавлении подразделяются на два типа переходов из твердс. о состояння в жидкое:

I. Полупроводник  $\rightarrow$  полупроводник (Bi<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, Cu<sub>2</sub>S, CdTe и др.).

II. Полупроводник → металл (Ge, Si, соединения А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> и т. д).

Сохранение полупроводниками первого типа полупроводимости в жидкой фазе, подтверждая мысль Я. И. Френкеля об отсутствии принципиальной разницы между твердой и жидкой фазами вблизи точки плавления [3], указывает на ограниченность зонной теории твердого тела, построенной на представлении о правильной периодичности кристаллической решетки вещества. В то же время оно доказывает справедливость точки зрения о том, что условия образования и движения свободных электронов обусловливаются, в основном, ближним порядком в расположении атомов, а именно, их геометрией и межатомными расстояниями, числом и химической природой ближайших соседей, расположенных в первой координационной сфере, а состояние самого вещества играет побочную роль [4]. Изменения структуры и характера химической связи, происходящие в веществе, непосредственно отражаются на его электропроводности с, одной из наиболее чувствительных и надежно измеряемых характеристик вещества. Ввиду этого при исследовании изменений структуры при плавлении и дальнейшем нагреве вещества электропроводность принята в качестве одного из основных исследуемых параметров.

Как указывалось выше, Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> явился одним из первых обнаруженных жидких полупроводников [1].

Действительно, представленная [1, 2] кривая температурной зависимости сопротивления образца Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в твердом состоянии, при плавлении и в жидкой фазе не имеет резких переходов (рис. 1), демонстрируя, таким образом определяющую роль ближнего порядка [4].



Рис. 1. Изменение сопротивления Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> от температуры) согласно предыдущим работам [2, 4].

Надо заметить, что Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> является одним из мало изученных полупроводников, причем имеющиеся данные относятся, в основном, к твердому состоянию до 700°C.

Выше же 700°С имеются лишь единичные работы по исследованию перехода в жидкую фазу и по самому жидкому состоянию о Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ввиду сильно коррозирующего действия расплава на тугоплавкие металлы электродов (N, Mo, Pt и др.) и материалы огнеупорных контейнеров (силикаты, фарфор, кварц и т. д.).

Ввиду отсутствия анализа на электронную и ионную составляющую проводимости  $\sigma = \sigma_{9\pi} + \sigma_{нон}$ , что является необходимым при определении полупроводимости в твердом и жидком состоянии [4], 'а также в целях уточнения и пополнения "данных нами была предпринята попытка воспроизвести измерения электропроводности Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в широком температурном интервале [5].

Однако первые же попытки оказались "неудачными", причем расхождение доходило до 2-х порядков (!) измеряемой величины. Повторные измерения дали те же результаты.

Тогда были проведены эксперименты в условиях, близких к описанным в предыдущих работах [2, 4], и были получены почти аналогичные результаты.

Причиной столь большого расхождения оказалась выбранная в работах [2, 4] методика измерений на постоянном токе, которая при измерении электропроводности Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при температурах выше 700°С и особенно в жидкой фазе приводила к электролизу Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Принятая же нами методика измерений на переменном токе [6] естественно была свободна от этого недостатка. При одновременном измерении электропроводности как [на переменном, так и на постоянном токе [5] были получены как те, так и другие результаты (рис. 2).



Рис. 2. Изменение удельного сопротивления р Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> от температуры при измерениях на постоянном и переменном токе.

Таким образом, было показано, что причиной значительного отклонения электропроводности (на 2 порядка) являлась ионная составляющая электропроводности, которая при измерениях на постоянном токе, начиная с температуры около 730°С, приводит к обильному накоплению продуктов электролиза на электродах, что и вызывает значительное изменение проводимости Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при высоких температурах. Так на рисунке 3 показано изменение сопротивления Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> от времени





измерения вблизи температуры перехода, при прохождении постоянного тока в 0,2 mA.

Для более четкого суждения о наличии ионной составляющей

электропроводности в жидкой фазе была снята вольт-амперная характеристика U = f(I) (рис. 4). В отличие от полупроводников с чисто электоронной проводимостью, имеющих график прямой пропорциональности между током I и напряжением U, вольт-амперная характеристика U = f(I) расплава  $Bi_2O_3$  при фиксированной температуре 925°C имеет





нелинейную зависимость напряжения U на образце от протекающего по нему тока I, не подчиняющуюся закону Ома, типичную для электролитической проводимости [[7].

Таким образом, на примере Ві<sub>2</sub>О<sub>3</sub>, была выявлена возможность еще одного перехода полупроводника из твердого состояния в жидкое: полупроводник→полупроводник со смешанной проводимостью.

Более тщательные измерения электропроводности на переменном токе позволили также обнаружить ряд интересных особенностей температурного хода удельного сопротивления р в широком интервале температур, в особенности в области фазовых переходов (рис. 5).

Как видно из последнего рисунка кривые нагрева и охлаждения р имеют явно выраженный "гистерезис" и точки резкого перехода, где измеряемая величина изменяется скачком на несколько порядков.

Первоначально указанные явления не находили своего прямого объяснения,





ввиду отсутствия ясности в фазовых переходах Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при высоких тем-

пературах (полная фазовая диаграмма системы Bi-O отсутствует [8]) Однако последующие работы [9], посвященные высокотемпературному. рентгеноструктурному анализу полиморфных превращений Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и связанных с ними изменений элементарной ячейки Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, внесли ясность в этот вопрос. Соединение Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> может иметь ряд полиморфных модификаций, имеющих различную кристаллическую структуру в зависимости от способа приготовления и особенно от термической обработки образца.

В настоящее время считается, что Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> имеет две устойчивые и две метастабильные модификации.

а)  $\alpha$ —Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> низкотемпературная моноклинная (псевдоорторомбическая) фаза с постоянной решетки a = 10,93 Å и C = 5,63 Å устойчива до  $730^{\circ} \pm 5^{\circ}$ C.

6)  $\delta - Bi_2O_3$  высокотемпературная кубическая гранецентрированная модификация, устойчивая от температуры 730°С до плавления при 825°±5°С с постоянной решетки  $\alpha = 5,66$  Å (при 750°С).

в)  $\beta - \text{Bi}_2\text{O}_3$  метастабильная тетрагональная или псевдокубическая фаза с a = 10,93 Å и C = 5,63 Å, получается переохлаждением  $\delta - \text{Bi}_2\text{O}_3$  при 650°C.

г)  $\gamma - \text{Bi}_2\text{O}_3$  метастабильная объемно-центрированная кубическая фаза с a = 10,245 Å или a = 10,268 Å [10], также получается переохлаждением  $\delta - \text{Bi}_2\text{O}_3$ .



Рис. 6. Измечение объема элементарной ячейки Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> от температуры согласно рентгеноструктурным данным [9].

Как легко видеть из графика температурной зависимости объема элементарной ячейки  $Bi_2O_3$  (рис. 6) скачкообразный переход  $\alpha$ — $Bi_2O_3$ в  $\delta$ — $Bi_2O_3$  при температуре около 730°C и переход этой фазы в жидкое состояние при точке плавления 825°C, кривая гистеризиса при обратном переходе при 650°C, также как и прочие структурные изменения, четко фиксируются и на графике электропроводности (рис. 5) и таким образом показывают непосредственную взаимосвязь.

Особенно интересно отметить, что резкое изменение объема ячейки при переходе в высокотемпературную модификацию сопровождается скачком проводимости на три порядка, тогда как переход в жидкую фазу происходит плавно с изменением проводимости лишь в 2 раза.

Это еще раз показывает доминирующую роль ближнего порядка и вторичность самого состояния фазы вещества в огределении электрических свойств полупроводника.

## Выводы

Таким образом, в результате проведенного исследования оказалось возможным:

1. Уточнить кривую температурной зависимости удельного сопротивления Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в широком температурном диапазоне и при переходе в жидкое состояние, пополнив ряд отсутствующих в литературе данных (скачки, гистерезис и т. п.).

2. Показать наглядно связь структурных изменений от температуры с электрическими свойствами Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

3. Указать на существование заметной ионной составляющей в Bi<sub>2</sub>O<sub>4</sub> при высоких температурах и в жидком состоянии.

4. Рекомендовать при проведении аналогичных исследований целесообразность одновременных измерений электропроводности полупроводников на постоянном и переменном токе.

5. На примере Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в дополнение к классификации А. Р. Регеля выявить возможность существования нового типа переходов полупроводников из твердого состояния в жидкое: полупродник → полупроводник со смешанной проводимостью.

6. Подтвердить доминирующую роль ближнего порядка на примере перехода Ві<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в жидкое состояние.

Институт радиофизики и электроннки АН Армянской ССР

Поступила 1.IX.1969

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Иоффе. Юбилийный сборник. Изд. АН СССР, 1947.

2. А. Р. Регель. Докторская диссертация. ЛГУ, 1956.

3. Я. И. Френкель. Избранные сочинения, Изд. АН СССР, 1959.

4.E.A. F. Ioffe, A. R. Regel, Progress in semiconductors. 4. London, 1960.

5. Т. С. Золян и А. Р. Регель. ФТТ, 5, 2420 (1963).

6. Т. С. Золян и А. Р. Регель. ФТТ, 6, 1520 (1964).

7. П. Н. Антипин в С. Д. Важенин. Электрохимия расплавленных солей. Метал лургиздат, 1964.

8. А. Е. Вол. Строение и свойства двойных металлических систем. Металлургиздат, 1962.

9. B. M. Levin, R. S. Roth. J. Res. NBS, 68A, 189 (1964).

10. L. A. Sillen. Arku Kemi, Mineral. Giol. 12A, 1 (1937).

# ԲԱՐՁՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ԲԱՂԱԴՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿԱՊԻ ՄԱՍԻՆ

#### S. U. 2018UL

Աշխատանքում Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> տեսակարար դիմադրու**թ**յան ջերմաստիճանային կախման կորի ճըշտման հետ մեկտեղ ցույց է տրված Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> էլեկտրական և բաղադրական հատկու**թ**յունների որոշակի կապը ջերմաստիճանի լայն դիապաղոնում, հալույթը հոսանքի և լարվածության միջև կախվածության հետաղոտությունը այլ տվյալների հետ մեկտեղ ցույց է տալիս հաղորդականության իոնալին բաղադրիչի դգալի մաս, որը թույլ է տալիս Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> անցումը հեղուկ վիճակին վերագրել կիսահաղորդիչ  $\rightarrow$  կիսահաղորդիչ խառը հաղորդականությանը տիպին,

## ON RELATIONSHIP BEVTEEN ELECTRIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> AT HIGH TEMPERATURES

#### T. S. ZOLIAN

The paper deals with the relationship between electric and structural properties of Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> at high temperatures.

It is shown that at high temperatures a cosniderable ionic conductivity is observed in Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ МЕТОДОМ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

## Я. М. ПОГОСЯН, Л. А. ХРИМЯН, С. Д. ГЕВОРКЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Предлагается метод расчета дисперсии показателя преломления при многолучевой интерферометрии. Здесь показатель преломления определяется, мивуя предварительную оценку величины порядка интерференции, что исключает возможные ошибки, связанные с неточной оценкой k.

В связи с бурным развитием тонкопленочной электроники многолучевая интерференция прочно заняла свое место в физических методах исследования тонких слоев. Если Толанский [1] при разработке этой методики указывал на возможность применения многолучевой интерференции для оценки степени шероховатости исследуемой поверхности и толщины тонких слоев, то дальнейшее усовершенствование этого метода позволило определить толщину тонких слоев с TOTностью параметра решетки, а также измерить ряд других важных физических параметров. В принципе метод многолучевой интерференции или метод полос равного хроматического порядка довольно прост. Трудность здесь в экспериментальном отношении заключается в получении узких и вертикальных полос, позволяющих оценить их длины волн со спектроскопической точностью. С другой стороны, можно правильно оценить порядок интерференционных полос и корректно учесть дисперсию фазового сдвига при отражении света от металлических поверхностей. Порядок интерференционных полос оценивается по формуле

$$\dot{k} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 - \lambda_1} (\lambda_0 \times \lambda_1 - (1))$$

длины волн двух соседних интерференционных полос), в которой не учитывается дисперсия фазового сдвига  $f(\lambda)$ .

Последнее обстоятельство, как было отмечено в работе [2], вместе с ошибкой, вносимой неточной оценкой длин воли интерференционных полос при работе с высокими порядками, может привести к ошибке определяемого порядка на целое число.

С целью исключения возможных ошибок, связанных с неточной оценкой "k" и с дисперсией фазового сдвига, обычно прибегают к гра фическим методам, предложенным [3] Шкляревским, Коестером [4], Коелером [5] и некоторыми авторами настоящей работы [6], [2].

При определении дисперсии показателя преломления задача оценки порядка интерференции еще больше осложняется, так как наряду с вышеуказанными факторами здесь необходимо знание показателя преломления (*n*), по крайней мере для двух длин волн. При работе с жидкостями с большой дисперсией n, всякое усреднение  $f(\lambda_1) = f(\lambda_0)$  и  $n_1 = n_0$  может служить источником грубой ошибки.

По применению многолучевой интерференции для определения дисперсии показателя преломления нам известны две работы [7, 8]. В первой из них [7] дисперсия как фазового сдвига, так и показателя преломления авторами не учитывается вообще. Во второй [8] прибегают к рефрактометрическому методу определения значения показателя преломления для двух длин волн.

В настоящей работе предлагается новый метод определения дисперсии показателя преломления с помощью полос равного хроматического порядка, исключающий необходимость знания порядка интерференции.

## Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Оптический клин представляет собой две пластины, одна их которых покрыта полупрозрачным слоем серебра, а вторая — непрозрачным слоем серебра со ступенькой (высота ступеньки  $\Delta t \approx 400 + 500$  Å).

Вначале снимается интерферограмма такого клина и грубо оценивается высота этой ступеньки. Затем между этими пластинами наносится исследуемая жидкость и также грубо оценивается величина показателя преломления (*n*). Зная порядок величин  $\Delta t$  и *n* можно приготовить ступеньку такой толщины, с которой после нанесения жидкости можно получить интерферограмму с одной совпадающей парой полос в интересующей нас области спектра. Такая интерферограмма приведена на рис. 1 и ее схематическое пояснение на рис. 2. Значения длин волн соответствующих полос приведены в табл. 1.

	Таблица 1	
Верхняя ступенька	Нижвяя	ступенька
5282,7	5248,9	
5502,0	5476,6	
5743,5	5728,5	
6006,8	6006,8	
6281,5	6296,10	

Для интерференционных полос соответствующей верхней ступеньки (рис. 2) имеем следующее выражение:

$$2t_1 = \frac{k\lambda_0}{n_0} - f(\lambda_0) = \frac{k+1}{n_1}\lambda_1 - f(\lambda_1) = \frac{k-1}{n_{-1}}\lambda_{-1} - f(\lambda_{-1}), \qquad (2)$$

где k—порядок интерференции совпадающей полосы с длиной волны  $\lambda_0$ ;  $\lambda_1$ ,  $\lambda_{-1}$  — длины волн по обе стороны  $\lambda_0$ , соответственно с порядками (k+1), (k-1).

Для нижней ступеньки имеем



Рис. 1. Интерферограмма, полученная от ступеньки с  $\Delta t = 1350$  Å с прослойкой жидкости в оптическом клине.

n n, n's

Рис. 2. Схематическое объяснение рисунка 1.



$$2t_2 = \frac{k-1}{n_0} \lambda_0 - f(\lambda_0) = \frac{k \lambda_1'}{n_1'} - f(\lambda_1') = \frac{k-2}{n_1'} \lambda_1' - f(\lambda_2').$$
(3)

Разность уравнений (2) и (3) представляет известную удвоенную толщину пленки

$$2\Delta t = \frac{\lambda_0}{n_0},\tag{4}$$

$$2\Delta t = \frac{k+1}{n_1} \lambda_1 - \frac{k\lambda_1}{n_1'} - [f(\lambda_1) - f(\lambda_1')], \qquad (5)$$

$$2\Delta t = \frac{k-1}{n_{-1}} \lambda_{-1} - \frac{k-2}{n_{-1}'} \lambda_{-1} [f(\lambda_{-1}) - f(\lambda_{1}')].$$
(6)

Из уравнения (4) можно легко вычислить значение коэффициента преломления (*n*) для длины волны совпадающей пары полос, т. е.

$$n_0 = \frac{\lambda_0}{2\Delta t} \cdot$$

Из уравнения (2) порядок интерференции

$$k = \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{0} \frac{n_{1}}{n_{0}} - \lambda_{1}} + \frac{n_{1}[f(\lambda_{0}) - f(\lambda_{1})]}{\lambda_{0} \frac{n_{1}}{n_{0}} - \lambda}.$$
 (7)

Из уравнения (3) для к. получим

$$k = \frac{\lambda_{0}}{\lambda_{0} - \lambda_{1}' \frac{n_{0}}{n_{1}'}} + \frac{n_{0}[f(\lambda_{0}) - f(\lambda_{1}')]}{\lambda_{0} - \lambda_{1}' \frac{n_{0}}{n_{1}'}}$$
(8)

Решая (7) и (8) вместе, получим

$$\frac{\lambda_{1}}{\lambda_{0}\frac{n_{1}}{n_{0}}-\lambda_{1}}+\frac{n_{1}[f(\lambda_{0})-f(\lambda_{1})]}{\lambda_{0}\frac{n_{1}}{n_{0}}-\lambda_{1}}=\frac{-\lambda_{0}}{\lambda_{0}-\lambda_{1}'\frac{n_{0}}{n_{1}'}}+\frac{n_{0}[f(\lambda_{0})-f(\lambda_{1}')]}{\lambda_{0}-\lambda_{1}'\frac{n_{0}}{n_{1}'}}.$$
 (9)

Как видно из рис. 1, 2, а также из таблицы 1 значения длин волн смешанных пар полос так близки (10—20Å), что в этом интервале длин волн значение показателя преломления и дисперсии фазового сдвига можно считать постоянными. Такое допущение упрощает выражение (9) и далее можно записать

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0 \frac{n_1}{n_0} - \lambda_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 - \lambda_1' \frac{n_0}{n_1}},$$
(10)

Я. М. Погосян и др.

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1 \lambda_1 n_0^2} n_1^2 - 2 \frac{\lambda_0 n_1}{\lambda_1 n_0} + 1 = 0.$$
 (11)

Отсюда

$$n_{1} = \frac{n_{0}\lambda_{1}}{\lambda_{0}} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{1}}} \right).$$
(12)

Аналогичным методом для других пар получаем

$$n_{-1} = \frac{n_0 \dot{\lambda}_{-1}}{\lambda_0} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\lambda_{-1}}{\lambda_1'}} \right), \qquad (13)$$

$$n_{2} = \frac{n_{0}}{2\lambda_{0}} \left( 3\lambda_{2} - \lambda_{2}' \pm \lambda_{2}' \right) \sqrt{\frac{9\lambda_{2}^{2}}{\lambda_{2}'^{2}} - \frac{10\lambda_{2}}{\lambda_{2}'}} + 1 , \qquad (14)$$

$$n_{3} = \frac{n_{0}}{\lambda_{0}} \left( 2\lambda_{3} - \lambda_{3}' \pm \lambda_{3} \right) \sqrt{\frac{\lambda_{3}'^{2}}{\lambda_{3}^{2}} - 5\frac{\lambda_{3}'}{\lambda_{3}} + 4} \right)$$
(15)

Из выражений (12—15) видно, что при известном  $n_0 = \frac{\lambda_0}{2\Delta t}$  (до снятия интерферограммы клина с жидкостной прослойкой нами была получена интерферограмма этого же образца с воздушным зазором и вычислена высота ступеньки, равная 1350 Å) можно определить дисперсию показателя преломления, минуя оценку порядка интерференции.

Определение знака корня можно осуществить с помощью уравнения (10) [9].





Дисперсия показателя преломления силиконового масла, определенная выше описанным методом, приводится на рис. 3.

Ереванский государственный университет

Поступила 25. VII. 1969

:368

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. С. Толанский, УФН, 30, 103 (1946).
- 2. Я. М. Погосян, П. А. Безирганян, Т. А. Погосян, Оптика и спектроскопия, 4, 613 (1969).
- 3. И. Н. Шкляревский, Оптика и спектроскопия, 5, 617 (1958).
- 4. Ch. Koester, J. Opt. Am, 48, 225 (1958).
- 5. W. E. Koehler, J. Opt. Soc. Am., 48, 55 (1958).
- 6. Я. М. Погосян, К. А. Егиян, А. О. Солахян, И. Н. Изв. АН АрмССР, серия ( физ.-мат. наук, 16, 131 (1963).
- 7. И. Н. Шкляревский, В. К. Милославский, ЖТФ, 8. 1375 (1954).
- 8. И. Н. Шкляревский, Оптика и спектроскопия, 6, 780 (1959).

9. Я. М. Погосян, П. А. Безирганян Э. А. Бадалян, в печати.

## ՀԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՑԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱՃԱՌԱԳԱՑԹ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻԱՑԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

ՑԱ. Մ. ՊՈՂՈՍՑԱՆ, Լ. Հ. ԽՐԻՄՑԱՆ, Ս. Դ. ԳԵՎՈՐԳՑԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՑԱՆ

Ասաջադրվում է բեկման ցուցիչի դիսպերսիայի հաշվարկման մեթոդ բազմաճառադայթ՝

Այս եղանակով բեկման ցուցիլը չափվում է առանց նախապես ինտերֆերենցիայի կարդը։ որոշելու, որը և կանխում է n-ը որոշելու ժամանակ թույլ տրվող հնարավոր սխալը։

# DETERMINATION OF DISPERSION OF THE REFRACTION INDEX IN LIQUIDS BY THE METHOD OF MULTIRAY INTERFEROMETRY

#### Y. M. POGOSSIAN, L. A. KHRIMIAN, S. D. GEVORKIAN, P. A. BEZIRGANIAN

A method of calculation of the refraction index dispersion in multiray interferometry is suggested. The refraction index is determined, omitting preliminary estimation of the value of the interference order which excludes possible errors, due to inaccurateestimation of "n".

# ИССЛЕДОВАНИЯ КРЕМНИЕВЫХ S-ДИОДОВ С ПРИМЕСЬЮ КАДМИЯ (Zn ~ 10<sup>-2</sup> %)

## г. м. Авакьянц, ю. А. Абрамян

Проведено изучение избирательных и генерационных свойств кремниевых S-диодов, легированных кадмием (Zn  $\sim 10^{-2}$  %). Рассмотрены переходные характеристики тока и времена переключения. Дано качественное объяснение наблюдаемых процессов.

В результате изучения кремния, легированного кадмием  $(Zn \sim 10^{-2} 0/_0)$ , нами было установлено, что данной примеси в кремнии соответствуют два уровня акцепторного типа — 0,31 эв от потолка валентной зоны, 0,5 эв от дна зоны проводимости. Указанные уровни и найденные сечения захвата для электронов и дырок ( $\sigma_n^2 \sim 10^{-16} cm^2$ ,  $\sigma_p^- \sim 5 \cdot 10^{-15} cm^2$ ) оказались характерными для цинка в кремнии. Активационный анализ легированных кристаллов показал, что имеющаяся концентрация цинка  $\sim 10^{14} cm^{-3}$ .

Примерно такая же концентрация мелких доноров имелась в исходных кристаллах до компенсации.

Полученные результаты согласуются с [1], где говорится о полном отсутствии растворимости кадмия в твердой фазе кремния.

Статические вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов, изготовленных из данного материала, описаны в [2].

Интересными оказались также свойства таких диодов с точки эрения работы их на малом переменном сигнале.

В этом отношении диоды при определенных токах смещения в области отрицательного сопротивления и в цепи малого переменного сигнала обладают избирательными и усилительными свойствами.

Другими словами, рассматриваемые диоды в цепи малого переменного сигнала ведут себя как элемент функциональной схемы, выполняя роль твердотельной индуктивности, которая совместно с монтажной емкостью играет роль резонансного контура.

Для исследования резонансных свойств от генератора тока на диод подавалось постоянное смещение, задающее рабочую точку на отрицательном участке ВАХ.



Рис. 1.

Резонансные характеристики определялись нами с помощью измерителя частотных характеристик ИЧХ-57, либо же переменным вольтметром ВЗ-3, используя при этом ГСС (рис. 1).
На рис. 2 показан обычный вид напряжения на диоде в зависисимости от частоты (резонансная кривая).

Поскольку данная резонансная характеристика соответствует нараллельному контуру с высокой добротностью, то, пользуясь выражением  $f_p = 1/2 \pi V \overline{LC}$ , можно определить емкость такого контура. Измерения показали, что емкость С~10+15 пф соответствует в основном емкости монтажа.

В целом оказалось возможным представить полное сопротивление диода для малого переменного сигнала в виде

$$Z(J, \omega) = \rho(J, \omega) + i\omega L(J, \omega).$$

Отметим, что избирательные свойства диодов проявились в узкой области токов ( $\Delta/\ll 0.8$  ма) на участке перехода ВАХ от отрица-



Рис. 2.

тельного сопротивления к положительному. В остальных же областях отрицательного сопротивления, кроме небольшой области за поворотной точкой после срыва, наблюдалась генерация.

Измерения показывают, что резонансная частота с ростом тока растет и стремится к некоторому насыщению, в то время как добротность с током уменьшается (рис. 3).

На рис. 4 представлены кривые зависимости резонансной частоты от тока при разных емкостях, включенных паралельно диоду. Обычно параллельная емкость уменьшает частоту резонанса, оставляя почти неизменным ход зависимости  $f_p$  от тока.

Зависимость резонансной частоты и добротности от Сп (внешняя емкость) при постоянном токе смещения представлена на рис. 5.

Рост добротности и падение fp наблюдается вплоть до наступления генерации при росте внешней емкости.

З Известия АН АрмССР, Физика, № 6

Резонансная частота при одном и том же токе с ростом температуры для диодов с базой *n*-типа в основном может расти (рис. ба), а добротность уменьшается. У диодов с базой *o*-типа наблюдается некоторое уменьшение резонансной частоты с ростом температуры, в то время как добротность возрастает (рис. 66).





J=0.3 ma

50

60 T°C



Наблюдаемые когерентные колебания носят либо релаксационный характер, либо синусоидальный с частотами порядка нескольких сотен килогерц. При добавлении к диоду параллельной емкости колебания, близкие к синусоидальным, становятся релаксационными (частота колебаний при этом уменьшается). Форма колебаний, частота и амплитуда определяются током смещения.

На рис. 7 показано колебание напряжения на диоде при отсутсутствии параллельной емкости; рис.  $56 - C_n = 300 \ n\phi$ , рис.  $5B - C_n = = 800 \ n\phi$ .

С ростом тока амплитуда возрастает до определенного значения (достигая нескольких вольт), затем с током резко уменьшается.

Нагрев и освещение уменьшают частоту колебаний.

В целом можно сделать вывод, что резонансные и генерационные свойства находятся в сильной зависимости как от внешних так и от внутренних параметров диода. И естественно предположить, что изучаемые свойства определяются наличием на ВАХ участка с отрицательным сопротивлением.

Отрицательное сопротивление может компенсировать потери энергии в цепи диода — следовательно, в цепи с таким диодом могут возникнуть автоколебания.

Частоты резонанса и когерентных колебаний очевидно тесно связаны с временами восстановления процессов в диодах ( $\tau_n$ ,  $\tau_p$  и t пролетное).

Чем больше эти времена, тем инерционными будут процессы и тем меньше частоты.

Нам представляется, что именно эти величины (т<sub>n</sub>, т<sub>F</sub> и t пролетное) определяют уменьшение или рост частоты при нагреве и ос-







(6)

Рис. 7.









вещении, точнее, определяющим будет наибольшая из этих величин, приводящая к затягиванию процессов восстановления.

Задолго до появления срыва на ВАХ диодов наблюдается электрическая неустойчивость, носящая характер шума, амплитуда которых достигает до 1 вольта. Полоса колебаний — 300÷400 Кгц.

На рис. 8 показана осциллограмма таких колебаний напряжений на диоде. Амплитуда контрольного прямоугольного импульса на осциллограмме — 0,5 вольта, длительность — 10 *мксек*. Объяснение физики процессов, приводящих к подобного рода колебаниям, дано в [2].

Что касается формы переходной характеристики тока изучаемых диодов (рис. 9) до срыва, то следует отметить, что такой характер переходной характеристики тока можно объяснить либо формированием объемного заряда, либо полевым уменьшением подвижности, либо же уменьшением времени жизни — точнее, любой фактор, способствующий временному ограничению тока может привести к подобного рода характеристикам.

В то же время в изучаемых диолах реализуемые времена жизни т~*мксек*, а максвелловское время релаксации зарядов <10<sup>-7</sup> сек и вряд ли прохождение тока сопровождаетси формированием объемного заряда.

Максимальные же значения полей в диодах не достаточны для разогрева носителей.

Поэтому наблюдаемая переходная характеристика тока в нашем случае, надо ожидать, связана с уменьшением времени жизни до участка срыва.

Времена переключения диодов из высокоомного состояния в низкоомное при форсировке прямоугольного импульса на 10-15% от  $V_{\rm max}$ составляют микросекунды.



Рис. 10.

На осциллограмме рис. 10 показано напряжение на диоде в процессе переключения. Цена меток соответствует 1 мксек.

Институт раднофизики и электроники АН Армянской ССР

Поступила 20.VI.1969

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Чижиков, "Кадмий". Изд. "Наука", 1967 г., стр. 66. 2. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, вып. 4, 1969-

# ԿԱԴՄԻՈՒՄԻ ( $Zn \sim 10^2 - \frac{0}{0}$ ) ԽԱՌՆՈՒՐԴՈՎ ՍԻԼԻՑՈՒՄԱՅԻՆ Տ–ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

9. U. U.L. 4449841.8, 8. U. U.P.C. 24USUL

Ուսումնասիրված է կաղմիումով  $(Zn \sim 10^{-2} 0/_0)$  միախառնված կրեմնիումից դիոդների դեներացիոն և ընտրողական հատկությունների հետաղոտությունները։ Դիտարկված են հոսանքի անցումային բնութագծերը և փոխանջատման ժամանակները։ Տրված է նկատվող պրոցեսների մոտավոր բացատրությունը։

# INVESTIGATION OF SILICON S-DIODES WITH CADMIUM IMPURITY $(Z_n \sim 10^{-2} )_0$

## G. M. ABAKIANTS, J. A. ABRAMIAN

Selective and oscillation properties of silicon diodes doped with cadmium  $(Zn \sim 10^{-2} o_{0})$  are discussed.

The transitional current characteristics and switching time are examined. The processes in question are qualitatively explained.

# НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В S-ДИОДАХ

## г. м. авакьянц, ю. а. абрамян

Исследованы вольт-ампервые характеристики  $p^+ - p - n^-$ -диодов, легированных кадмием (Zn ~  $10^{-2}$  %), в зависимости от ширины базы. Показано, что срыв на ВАХ определяется токовым ростом времени жизни дырок.

Диоды с S-образной вольт-амперной характеристикой (BAX), база которых легирована кадмием (Zn ~ 10<sup>-2</sup> °/<sub>0</sub>) исследованы в [1, 2, 3].

Изучение ВАХ в этих работах в основном проводилось для диодов с шириной базы  $d \gtrsim 200$  микрон. Остаточное напряжение ( $V_{\min}$ ) для таких диодов было больше одного вольта.

Между тем, нами при снятии ВАХ  $p^+ - p - n^+$ -диодов вдоль базы относительно  $p^+$ -контакта (вид диода-шлифа и схема, по которой проводились измерения, показаны на рис. 1а, б) было замечено, что



1. АЛЮМИНИЕВЫЙ СТОАБИК 2. БАЗА З. ДЕРЖАТЕЛЬ МЕДИЫЙ 4. РЕКРИСТАЛИЗОВАННЫЙ П\* СЛОЙ 5. ЗЛЕК – ТРОДНЫЙ МАТЕРИЛА 6. РЕКРИСТАЛИЗОВАННЫЙ Р\*СЛОЙ 7. ЗООКСИДИЛЯ СМОЛА











при ширине базы  $d \lesssim 40 + 50$  микрон  $V_{\min}$  может оказаться меньше одного вольта (рис. 2а). Это указывало на возможность создания на компенсированных кристалах диодов, являющихся после срыва короткими. С целью проверки сказанного нами были изготовлены в количестве 30-40 штук диоды с базой  $d \lesssim 100$  микрон.

В качестве исходного материала был взят кремний *п*-типа с удельным сопротивлением р<sub>исх</sub> ~ 30 ÷ 50  $\Omega \cdot cm$ . Удельное сопротивление компенсированного материала составляло 40÷50  $\kappa \Omega \cdot cm$ .

Имерения ВАХ показали, что при d = 20 микрон срыв на диодах отсутствуют и  $\frac{d}{L_0} \lesssim 1$ .

Для диодов с шириной базы  $20 \le d \le 50$  микрон остаточное напряжение  $V_{\min} \sim 0.6 \div 0.8$  вольт.

Учитывая, что на  $p^+$ -*i* и  $n^+$ -*i* переходе падает в нашем случае не менее 0,3-0,4 вольта, а в сумме по обеим переходам —0,6-0,8 s, следует сделать вывод, что после срыва на базе диода практически напряжение не падает, а все оно сосредотачивается на переходах. Это возможно только в том случае, когда диффузионная длина неосновных носителей сравнима или меньше, чем ширина базы.

Следовательно, после срыва такие диоды являются короткими,  $\frac{d}{L_n} \lesssim 1.$ 

Таким образом, с ростом тока вероятнее всего имеет место увеличение диффузионной длины дырок  $L_p$ , а значит и  $\tau_p$ , Что касается  $\tau_n$ , то поскольку  $\sigma_p \gg \sigma_n$ , с ростом тока происходит преимуществен но захват дырок, рекомбинационные центры освобождаются от электронов и  $\tau_n$ — уменьшается.

Так как с ростом тока быстро наступает неравенство n > p, то дырки следует считать неосновными носителями тока.

При значениях ширины базы d, больших 50 микрон, хотя после срыва имеет место примерно полная раскомпенсация (полное сопротивление диода после срыва соответствует сопротивлению базы до компенсации), рассматриваемые диоды остаются длинными и  $V_{\min} > 1$  вольта.

Анализ кинетики процессов для уровня 0,31 эв, проведенный в [3], показывает, что  $z_p$  растет с током после некоторого уменьшения с инжекцией.

Оценки L<sub>p</sub>, проведенные в данной работе, дают лишь начальное и конечное значение, но не указывают детального хода.

Вольт-амперные характеристики для трех диодов с базой 25, 30 и 35 микрон показаны на рис. 26.

Закономерности на ВАХ следующие: при небольших токах V~J<sup>n</sup>, где n~1+1,4.

Затем в широким интервале токов следует экспоненциальная зависимость между током и напряжением.

После срыва следует либо экспоненциальная зависимость между током и напряжением (чаще всего), либо линейная.

Заметим, что на некоторых диодах не удалось установить определенной закономерности на ВАХ, что очевидно связано либо с шнурованием токов, либо с несовершенствами контактов.

377

Например, для одного из диодов с базой  $d \sim 200$  микрон нами измерением распределения потенциала вдоль базы установлено, что поле в основном сосредоточено на самом контакте (рис. 36). Причем ВАХ для этого диода до срыва имеет крутизну, уменьшающуюся с током (рис. 3а). Следовательно, у контакта имеет место аномальная J(ma)



напряженность поля, достаточная для разогрева носителей. Подвижность при этом с ростом приложенного напряжения уменьшается и поэтому имеет место уменьшение тока с ростом поля.

Температурное изучение ВАХ проводилось нами в интервале от  $20^{\circ}$  до 65°С. Причем, чаще всего наблюдалась стабильность  $V_{\rm max}$  с температурой и уменьшение.

На нескольких диодах можно было обнаружить рост max с ростом температуры (рис. 4).

Когерентные релаксационные колебания на отрицательном участке ВАХ ничем не отличались от рассмотренных в [3].

Колебания напряжения на положительном участке ВАХ до срыва, носящие характер шума, по амплитуде были здесь примерно на порядок меньше.

Уменьшение амплитуды шумовых колебаний при уменьшении базы диодов не противоречит отмеченной в [3] физике формирования таких колебаний.

Действительно, это должно быть так, если шумовые колебания определяются флуктуациями тока между контактами диода, связанными с тепловыми забросами электронов из валентной зоны на уровень 0,31 эв.

С ростом ширины базы (растет сопротивление) очевидно диоды будут более чувствительны к такого рода флуктуациям.

Максимальная амплитуда колебаний достигла 40+50 mV.

С ростом тока можно было наблюдать монотонный рост амплитуды с последующим резким уменьшением при выходе на участок от рицательного сопротивления.

Институт радиофизики и электроники АН Армянской ССР

Поступила 20. VI. 1969

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян. В. И. Сераю, Доклады АН Армянской ССР. № 1, 1968.

2. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян, В. И. Сераго, Доклады АН Армянской ССР, № 3, 1968.

3. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян, Изв. АН Армянской ССР, 4, вып. 4 (1969).

## ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՈՐՈՇ ՀԱՐՑԵՐ Տ–ԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ

### Գ. Մ. ԱՎԱԳՑԱՆՑ, ՑՈՒ. Ա. ԱԲՐԱՀԱՄՑԱՆ

Բերված են կադմիումով միախառնված (Zn~10<sup>-2</sup> 0/0) p<sup>+</sup>—p—n<sup>+</sup> դիոդների վոլտ-ամպերային բնունադրերի հետաղոտունյունները (օրինաչափունյունները, ջերմաստիճանային կախվածունյունը, դեներացիան)կախված բաղայի լայնունյունից։ Յույց է տրված, որ ՎԱԲ-ի վրա խղումը որոշվում է խոռոչների կյանքի տևողունյան հոսանքից ունեցած կախվածունյամբ։

## ON PHYSICS OF NEGATIVE RESISTANCE INITIATION IN S-DIODES

### G. M. AVAKIANTS, Ju. A. ABRAMIAN

The current-voltage characteristics of  $p^+-p-n^+$  diodes doped with cadmium  $(Zn \sim 10^{-2} {}^0/_0)$ , depending on the base width have been investigated.

The negative resistance is shown to be determined by the hole ilifetime current rise

# ДИНАМИЧЕСКОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ У КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

### Г. М. АВАКЬЯНЦ

Теоретически рассматривается дифференциальное сопротивление компенсированного полупроводника. Показано, что в случае глубокого компенсирующего уровня, находящегося вблизи потолка валентной зоны, может иметь место динамическое отрицательное сопротивление. Изучаются его особенности.

Рассмотрим прохождение тока через компенсированный полупроводник. Ради определенности будем считать первоначальный полупроводник *п*-типа, содержавший мелкие доноры в количестве N<sub>g</sub> на единицу объема, был скомпенсирован путем внесения примеси, создающей один глубокий уровень акцепторного типа вблизи потолка валентной зоны.

Концентрацию акцепторной примеси обозначим через N. Расчет динамической характеристики на малом переменном сигнале проведем, предполагая, что движение носителей в полупроводнике происходит за счет дрейфа в электрическом поле.

Кроме того, примем условие квазинейтральности.

Исходная система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial j_p}{\partial x} = -\frac{p - p^\circ}{\tau_p} = -\beta [pN_- - p_1(N - N_-)], \qquad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial j_n}{\partial x} = -\frac{n - n^\circ}{\tau_n} = -\beta' [n (N - N_-) n_1 N_-], \qquad (2)$$

$$\frac{\partial N_{-}}{\partial t} = -\beta \left[ pN_{-} - p_{1}(N - N_{-}) \right] + \beta' \left[ n \left( N - N_{-} \right) - n_{1} N_{-} \right], \quad (3)$$

$$n = p + N_g - N_-, \tag{4}$$

$$j_p = eu_p p E, \quad j_n = eu_n n E.$$

Здесь  $N_-$  концентрация отрицательно заряженных глубоких уровней,  $\beta'$  коэффициент рекомбинации электронов на глубокий уровень,  $\beta$  то же для дырок.

Остальные обозначения обычные.

Линеаризуем систему (1-4), полагая

$$n=n+\nu$$
,  $p=p+\pi$ ,  $N_{-}=\overline{N_{-}}+\nu_{-}$ ,  $E=\overline{E}+\varepsilon$ .

Величина с чертой сверху относится к статическому состоянию.

у,  $\pi$ , у\_ и  $\epsilon$  — малые добавки, пропорциональные  $e^{l\omega t}$ .

После линеаризации черточки над статическими величинами, ради упрощения обозначений, опустим.

Из (1-4) имеем, например,

Отрицательное сопротивление у компенсированных полупроводников 381

$$\nu_{-} = \frac{\beta' \nu (N-N_{-}) - \beta \pi N_{-}}{i \omega + \beta (p+p_{1}) + \beta' (n+n_{1})},$$
$$\nu = \pi - \nu_{-}.$$

Исключая отсюда у, находим

$$v_{-}=k\pi,$$

где

$$k = \frac{\beta'(N-N_-) - \beta N_-}{i\omega + \beta(p+p_1) + \beta'(n+n_1)}$$

Таким образом,

$$\pi=\frac{\nu}{1-k}, \quad \nu_{-}=\frac{k\nu}{1-k}.$$

Уравнение (1) в линейном приближении, с помощью выписанных выше соотношений, тогда перепишется так:

$$\frac{i\omega\nu}{1-k} + u_p \frac{d}{dx} \left( \frac{\nu E}{1-k} + \varepsilon p \right) = -\frac{\beta k}{1-k} [N_- + k (p+p_1)].$$
 (5)

Далее замечаем, что

$$\pi = \frac{j_1 - e\varepsilon \left(u_p p + u_n n\right)}{e \left[u_p + u_n \left(1 - k\right)\right] E}.$$

Следовательно,

$$v = (1-k) \frac{j_1 - e^{\varepsilon}(u_n p + u_n n)}{e[u_p + u_n(1-k)]E}$$

Здесь  $j_1 - динамическая часть тока.$ 

До сих пор еще никак не было учтено, что глубокий уровень расположен вблизи потолка валентной зоны. Принимаем теперь следующие соотношения:

$$N_{-} \simeq N, \quad \beta' (N - N_{-}) \ll \beta N_{-},$$
  
$$i\omega + \beta (p + p_{1}) + \beta' (n + n_{1} + N - N_{-}) \simeq i\omega + \beta p_{1}.$$

Тогда

$$k\simeq -\frac{N}{is+p_1},$$

 $s = \frac{\omega}{\beta}$ .

Считая, что  $N \gg p_1$ , s мы находим  $|k| \gg 1$ . Очевидно, что и  $|1-k| \gg 1$ . Поэтому, в частности,

$$\gamma \simeq \frac{j_1 - e\varepsilon \left(u_p p + u_n n\right)}{e u_n E} \,. \tag{6}$$

(при высоких частотах (s > N) в знаменателе вместо  $u_n$  будет стоять  $u_n (1 + b^{-1})$ ).

В том же приближении

Г. М. Авакьянц

$$\frac{N_-+k(p+p_1)}{1-k} \simeq \frac{is+\theta[n+N-N_-]}{is+N} N,$$

 $\theta = \frac{\beta'}{\beta}$ .

Причем  $N - N_{-} \simeq n$ . . Далее,

$$1-k\simeq\frac{is+N}{is+p_1}$$

Уравнение (5) можно переписать тогда так:

$$u_p \frac{d}{dx} \left( \frac{\nu E}{1-k} + \varepsilon p \right) = -\nu \left[ \beta N \frac{is + 2\theta n}{is + N} + i\omega \frac{is + p_1}{is + N} \right]$$

Используя (б), а также замечая что в нашем случае

$$p \simeq \delta_0 N_g + \frac{p_1}{N_g} n_0$$

где

$$\hat{a}_0 = \frac{N - N_g}{N_g}, \ n_0 = \frac{j}{eu_n E} \simeq n_0$$

имеем

$$\frac{is}{is+N}\frac{d}{dx}\left(\frac{j\varepsilon}{eu_nE}\right)+p_1\delta_0\frac{d\varepsilon}{dx}=-\gamma\left[\beta N\frac{is+2\theta n}{is+N}+i\omega\frac{is+p_1}{is+N}\right]$$

Вновь прибегая к (6), мы, наконец, получаем следующее уравнение для в:

$$-\frac{is}{is+N}\frac{d}{dx}(\epsilon n) + \frac{p_{1}\delta_{0}}{E^{2}}\frac{d}{dx}(\epsilon E^{2}) =$$

$$=\frac{\epsilon n}{u_{p}E}\frac{s^{2}[\beta p_{1}+2\beta' n]+is\beta[s^{2}+N(N+p_{1}-2\theta n)]}{s^{2}+N^{2}} - \frac{j_{1}}{eu_{n}u_{p}E}\frac{2\beta' N^{2}n+\beta s^{2}p_{1}+is\beta[s^{2}+N(N+p_{1}-2\theta n)]}{s^{2}+N^{2}}.$$
(8)

Если в (8) положить • = 0, то оно сводится к

$$\frac{d}{dx} (\varepsilon E^2) = -\frac{2j_1 j}{e^2 p_1 \delta_0 u_n^2 u_p \tau_n^0}, \qquad (9)$$
  
$$\tau_n^0 = (\beta' N)^{-1}.$$

Заметим, что при выводе (8) было использовано равенство

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{n^2}{p_1 \hat{o}_0 u_p N_g \tau_n^0},$$

вытекающее из решения задачи в статическом приближении.

Для выяснения характера дифференциального сопротивления при низких частотах следует обратиться к (9).

382

Как показывает исследование, для получения положительного значения напряженности электрического поля (что соответствует затягиванию в полупроводник полем дырок, инжектируемых с левого края полупроводника) следует принять граничное условие

Тогда

$$x-u$$
,  $s=0$ .

(10)

 $\varepsilon = \frac{2j_1j(d-x)}{e^2p_1\delta_0 u_a^2 u_a \tau_a^0 E^2}$ 

Отсюда

$$R_{au\phi} = \frac{\int_{0}^{d} \varepsilon dx}{j_{1}} = \frac{2j}{e^{2}p_{1}\delta_{0}u_{a}^{2}u_{p}\tau_{a}^{0}} \int_{0}^{d} \frac{(d-x)}{E^{2}} dx$$

Таким образом, низкочастотное значение дифференциального сопротивления положительно. Статическая ВАХ при этом удовлетворяет соотношению  $j \sim V^{n/a}$ .

Обратимся теперь к сравнительно большим частотам. Примем следующие неравенства:

$$s > p_1, \ \theta n; \ N^3 > sp_1, \ s\theta n,$$
  
 $s > \beta N \frac{p_1 \delta_0}{n}, \ s^3 > 2 \ \theta n^2, \ N \gg p_1, \ 2\theta n,$ 

Уравнение (8) в этом случае приобретает вид

$$\frac{d}{dx}(\varepsilon n) + \frac{is+N}{u_p E \tau_p^0 N}(\varepsilon n) = \frac{j_1}{e u_n} \frac{is+N}{u_p E \tau_p^2 N}$$

Здесь  $\tau_p^0 = (\beta N)^{-1}$ .

На основе полученного уравнения можно найти следующие значение для поля в:

$$f_{i}(x) = \frac{9b_{1}}{2a_{1}^{2}n} (1 - e^{a_{i}w}) j_{1}, \qquad (11)$$

где

$$a_{1} = \frac{3(is + N)}{2u_{p}E_{1}\tau_{p}^{0}N},$$

$$b_{1} = \frac{is + N}{eu_{n}u_{p}\tau_{p}^{0}N},$$

$$E_{1} = \left[\frac{3j^{2}}{e^{2}p_{1}\delta_{0}u_{n}^{2}u_{p}\tau_{n}^{0}N_{g}}\right]$$

$$w=(d-x)^{*/1}.$$

С помощью (11) для дифференциального сопротивления получается сдедующая формула:

$$R_{\text{AH}\phi} = \frac{9eu_n b_1}{4a_1 j} \left[ \frac{w_1^2 - a_1^{-2}}{2} - (a_1 w_1 - 1) \frac{e^{a_1 w_1}}{a_1^2} \right] \cdot$$

При  $|a_1| w_1 > 1$ 

$$R_{\text{AH}\varphi} = -\frac{N-is}{N^2+s^2} \frac{u_p E_d^2 \tau_p^0 N}{j} \exp\left[\frac{(is+N) d}{u_p E_d \tau_p^0 N}\right]$$

Здесь  $E_o = E_1 d^{1/a}, w_1 = d^{2/a}$ .

Таким образом,  $ReR_{AH\phi}$  может быть отрицательной, если  $||a_1| w_1 > 1$ . По порядку величины отношение  $\frac{d}{u_p E_d \tau_p^0}$  больше единицы, когда

$$\left[\frac{p_1 \hat{o}_0}{3N_g}\right]^{\frac{1}{3}} \left[\frac{edN_g}{j^{\tau_0^0}}\right]^{\frac{2}{3}} \theta^{-1} > 1.$$

Причем, в случае

$$\frac{s}{N} \frac{d}{u_p E_d \tau_n^0} > 1$$

 $ReR_{\rm лиф}$  осциллирует с частотой, принимая то положительные, то отрицательные значения.

При частоте меньшей, чем требуется для выполнения последнего неравенства, *ReR*<sub>лаф</sub> только отрицательно.

Что касается реактивной части сопротивления до наступления осцилляции полного дифференциального сопротивления, то она является индуктивной ( $ImR_{ди\phi} > 0$ ).

Активная часть  $R_{\rm лиф}$  положительня при  $|a_1| w_1 < 1$ . Природа динамического отрицательного сопротивления лежит в изменении характера распределения концентраций носителей и напряженности электрического поля на базе диода с ростом частоты приложенного сигнала.

Обращают на себя внимания следующие свойства динамического отрицательного сопротивления.

1. Оно отсутствует при низких частотах и возникает лишь при достижении значения, достаточного для выполнения неравенств

$$\omega > \frac{p_1 \delta_0}{n \tau_p^0}$$
,  $\frac{p_1}{N \tau_p^0}$ .

(Окончательные расчеты проведены, однако, с использованием и неравенства  $\omega^3 > \frac{2\theta n}{N'(\tau_n^0)^3}$ ).

2. Существует верхняя граница частоты, до которой дифференциальное сопротивление только отрицательно:

$$\omega \simeq \frac{u_p E_d}{d}$$

3. При частотах, выше приведенной, активная часть сопротивления начинает осциллировать с дальнейшим ростом  $\omega$ , принимая то положительное, то отрицательное значения. С частот  $\omega > (\tau_p^0)^{-1}$  осцилляции сохраняются, но как  $\omega^{-2}$  убывают по амплитуде. В конечном счете

385

осцилляции будут ограничены сверху по частоте процессами диффузии и током смещения.

4. Появлнию ОС способствует сравнительно небольшая компенсация, т. е. большое  $\hat{c}_0$ .

5. При прочих одинаковых условиях, ОС тем больше, чем меньше стационарный ток *j*.

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР,

Поступила 20. V.1969.

Кафедра полупроводников и диэлектриков Ереванского государственного университета

## ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

### 9. **V. ULU93UL8**

Տեսականորեն հետաղոտված է կոմպնեսացված կիսահաղորդիչի դիֆերենցիալ դիմադրու-Բյունը։

Ցույց է տրված, որ վալենտային զոնայի մոտակայքում գտնվող խորը մակարդակների առկայության դեպքում տեղի ունի բացասական դիֆերենցիալ դիմադրություն։ Հետաղոտվում են նրա առանձնահատկությունները։

# ON DYNAMIC NEGATIVE RESISTANCE IN COMPENSATED SEMICONDUCTORS

### G. M. AVAKIANTS

Differential resistance in a compensated semiconductor] is theoretically studied. It is shown that the dynamic negative resistance is observed in the case where deep level is not far from the valence zone.

# К ВОПРОСУ О ДИОДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

### Г. М. АВАКЬЯНЦ, Ю. А. АБРАМЯН

Построена теория возникновения отрицательного сопротивления кремниевых *p-l-n*-диодов при наличии в *l*-области глубоких центров с энергией ионизации 0,31 *эв* от потолка валентной зоны. Проведено сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными.

Качественная картина возникновения отрицательного сопротивления (ОС) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) диодов из кремния, легированного кадмием ( $Zn \sim 10^{-2} \, {}^0/_0$ ) [1, 2], нам представляется достаточно ясной, так же как и температурная зависимость напряжения срыва ( $V_{\rm max}$ ). Количественная же сторона теории крайне сложна; вместе с тем можно провести расчеты оценочного порядка, что и составляет содержание данной работы.

Если в компенсированном кремнии акцепторный глубокий уровень, расположенный достаточно близко к потолку валентной зоны, является однократно заряженным, то концентрация электронов на нем равна

$$N_{-} = \frac{p^{x} + \theta n}{p + p^{x} + \theta (n + n^{x})} N_{0}. \qquad (1.1)$$

Здесь  $p^x$ ,  $n^x$  — концентрации свободных дырок и электронов, когда уровень Ферми совпадает с положением глубокого уровня, p, n — текущие концентрации дырок и электронов;

$$\theta = \frac{\sigma_n}{\sigma_p}$$

где  $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$  — сечения захвата на глубокий уровень электронов и дырок.  $N_0$  — полная концентрация акцепторных уровней.

Время жизни дырок, когда рекомбинация их происходит через рассматриваемый уровень, можно записать в виде

$$\tau_p = \frac{(p+p^x)\tau_n^0 + (n+n^x)\tau_p^0}{n},$$
 (1.2)

где  $\tau_p^0 = \frac{1}{\overline{v} \sigma_p N_0}$ ,  $\tau_n^0 = \frac{1}{\overline{v} \sigma_n N_0}$ ,  $\overline{v}$  — средняя тепловая скорость электронов и дырок.

В случае, когда  $n^x \ll p_x$ , p, n и  $\theta \lesssim \frac{1}{10}$ , (1.1) и (1.2) перепишутся так:

$$N_{-} = \frac{p^x}{p + p^x}, \qquad (1.3)$$

$$\tau_p = \frac{p + p^x}{n} \tau_n^0. \tag{1.4}$$

Пользуясь системой уравнений, описывающих поведение носителей тока в полупроводниках, для концентрации дырок можем написать:

 $p^2 + [p^x - k\delta + (N_g - n_0)k] p - [\delta_0 N_g + n_0 + \delta] k p^x = 0.$  (1.5) Здесь

$$n_0 = \frac{J}{e\mu_n E} = n + \frac{p}{b}, \quad \delta = \frac{D}{e} \frac{dE}{dx}, \quad \delta_0 = \frac{N_0 - N_g}{N_g},$$
$$k = \frac{b}{b+1}, \quad D = \frac{\varepsilon}{4\pi}.$$

Использование (1.5) для дальнейших расчетов крайне затруднительно. В то же время в области малых токов ( $p \leq V p^x N_g$  при  $p^x \ll N_g$ ) для *р* можно пользоваться формулой

$$p = \frac{\delta + n_0 + \delta_0 N_g}{p^x - k\delta + k (N_g - n_0)} k p^x.$$
 (1.6)

Когда  $n \sim n_0 \sim N_g$ , то выражение (1.6) еще справедливо с большой точностью, если

$$(n_0 - N_g)^2 \gtrsim \frac{4 v p^x N_g}{k}$$
, (1.7)

где у — величина ~2÷3. Причем в (1.7)  $n_0 \leq N_3$ . При больших токах ( $n_0 > N_g$ ) для р имеем

$$p = k (n_0 - N_g),$$
 (1.8)

что верно, если вновь выполняется (1.7). При  $n \gtrsim N_g$  имеем

$$p \sim \sqrt{4 \, k \nu p^x N_g}. \tag{1.9}$$

Исходным уравнением нашей задачи является уравнение непрерывности тока для дырок:

$$\frac{d}{dx}(\mu_p p E) = -\frac{p - p_0}{\tau_p}.$$
(1.10)

Здесь  $p_0$  — равновесная концентрация дырок. В том случае, когда полупроводник *n*-типа хорошо компенсирован и имеет в этом виде проводимость *p*-типа  $p_0 = p^{x} \hat{c}_0$ .

Если уровень расположен на расстоянии  $\leq 0,2 \div 0,3$  эв от потолка валентной зоны, то  $p^x \geq 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Следовательно, для хорошей компенсации необходимо, чтобы  $\delta_0$  было  $\ll 1$ .

В области малых токов  $(n \sim n_0 \ll N_g)$  для *р* используем (1.6). Подставляя в (1.10) вместо *р* правую часть (1.6), при условии независимости подвижности от поля, получим:

4 Известия АН АрмССР, Физика, № 6

$$kp^{x}E\left[p^{x}+N_{g}\left(1+\delta_{0}\right)\right]\frac{d\delta}{dx}+\left[\delta\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-k\delta+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-kb+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]+\delta_{0}N_{g}\left[p^{x}-kb+k\left(N_{g}-2n_{0}\right)\right]$$

$$+ k (N_g - n_0)] - k n_0 (n_0 + \delta_0 N_g) k p^x \frac{dE}{dx} = - \frac{k p^x}{\tau_p} (\delta + n_0 + \delta_0 N_g) \times$$

Что касается значения  $\tau_p$  в (1.11), то согласно (1.4) при  $p < p^x$ 

$$\tau_p = \frac{p^x}{n} \tau_n^0 \approx \frac{p^x}{n_0} \tau_n^0, \qquad (1.12)$$

т. е. с ростом тока (n<sub>0</sub>) время жизни убывает.

С целью упрощения (1.11) примем, что в его коэффициенте перед производной  $\frac{dE}{dx}$ , а также в правой части можно пронебречь  $\delta$  по сравнению с наибольшими членами. Величина  $\delta$  характеризует плотность объемного заряда и стало быть наше предположение означает малость объемного заряда по сравнению с зарядом мелких доноров, электронов и другими величинами, сохраняемыми в этих коэффициентах. Это не означает неучет объемного заряда вообще, так как высшая производная  $\frac{d\delta}{dx}$  уравнения есть следствие такого учета. Кроме того, в коэффициентах уравнения пренебрегаем величиной  $p^{r}$ .

Учитывая сказанное и (1.12), мы можем (1.11) переписать так:

$$EN_g \frac{D}{e} \frac{d^2 E}{dx^2} + (\delta_0 N_g^2 - n_0^2) \frac{dE}{dx} = -\frac{N_g n_0^2}{p^x \mu_p \tau_n^0} \,. \tag{1.13}$$

Не трудно видеть, что если подвижность зависит от поля  $(\mu_p = \mu_{p\gamma} E^{-\gamma})$ , вместо (1.13) имеем:

$$EN_{g}\frac{D}{e}\frac{d^{2}E}{dx^{2}} + (\delta_{0}N_{g}^{2} - n_{0}^{2} - \gamma n_{0}N_{g})\frac{dE}{dx} = -\frac{N_{g}n_{0}^{2}}{p^{x}\mu_{p}\tau_{0}^{2}} \cdot (1.14)$$

В (1.14) величины p<sup>x</sup>, т<sup>0</sup><sub>n</sub>, µ<sub>n</sub>, µ<sub>p</sub> следует считать функциями поля E.

В области больших токов при выводе уравнения для поля вместо p используем  $p = k (n_0 - N_g)$ .

Время жизни дырок, поскольку теперь  $p > p^x$ , принимает вид

$$\tau_{p} = \frac{k(n_{0} - N_{g})}{n} \tau_{n}^{0}. \tag{1.15}$$

Так как разность  $(n_0 - N_g)$  растет с током, то и время жизни растет с током (пока  $n \sim N_g$ ). При *n* в 2—3 раза большим  $N_g$  время жизни становится практически постоянным и равным  $\tau_q^0$ .

Для вывода основного уравнения в области больших токов, важно *n* в (1.15) расчитать точнее.

Имеем

$$n_0 = n - \frac{p}{b} = kn_0 + \frac{N_g}{b+1}$$
 (1.16)

С учетом (1.8), (1.15) и (1.16) и при подвижности, не зависящей от поля, получаем искомое уравнение для E в следующем виде (пренебрегая членом со второй производной):

$$kN_{g}\frac{dE}{dx} = \frac{kn_{0} + \frac{N_{g}}{b+1}}{\mu_{p}\tau_{n}^{0}}.$$
 (1.17)

## 2. Решение основных уравнений. Вычисление напряжений и токов срыва

Интегрируя уравнение (1.17) и определяя постоянную интегрирования из условия E(0) = 0, находим

$$\Sigma - \frac{J}{e\mu_p N_g} \ln \left( \frac{1}{2} 1 + \frac{e\mu_p N_g E}{J} \right) = \frac{x}{\mu_n \tau_n^0}$$
(2.1)

При токах  $J > e_{\mu}N_gE$  логарифм в (2.1) можно разложить и в этом случае для E получаем результат, известный из теории двойной инжекции:

$$E = \sqrt{\frac{2Jx}{e^{\mu_p \mu_n \tau_n^0 N_g}}}.$$
 (2.2)

В противном случае ( $J \lesssim e \mu_p N_g E$ ) имеем дело (приближенно) с законом Ома.

Очевидно, что когда во всей базе диода поле будет описываться формулой (2.2) ВАХ будет иметь вид

$$J = \frac{9}{8} \cdot \frac{e\mu_{p}\mu_{n}\tau_{n}^{0}N_{g}}{d^{3}} V^{2}.$$
 (2.3)

Здесь V — падение напряжения на базе; d — длина базы.

Замечая, что область, в которой поле описывается уравнением (2.1), начинается с концентрации электронов  $n \gtrsim N_g$  при соответствующей концентрации дырок  $p \gtrsim \sqrt{4 \, k v p^* N_g}$ , для граничной напряженности электрического поля получим

$$E_{\rm rp} = \frac{\int}{e\mu_{\rho} \left[ (b+1) \sqrt{4 \, k \nu p^{\rm x} N_g + b N_g} \right]} \,. \tag{2.4}$$

Точка в базе, где поле определяется выражением (2.4), запишется так:

$$\kappa_{1}/\mu_{n}\tau_{n}^{0} = E_{rp} - \frac{J}{e\mu_{p}N_{g}}\ln\left(1 + \frac{e\mu_{p}N_{g}E_{rp}}{J}\right).$$
(2.5)

В том случае, когда логарифм можно разложить, для х, находим:

$$x_{1} = \frac{\int \tau_{n}^{0} N_{g} b}{2e \left[ (b+1) \sqrt{4k^{\nu} p^{x} N_{g} + b N_{g}} \right]^{2}} \cdot$$
(2.6)

Перейдем теперь к решению уравнения (1.13). Точно сделать это невозможно. Чтобы получить решение, правильное для *E* по порядку виличины, обратимся к двум предельным случаям.

# а) Приближение объемного заряда

Рассмотрим сначала, как мы будем говорить, приближение "объемного заряда". Другими словами в (1.13) опустим член с первой производной. Тогда это уравнение принимает вид

$$\frac{D}{e} \frac{E^3 d^3 E}{dx^2} = -\frac{J^2}{e^2 \mu_a^2 \mu_a \tau_a^0 p^x}.$$
(2.7)

Это уравнение можно решить точно. Однако, как показывают оценки, в этом нет необходимости, если нас интересует лишь порядок величины поля E. B (2.7) вместо E можно подставить его среднюю величину, равную  $\frac{V_1}{d-x_0}$ .

Здесь  $V_1$  — есть часть внешнего напряжения, падающая на область базы, в которой можно пользоваться (2.7); d — граница  $n^+$ -области.

Решая (2.7) с граничными условиями  $x = x_0$ , E = 0, x = d, E = 0, найдем

$$E(x) = \frac{ea}{2D} \cdot \frac{(d-x_0)^3}{V_1^3} \cdot (x-x_0)(d-x), \qquad (2.8)$$

где

$$a = \frac{\int^2}{e^2 \mu_n^2 \mu_p \, \tau_n^0 p^x} \,. \tag{2.9}$$

Интегрируя обе части (2.8) в пределах от  $x_{ij}$  до d, найдем следующую формулу для ВАХ рассматриваемой области базы:

$$V_1^4 = \frac{e}{D} \cdot \frac{a \left(d - x_0\right)^6}{12} \cdot$$
(2.10)

Часть внешнего напряжения падает также на сильно модулированную область базы  $0 + x_0$ . Этим напряжением (которое можно найти из (2.3), заменив там d на  $x_0$ ) можно пренебречь. Таким образом, (2.10) приближенно дает нам ВАХ самого диода. В (2.10)  $x_0$  зависит от тока. Строго говоря,  $x_0$  соответствует точке, где  $p \leq p^x$ . Именно в этом приближении получено (1.13). Однако, учитывая, что концентрация электронов меняется незначительно (всего в два раза) при переходе от точки  $x_0$  к точке  $x_1$ , точно также как и величина поля E, можно ожидать, что координаты  $x_0$  и  $x_1$  близки.

Считая, таким образом, что x<sub>0</sub> пропорционально току, также как и x<sub>1</sub>, пользуясь (2.10), найдем ток срыва

$$I_{\max} = \frac{ed}{2bN_g\tau_n^0} \cdot [(b+1)\sqrt{4\,kvp^xN_g} + bN_g]^2.$$
(2.11)

Напряжение срыва определяется из (2.10), если в правой части ее заменить ток *J* на *J*<sub>max</sub>.

Имеем

$$V_{\max} = \frac{d^2}{2\mu_p \tau_n^0} \cdot \frac{\left[(b+1)\sqrt{4k\nu p^x N_g} + bN_g\right]}{N_g} \left[ \frac{\left(\frac{3}{4}\right)^6 e\mu_p N_g^2 \tau_n^0}{3b^4 Dp^x} \right]^{1/4} \cdot (2.12)$$

## б) Приближение квазинейтральности

В этом приближении в (1.13) следует отбросить член со второй производной. Следовательно, предстоит решить уравнение первого порядка. Поэтому мы можем удовлетворить только одному условию.

Условие положительности поля E требует, чтобы при  $\delta_0 N_g^2 > n_0^2$  наименьшее значение поля было задано в точке x = d, поэтому полагаем, что E(d) = 0.

Итак,

$$E^{2} \frac{dE}{dx} = -\frac{J^{2}}{e^{2}\mu_{n}^{2}\mu_{p}\tau_{n}^{0}N_{g}p^{x}\hat{o}_{0}} \cdot$$
(2.13)

Выполняя здесь интегрирование и принимая во внимание условие E(d) = 0, получим

$$E = A (b - x)^{1/a}$$
. (2.14)

Здесь

$$A = \sqrt{\frac{3 f^2}{\hat{o}_0 e^2 \mu_n^2 \, \mu_p \, \tau_n^0 p^x N_g}} \,. \tag{2.15}$$

Из (2.16) находим напряжение в области базы

$$V_1 = \frac{3}{4} A (b - x_0)^{4/3}$$
 (2.16)

Пренебрагая напряжением в сильно модулированной части базы, примыкающей к  $p^+ - i$ -переходу  $(o \div x_0)$ , мы можем рассматривать (2.18) как ВАХ диода для данного случая. Приравнивая  $\frac{dV}{dx}$  нулю, имеем

$$\mathbf{x}_0 = \frac{d}{3} \cdot \tag{2.17}$$

Считая, что  $x_0 \approx x_1$ , и принимая во внимание (2.6) и (2.19), получаем

$$J_{\max} = \frac{2 ed [(b+1)V \overline{4kvp^{*}N_{g}} + bN_{d}]^{3}}{3\tau_{n}^{0}bN_{p}} \cdot$$
(2.18)

Напряжение срыва найдем из (2.18), подставляя туда вместо *J* правую часть (2.20):

$$V_{\max} = \frac{d^2}{\mu_p \tau_n^0} \cdot \frac{[(b+1)\sqrt{4kvp^x N_g} + bN_g]}{(3)^{3/3} N_g} \left[ \frac{(b+1)\sqrt{4kvp^x N_g} + bN_g}{b^4 p^x \hat{o}_0} \right]^{1/3}.$$
(2.19)

### 3. Приближение сильного поля

В этом случае обращаемся к решению уравнения (1.14). Поскольку мы хотим выявить особенности ВАХ при наличии зависимости подвижности от поля, то сохраняем в левой части (1.14) только первую производную.

Причем считаем, что в скобках при  $\frac{dE}{dx}$  наибольшим является член с  $\gamma$ .

Далее, в случае сильного поля не только подвижность, но и  $p^x$ ,  $\tau_n^0$  являются, вообще говоря, функциями напряженности поля E. Полагаем

$$\mu_n(E) = \mu_{n\chi_1} E^{\chi_1}, \tag{3.1}$$

$$\tau_n^0(E) = \tau_{n\gamma_n}^0 E^{\gamma_n}, \tag{3.2}$$

$$p^{x}(E) = p^{x}_{7s} E^{\gamma}_{s}. \tag{3.3}$$

Уравнение (1.14) при подстановке в него вместо  $\mu_n$ ,  $\tau_n^0$ ,  $p^x$  и  $\mu_p$ их выражений через поле *E* принимает вид

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\int}{e_{1}^{\alpha}\mu_{n\chi_{1}}\tau_{n\chi_{2}}^{0}p_{\chi_{3}}^{x}\mu_{p\gamma}} \cdot E^{-n}, \qquad (3.4)$$
$$n = \chi_{1} + \chi_{2} + \chi_{3} - \gamma + 1.$$

Уравнение (3.4) имеет место лишь в области, где  $E > E_0 = \text{const.}$ Таким образом, мы принимаем следующие граничные условия:

$$x = x_0, \quad E = E_0.$$
 (3.5)

Выполняя в (3.4) интегрирование и используя (3.5), находим

$$E = \left[ (n+1) \delta_n J(x-x_0) + E_0^{n+1} \right]^{\frac{n}{n+1}}, \qquad (3.6)$$

$$\hat{c}_n = (e_1^{\gamma} \mu_{n\gamma_1} \tau_{n\gamma_2}^0 p_{\gamma_2}^x)^{-1}.$$
(3.7)

Откуда

$$V = \frac{1}{(n+2)\delta_n J} \left[ (n+1)\delta_0 (d-x_0) + E_0^{n+1} \right]^{\frac{n+2}{n+1}}.$$
 (3.8)

Приравнивая нулю  $\frac{dV}{dJ}$  (при диференцировании считаем  $x_0$  линейной функцией тока), найдем начало области сильного поля в момент достижения максимального напряжения на диоде:

$$x_0 = \frac{d}{n+3},\tag{3.9}$$

Напряжение срыва вычисляем на основании (3.8), используя (3.9). Имеем

$$V_{\max} = (n+2)^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{n+1}{n+3}\right)^{\frac{n+2}{n+1}} (\hat{o}_n f_{\max})^{\frac{1}{n+1}} \cdot d^{\frac{n+2}{n+1}}$$
(3.10)

Здесь  $J_{\text{max}}$  определяется (2.6), в котором  $x_1$  нужно заменить на  $\frac{d}{n+3}$ . Член с  $E_0$  мы в (3.10) при определении  $x_0$  опустили, считая, что

это не изменит порядка величины определяемого напряжения срыва.

Что касается тока, при котором оканчивается участок ОС, то его можно определить, полагая в (2.6)  $x_1$  равным d. Это дает несколько завышенное значение для напряжения поворота, но, видимо, правильное по порядку величины. Имеем, таким образом,

$$J_{\min} = \frac{2ed}{b\tau_n^0} \cdot \frac{[(b+1)\sqrt{4kvp^xN_g} + bN_g]^2}{N_g}, \qquad (4.1)$$

$$V_{\min} = \frac{4d^2}{3b\tau_n^0 \mu_p} \cdot \frac{(b+1)\sqrt{4k\nu p^x N_g} + bN_g}{N_g}.$$
 (4.2)

Как следует из (4.2), V<sub>min</sub> с ростом температуры растет примерно как

$$V_{\min} \sim \sqrt{p^x}.$$
 (4.3)

В то же время, в приближении объемного заряда

$$V_{\max} \sim \sqrt[4]{p^x}, \qquad (4.4)$$

В приближении квазинейтральности

$$V_{\max} \sim t^{3'} \overline{p^{x}}, \qquad (4.5)$$

а в приближении сильного поля

$$V_{\max} \sim (p^x)^0.$$
 (4.6)

Легко видеть, что во всех случаях  $V_{\min}$  растет с температурой быстрее, чем  $V_{\max}$ . Это полностью соответствует экспериментальным данным [1].

Вместе с тем, из оценок решений следует, что наиболее полно экспериментальным параметрам диодов, также как и закономерностям на ВАХ, соответствует решение в приближении квазинейтральности.

Для сравнения теории с экспериментальными данными нами был проведен численный расчет зависимостей  $V_{\text{max}}$ ,  $V_{\text{min}}$  и  $J_{\text{max}}$  от температуры при разных значениях  $N_{\text{g}}$ , используя формулы (2.18), (2.19) и (4.2).

При расчете принято, что  $d = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $\mu_p = 500$  см<sup>2</sup>/в. сек  $\tau_n^0 = 10^{-6}$  сек и b = 3.

Расчетные данные температурной зависимости  $V_{\text{max}}$ ,  $V_{\text{min}}$  и  $J_{\text{max}}$  при разных значениях  $N_g$  приведены на рис. 1, 2, 3.

Как видно из рис. 1,  $V_{\max}$  для диодов с  $N_{\bar{g}} \sim 10^{14} \, cm^{-3}$  с ростом температуры сильно возрастает. При  $N_g \sim 2 \cdot 10^{14} \, cm^{-3}$  наблюдается относительная температурная стабильность  $V_{\max}$ . Диоды же, изготовленные из материала с  $N_g \sim 4 \cdot 10^{14} \, cm^{-3}$ , обнаруживают уменьшение напряжения срыва с ростом температуры.

Теоретический ход температурной зависимости  $V_{\min}$  и тока срыва  $J_{\max}$  (рис. 2, 3) при разных значениях  $N_g$  также как и  $V_{\max}$  полностью соответствуют экспериментальным данным [1].



Таким образом, мы имеем качественное и по порядку величины количественное совпадение теории в приближении квазинейтральности с экспериментальными данными.

Институт радиофизики и электроники АН Армянской ССР

Поступила 20.VII.1969

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абранян, В. И. Сераго, Доклады АН АрмССР, № 1, 1968.

2. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян, Изв АН АрмССР, том 4, вып. 4, 1969.

### ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՄԲ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

### 9. U. UAU93ULS, S. U. UPPUZUUSUL

Առաջարկված է p-i-n դիողների բացասական դիմադրության առաջացման տեսություն i-տիրույթում վալենտային զոնայի առաստաղից 0,31ev խոնիզացիոն էներգիա ունեցող խոր մակար ղակների առկայության դեպքում։ Կատարված է տեսության արդյունքների համեմատությու փորձնական տվյալների հետ։

## ON DIODES WITH NEGATIVE RESISTANCE

### G. M. AVAKIANTS, J. A. ABRAMIAN

The theory of nagative resistance initiation silicon p-*i*-n-diodes in the presence of deep centres in the *i*-region with the 0.31 ev valence-band energy is developed. The theoretical results are compared with the experiment.

### КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЖИДКОГО НАТРИЯ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

## Б. И. ХРУЩЕВ, Л. С. ШАРИПОВА

Приводятся результаты измеренчя интегральных поперечных сечений рассеяния медленных нейтронов на натрии от 90°С до точки кипения. Анализ изменения формы  $\sigma_t(\lambda)$  с привлечением структуры внешних электронных оболочек показывает, что только в точке кипения натрий ведет себя как газовая система.

На экспериментальной установке [1] были измерены интегральные сечения взаимодействия  $\sigma_i(\lambda)$  медленных нейтронов с кристаллическим и жидким натрием в интервале длин волн налетающих нейтронов от 3,5 до 7,5 Å. Кристаллический натрий исследовался при 90°С. жидкий при 100, 300, 700°С и точке кипения. Неточность в определении σ, (λ) показана разбросом экспериментальных точек и равна ±50/0 в области коротких длин волн и увеличивается с увеличением длины волны налетающих нейтронов до  $\pm 6^{0}/_{0}$ . В  $\sigma_{1}(\lambda)$  для натрия наблюдается только один пик, поэтому идентифицировать структуру жидкого натрия подробно не представляется возможным, но можно использовать значение постоянной решетки "a" при расчете э, ()) по квазикристаллической модели [2]. Сравнение расчетного интегрального поперечного сечения при 100°С по ОЦК-структуре показывает хорошее совпадение с экспериментом для  $\alpha = 4,3$  (см. рис), т. е. для значения такого же, как и в кристалле. Но при перегреве расплава 40 300°С и выше совпадение экспериментальных кривых с суммарными расчетными, хотя и удовлетворительно, однако значение а и средний объем В, приходящийся на один атом в жидком натрии, слишком велики. Так, при T = 300°C для ГЦК и ОЦК соответственно получается:  $a \approx 6 \text{ Å}, B \approx 54 \text{ Å}^3$ .  $a \approx 4,95 \text{ Å}, B \approx 60,7 \text{ Å}^3$ , что значительно превосходит объем  $B = 40 Å^3$  кристаллического состояния. В этом смысле более подходит плотноупакованная гексагональная структура при  $c/a \approx 2$ , средний объем B увеличивается менее, чем на один процент, как и следует из [3]. Здесь определенную ясность могли бы внести эксперименты по дифракции (через n<sub>1</sub> и r<sub>1</sub>), однако для 300°С и выше таких данных в литературе нет. При расчете суммарных значений σ. (λ) рассеяние на неупорядоченной области рассматривалось как рассеяние на идеальном газе. В указанном температурном и волновом интервале это сечение можно было принять пропорциональным 1/v, где v — скорость налетающих нейтронов. Учитывалось также некогерентное рассеяние и поглощение.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что вблизи точки плавления структура жидкого натрия соответствует кристаллической, и при перегреве, по крайней мере на несколько сот градусов, упаковка атомов в жидком натрии принимает черты плотнейшей гексагональной и только при кипении ход  $\sigma_t(\lambda)$  пропорционален 1/v как при рассеянии на идеальном газе.



Температурная зависимость полных сечений натрия. • -- экспериментальные точки.

#### $T = 100^{\circ}C.$

1—3-расчетные кривые; 5с=2600 м/сек. 1-рассеяние на ОЦК-структуре; 2 – рассеяние на неупорядоченных атомах + некогерентное рассеяние + поглощение; 3 – рассеяние на ОЦК-структуре + рассеяние на неупорядоченных атомах - некогерентное рассеяние + поглощение;

+ — рефлекс кристаллической (ОЦК) структуры.

## $T = 300^{\circ}C.$

1—5 — кривые, рассчитанные по квазикристаллической модели одноатомной жидкости (2);  $c = 2500 \ \text{м/сек. } 1- \text{рас$ сеяние на ГПУ-структуре; 2 — рассеяние на неупорядоченных атомах + некогерентное + поглощение; 3 — суммарная кривая при рассеянии на ГПУ-структуре; 4 — суммарная кривая при рассеянии на ГЦК-структуре; 5 — расчетная сумманрая кривая при рассеянии на ОЦК-структуре; 4 — рефлекс кристаллической структуры (ГПУ).

Внешние электронные оболочки атома натрия имеют конфигурацию 2p<sup>6</sup>3s<sup>1</sup> и ионизационные потенциалы: 5,12; 47,06; 70,72 эв. В кристаллическом состоянии отделяется валентный s-электрон, образуя металлическую связь и ионы Na<sup>1+</sup> укладываются в ОЦК--структуру [4], которая, как следует из формы экспериментальных  $\sigma_t(\lambda)$  (см. рис.), сохраняется до точки плавления. При плавлении плотность электронного газа остается близкой к единице [4], что может быть объяснено очень высоким вторым ионизационным потенциалом, так что, по-видимому, не происходит изменения структуры внешних электронных оболочек иона  $Na^{1+}$  и, как следствие, сохраняется соответствие структур жидкого и кристаллического состояния. При повышении температуры из-за увеличения среднего объема на один атом р-оболочки ионов, по-видимому, уже не перекрываются, и ионы укладываются по модели статистически независимых шаров с плотной упаковкой и только в точке кипения связи между ионами настолько ослаблены, 4TO движение атомов приближается к свободному как в идеальном газе и для длинноволновой части интервала изменения  $\lambda$ , где  $\frac{v}{v_T}$  мало, здесь  $v_T$  — скорость нейтрона, зависящая от температуры рассеивателя,  $\sigma_s(\lambda) \sim \frac{1}{v_T}$  [5].

Институт ядерной физики АН УзССР

Поступила 21.1. 1969

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хрущев, Л. С. Шарипова, ПТЭ, № 6, 47 (1967).

- 2. Б. И. Хрущев, Исследования по теоретической и ядерной физике. Изд. "ФАН", Ташкент, 1969.
- 3. К. П. Яковлев, Краткий физ.-хим. справочник, т. 1. Физматгиз, 1960.
- 4 В. К. Григорович, Переодический закон Менделеева и электронное строение металлов. Изд. "Наука", М. (1966).
- 5. В. М. Турчин. Медленные нейтроны, Изд. "Наука", М. (1963).

## ՀԵՂՈՒԿ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՈՒՍՈՒՄԱՍԻՐՈՒԹՑՈՒՆԸ ԴԱՆԴԱՂ ՆԵՑՏՐՈՆՆԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

### Բ. Ի. ԽՐՈՒՇՉԵՎ, Լ. Ս. ՇԱՐԻՊՈՎԱ

Չափված են նատրիումի վրա դանդաղ նեյտրոնների ցրման ինտեդրալ կտրվածքները . =3,5-7,5 Å ալիքների երկարուβյան ինտերվալում և 90°, 100°, 300°, 700° ու եռման չերմաստիճանների դեպքում։

## A STUDY ON THE STRUCTURE OF LIGUID SODIUM BY MEANS OF SLOW NEUTRONS

### B. I. KHRUSCHEV, L. S. SHARIPOVA

The results of measurements of integral cross-sections of slow neutrons scattering in sodium from 90°C up to the boiling point are discussed. An analysis of the shape change of  $\sigma_t(\lambda)$  with the help of the external structure of electron shells shows only at boiling poing sodium behaves as a gas.

# ВНЕШНИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ОБОЛОЧКИ АТОМА ОЛОВА И СТРУКТУРА ЕГО ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ

### Б. И. ХРУЩЕВ, Л. С. ШАРИПОВА

Измерены полные сечения рассеяния медленных нейтронов на олове в интервале  $\lambda = 3,5-...7,5$  Å при температурах 225, 235, 650, 1050 и 1250°С. Изменение формы  $\sigma_t(\lambda)$  в зависимости от температуры свидетельствует в пользу сохранения в жидком олове, в определенной степени, паправленных связей вплоть до 1250°С.

На рис. 1 приведены результаты измерения интегральных поперечных сечений  $\sigma_i(\lambda)$  взаимодействия медленных нейтронов с жидким оловом. Измерения были проведены на установке, описанной в [1], в интервале длин волн  $\lambda = 3,5-7,5$  Å на кристаллическом олове при



Температурная зависимость полных сечений жидкого слова.

— экспериментальные точки

1-6-кривые, рассчитаяные по квазикристаллической модели одноатомной жидкости [] с = 2500 м/сек. 1-диффузное рассеяние. 2-рассеяние на структуре, аналогичной структуре кристалла. 3-расссяние на ГЦК-структурах. 5-рассеяние на ГЦК + ТОЦ-структурах. 5-рассеяние на ромбической объемноцентрированной структуре. 6-рассеяние на ромбической объемноцентрированной структуре. ; - рефлексы кристаллической (ТОЦ) структуры. - рефлексы ГЦК-структуры.

температуре 225° и на жидком при 235°, 650, 1050 и 1250°С. Неточность в определении  $\sigma_{i}(\lambda)$  показана на рисунке разбросом экспериментальных точек. В области коротких длин волн ошибка  $\pm 5^{0}/_{0}$  повышается до  $\pm 6^{8}/_{0}$  с увеличением длины волны налетающих нейтронов.

На кривой с, (і.) при 235°С наблюдаются два пика, положение которых было сравнено с положением максимумов, рассчитанных для различных решеток, в том числе для решетки серого олова (структура алмаза), поскольку на основании рентгеноструктурного анализа было выдвинуто предложение о существовании в жидком олове двух структур вблизи точки плавления, одна из которых сходна со структурой серого олова [2]. Только ГЦК структура дает правильное положение обоих максимумов рис. 1, однако средний объем "В", приходящийся на одно ядро в жидкости, для этой структуры слишком велик. Конечно, в жидкости не все атомы расположены в определенном порядке, часть находится в неупорядоченном (диффузном) состоянии и, как показывает сравнение с теоретическими кривыми, рассчитанными по квазикристаллической модели [3], эта часть атомов может составлять заметную долю, до 30%. Но и с учетом этого обстоятельства средний объем на одно ядро по всем предполагаемым структурам все же больше, чем следует из эксперимента [4]. Поэтому из сравнения положения максимумов в кристаллическом и жидком состояниях с положением максимумов, рассчитанных для других кристаллических решеток, и учитывая значение первого координационного числа и радиуса первой координационной сферы [5], а также реальное изменение объема при плавлении [4], более правильно предположить, что в жидком олове вблизи точки плавления имеются две модификации с различными структурами, из которых одна со структурой, соответствующей структуре кристаллического состояния, а другая ближе всего подходит к ромбической гранецентрированной структуре (РГЦ) (несколько искаженная плотноупакованная ГЦК) или ромбической объемноцентрированной (РОЦ).

С другой стороны, при плавлении в опытах по ЯМР [6] и оптичестой отражательной способности [7]- не обнаружено изменение электронной структуры. Изменение электропроводности, уменьшение ее в два раза, как у истинных металлов [8], у которых при плавлении не происходит отделения электронов внешних оболочек ионов, также может рассматриваться как свидетельство сохранения электронов ионами. Поскольку предполагается, что валентные *p*-электроны атома олова переходят в электронный газ уже в кристалле, то вышеприведенные результаты могут означать, что при плавлении олова внешние валентные *s*-электроны не отделяются, тем более, что ионизационные потенциалы третьего и четвертого валентных электронов весьма велики:  $U_3 = 30,7$  *ss*,  $U_4 = 46,4$  *ss*, но, возможно, переходят на возбужденные состояния, что и ведет, наряду с увеличением "B", к перестройке структуры с образованием упаковки, близкой к плотнейшей [9].

При повышении температуры расплава до 650°С, как можно судить по изменению  $\sigma_t(\lambda)$  на рисунке, вновь происходит перестройка структуры. По положению максимума на  $\sigma_t(\lambda)$  и другим параметрам

T°C		Тип решетки	"a" "b" "c"								Элементар- ный объем "В*		
		Гекс	3,42	002 001	2,19	1010	6,9	2,19	-	-	2,19	6	28
		гцк	3,42 3	111 200	6	22	1	4,22	-	1	4,22	12	54
235	3,4	тоц	3,42 2,6	101 200	5	1	4,62					10	28
No.	2,95	РГЦ	3,45	110	5	4,8	4,62	3,33	3,4	3,46	3,4	12	27,7
		РОЦ	3,4	001	5,5	3,0	3,4	3,0	3,4	3,56	3,32	12	27,7
		оцк	3,42 2,4	110 200	4,8		-	4,15	H	-	4,15	8	55
		КУБ ст. алм	3,42 2,11	111 220	6	10.00	1			4		THE R	
1		гцк	3,1	111	5,35	-	-	4,63	-		3,78	12	38
430	3,05	оцк	3,1	110	4,38	-	-	3,8	-		3,8	8	42
		Ромб ОБЦ	3,02	001	5,3	3,5	3,02	3,02	3,5	3,53	3,35	12	28
151		тоц	3,05	101	5,4	-	3,8	2,86	3,8	3,93	3,53	10	28
		ГЦК	3,25	111	5,58	-	1	4,85	1-	4	4,85	12	44
1050	3,25	ОЦК ТОЦ РОЦ	3,25 3,25 3,25	110 101 001	4,58 5,4 4,92	- - 3,5	4,07 3,25	3,96 3,25	3,42	3,5	3,96 3,37	8 10 12	48 29 28

(см. табл.) для ближнего порядка в жидком олове подходит структура белого одова и РОЦ (искаженная ОЦК).

Из измерений теплоемкости [10] и электропроводности [11] при различных температурах следует, что при перегреве расплава имеет место перестройка пространственной и электронной структуры с отделением s-электронов. Возможно, это отделение не является полным, но во всяком случае форма отклоняется от сферической и ионы укладываются в более рыхлую РОЦ-структуру.

При 1050°С положение "брегговского" среза заметно смещается в сторону больших длин волн (см. рисунок), что может являться следствием дальнейшей перестройки внешних электронных оболочек ионо в и характера связи между ними. При этом лучшим образом подходит РОЦ-структура, постепенно приближающаяся к ОЦК (см. табл.). Но и при 1050°С не происходит, по-видимому, полной металлизации валентных электронов (частично сохраняются направленные связи), так как при 1250°С продолжается изменение хода  $\sigma_t(\lambda)$  и, следовательно, изменение структуры. При полном переходе валентных электронов в металлическое состояние структура ближнего порядка при 1050°С не должна была бы отличаться от структуры, характерной для металлов (ОЦК). С другой стороны, трудно предположить из-за очень высокого  $U_5 = 91$  *эв*, что изменение формы  $\sigma(\lambda)$ , следовательно и структуры, вызвано перестройкой *d*-оболочки иона.

Институт ядерной физики АН УзССР

Поступила 21.1.1969

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Б. И. Хрущев, Л. С. Шарипова, ПТЭ, № 6, 48 (1967).
- K. Furukawo, B. R. Orton J. Hamor, G. S. Williams. Phil. Mag. 8, № 83, 141, (1963).
- Б. И. Хрущев, Сб. "Исследования по теоретической и ядерной физике". Изд. "ФАН", Ташкент (1969) (в печати).
- 4. Б. Р. Т. Фрост, Успехи физики металлов II, М., (1958), стр. 126. Гос. науч. тех. изд. лит. по черной и цветной металлургии.
- 5. Б. И. Хрущев, Структура жидких металлов, Изд. "ФАН", Ташкент (1969) (в печати).
- 6. W. D. Knight, A. G. Berger, Annals ob Phys. 8, 173 (1958).
- 7. J. N. Hodgson, Phil. Mag., 6, 509 (1961).\*
- 8. A. Roll, H. Motz, Z. Metallkd, 73, 272 (1957).
- В. К. Григорович, Периодический закон Менделеева и электронное строение металлов. Изд. "Наука", М. (1966).
- 10. В. П. Цветков. Изв. высших учебных заведений. "Физика", № 1, 145 (1960).
- 11. Я. И. Дутчак, ФММ, 11, в. 2, 290 (1661).

## ՕԼՕՎԻ ԱՏՈՄԻ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՑԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԸ ԵՎ ՀԵՂՈՒԿ ՎԻՃԱԿԻ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆ

#### P. Þ. ԽՐՈՒՇՉԵՎ, Լ. Ս. ՇԱՐԻՊՈՎԱ

Հետաղոտված են օլովի վրա դանդաղ նեյտրոնների ցրման լրիվ կտրվածքները ). =3,5-7,5 Å ինտերվալում 225, 235, 650, 1050, 1250°C ջերմաստիճանների դեպքում և արված են որոշ հետևություններ հեղուկ վիճակի ստրուկտուրայի վերաբերյալ։

## THE EXTERNAL SHELLS THE TIN ATOM AND THE STRUCTURE ITS LIGUID STATE

### B. I. KHRUSCHEV, L. S. SHARIPOVA

Total cross-sections of slow nuetrons scattering in tin in intervals  $\lambda = 3.5-7.5$  Å. at temperatures of 225; 235; 650; 1050 and 1250°C are measured. Changes in the shapes of depending on temperatures indicate a preservation, to a certain degree, of directed bonds up to 1250°C.

# ОБ АНОМАЛЬНО БОЛЬШОМ ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА В ПОЛУТОРНОМ СУЛЬФИДЕ ХРОМА\*

### в. х. оганесян

При исследовании гальваномагнитных эффектов сульфидов некоторых *d*-переходных металлов мы обнаружили аномально большое значение коэффициента Холла в соединении  $Cr_2S_3$  [1].

Ферромагнитная природа  $Cr_2S_3$  установлена в работе [2]. Для ферромагнетиков коэффициент Холла определяется следующим уравнением [3]:

$$E_x = R_1[[i] + R_0[Hi],$$
(1)

где  $E_x$  — холловское электрическое поле, возникающее в образце с током *i* под действием поперечного магнитного поля *H* и соответствующего ему намагничивания *J*.

R<sub>1</sub> — ферромагнитный коэффициент Холла."

R<sub>0</sub> — "классический" коэффициент Холла.

Для нефферромагнитных веществ первый член правой части уравнения (1) равен нулю.

Как показывает уравнение (1), для ферромагнитных веществ коэффициент Холла зависит от спонтанного намагничивания Js.

Из теоретических соображений, развитых в [4], следует, что ферромагнитный коэффициент Холла  $R_J$  непосредственно связан со значением квадрата спонтанного намагничивания  $J_{sp.}^{2}$ .

$$R_J = a \left( J_0^2 - J_{sp}^2 \right). \tag{2}$$

В таблице сопоставлено значение коэффициента Холла, полученного нами для  $Cr_2S_3$ , со значениями этого коэффициента для других ферромагнетиков-Tаблица

Вещество	Rs — 10 <sup>3 см<sup>3</sup></sup> кул
Железо	+8,0
Никель	-0,6
Gr <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	+36000

Это увеличение не может быть объяснено только ферромагнитной природой  $Cr_2S_3$ , а свидетельствует о более сложном строении

\* В работе участвовал Б. М. Рудь. (Институт проблем материаловедения АН УССР). энергетических зон и обменного взаимодействия валентных электронов в этом соединении.

Атомы хрома в изолированном состоянии имеют конфигурации валентных электронов— $d^5s^1$ , а атомы серы —  $s^2p^4$ .

В химическом соединении  $Cr_2S_3$  атомы серы стремятся образовать парно-электронные структурные комплексы типа  $S_2$ ,  $S_4$ ,  $S_6$ , у которых проявляется стремление к достройке до электронной конфигурации инертного газа  $s^2p^6$ .

В атоме хрома валентные s-электроны, а также частично d-электроны передаются атомам серы.

Следовательно, устойчивость электронных состояний атомов хрома должна возрастать в связи с увеличением статического веса стабильных d<sup>5</sup>-конфигураций. Предполагаемое электронное распределение у остовов атомов компонентов должно определять характер межатомной связи в  $Cr_2 S_3$ .

С этой точки зрения можно предположить, что взаимодействие  $d^5$ -волновых функций является ответственным за его ферромагнитные свойства, а взаимодействие стабильных  $d^5$ - и  $s^2p^6$ -конфигураций атомов компонентов приводит к образованию энергетической щели и возникновинию полупроводниковых свойств этого соединения.

Температурная зависимость электропроводности и коэффициента термо-э. д. с. соответствует полупроводниковому характеру проводимости [5].

Аномально большой эффект Холла в  $Cr_2S_3$  можно легко объяснить при помощи современной зонной теории твердого тела в приближении однополюсной модели с привлечением квантовомеханических представлений об s - d обменном взаимодействии валентных электронов.

Сильная локализация валентных электронов у остовов атомов приводит к уменьшению концентрации свободных электронов и аномально большому эффекту Холла.

Очевидно, если в соединении  $Cr_2S_3$  после соответствующих электронных переходов атом хрома имел бы электронную конфигурацию не  $d^5$  а  $d^{10}$ , то при определенных условиях можно было бы ожидать сверхпроводимость.

Ереванский политехнический институт нм. К. Маркса

Поступила 14. V.1969

### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. В. Х. Отанесян, В. М. Рудь, Институт проблем материаловедения АН УССР Порошковая металлургия, 55, 12 (1965).
- 2. H. Haraldsen, Z. anorg. allg. chem. 234, 372 (1937).
- 3. H. K. Kunoun, Sow. Physica., 9, 1 (1936).
- 4. J. P. Jan, H. M. Gijsman, Physica, 18, 339 (1962).
- .5. Г. В. Самсонов, В. Х. Отанесян, Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 10<sup>4</sup> 1757 (1966).

5 Известия АН АрмССР, Физика, № 6

# ՔՐՈՄԻ ՍԵՍԿՎԻՍՈՒԼՖԻԴԻ ԱՆՈՄԱԼ ՄԵԾ ԽՈԼԼԻ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՄԱՍԻՆ

### 4. 6. 20420560806

Տերրոմագնիսային քրոմի սուլֆիդում  $Cr_2S_3$  հայտնաբերված է անոմալ մեծ Խոլլիի գործակից. = + 36000 ոմ3/4ուլ։

Այդպիսի մեծ ֆերբոմագնիսային Խոլլի գործակիցը՝ ~ 1000 անգամ մեծ է երկաթից, չի կարող բացատրվել միայն  $Cr_2S_3$ -ի ֆերբոմագնիսական բնույթով, և վկայում է  $Cr_2S_3$ -ի ավելի բարաէներգետիկ գոտիների կառուցվածքի մասին, քան այդ բխում է ֆերբոմագնիտիզմի չափանիշկց  $Cr_2S_3$ -ի անոմալ մեծ Խոլլի գործակիցը բացատրվում է պինդ մարմնի ղոնային ժամանակակից տեսությամբ

## ON ANOMALLY BIG HOLL'S EFFECT IN Cr2Sa

### V. Kh. HOVANESSIAN

An anomally big value of Holl's coefficient  $R_J = +3600 \text{ cm}^3/\text{coul.}$  in  $Cr_2S_3$  was observed.

Such a big value of Holl's ferromagnetic coefficient (1000 times bigger than that of iron) cannot be due only to the ferromagnetic character of  $Cr_2S_3$  that shows a more complicated structure of the  $Cr_2S_3$  energetic zones. The anomal value of  $Cr_2S_3$ . Holl's coefficient is explained by the solid state modern zone theory.

# АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

4-го тома за 1969 г.

Вып. Стр.

the second se		
Абрамян Л. Э., Мартиросян Р. М., Степанян Е. Г. Улучшение характе-	-	
ристик двухрезонаторного квантового усилителя путем модуляции часто-		
ты накачки	5	329
Абрамян Ю. А. (см. Авакьянц Г. М.)	4	239
Арутюнян В. М. (см. Авакьянц Г. М.)	5	307
Авакьянц Г. М. Динамическое отрицательное сопротивление у компенсиро-		
ванных полупроводников	6	380
Авакьяну Г. М., Абрамян Ю. А. Исследование S-диодов с примесью кадмия		
$(Z_n \sim 10^{-2}  {}^{0}) \cdot \cdot$	4	239
Авакьяну Г. М. Абрамян Ю. А. Исследование кремниевых S-диодов с		
примесью кадмия (Zn ~ 10 <sup>-2</sup> %)	6	370
Авакьянц Г. М. Абрамян Ю. А. Некоторые вопросы Физики формирования		
отрицательного сопротивления в S-диодах	6	736
Авакьянц Г. М. Абрамян Ю. А. К вопросу о диодах с отрицательным соп-		1
ротивлением	6	386
Авакьянц Г. М., Арутюнян В. М. К вопросу о лавинной нижекции в ком-		
пенсированных полупроводниках	5	307
Авакьяну Г. М., Арутюнян В. М. Отрицательное сопротивление в пул и		
рпр-структурах	5	318
Авакьяну Г. М., Лазарев Е. В. О влиянии электронно-дырочного рассея-		
ния на вольт-амперную характеристику полупроводниковых приборов -	2	83
Авакян Р. О., Армаганян А. А. Тормозное излучение протонов 4 и-жезонов		
высоких энергий на кристалле алмаза · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	4	236
Акритов А. Г., Безирганян П. А. Экспериментальное исследование зависи-		
мости интенсивности отражения рентгеновских лучей от направления	3-	Q.
плоскостя падения	2	110
Алиханян А. И., Испирян К. А., Оганесян А. Г. Спектральное распределе		
ние переходного излучения релятивистских электровов · · · · ·	4	233
Апкарьяну П. А., Ломова Л. Г., Сонин А. С. Электрооптические свойства		
кристаллов гидрофосфата аммония	1	25
Аракелян В. А., Гарибян Г. М. Решение задачи о генерации излучения дви-		
жущимся зарядом в пластинке и в стопке пластии методом построения		
из известных и более элементарных полей	6	339
Аракелян В. А., Гарибян Г. М., Нальян Э. А., Поля и потери энергин за-		5
ряженной частицы при пролете через слоистую среду	5	287
Аракелян В. А., Мериелян О. С. Излучение заряда, движущегося по оси	-	5.2.
канала в гиротропном дизлектрике · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	2	102
Асатиани Т. Л., Газарян К. А., Жмыров В. Н., Иванов В. А., Наза-	-	1
рян А. А. Флуктуации яркости следов в стримерной камере	1	52

Авторский	указатель
-----------	-----------

Асланян К. А., Никитин В. Н. Применение ИК спектроскопии для опреде-	-	1.7(5)
ления кристалличности и кинетики кристаллизации в полихлоропрене .	1	40
Бостанджян Н. К., Марикян Г. А., Матевосян К. А. Ливневая эффектив-		
ность искровых камер при больших задержках высоковольтного им-	-	-
пульса	1	46
Багдасарян Л. С., Григорян Г С., Хуршудян Л. С Об одной возможности		in the second
и контроле работы сцинтилляционного счетчика · · · · · · · · · ·	4	261
Бадалян Р. А. (см. Кабалян Ю. К.)	3	174
Безирганян К. Н. (см. Безирганян П. А.)	3	147
Безирганян П. А. (см. Акритов А. Г.)	2	210
Безирганян П. А., Безирганян К. Н. К расчету интегральной интенсив-		
ности отражения рентгеновских лучей	3	147
Безирганян П. А. (см. Погосян Я. М)	6	365
Белинский Б. А., Карабаев М., Лагунов А. С.] Исследования коэффициен-		
та поглощения когерентного звука в жидкостях импульсным методом в		
анапазоне частот 5 Мгg-3 Ггg · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	3	164
Бернштейн Л. И. Минимизация числа кодирующих элементов	3	187
Болотовский Б. М., Мергелян О. С., Столяров С. Н. О некоторых особен-		
ностях поля излучечия в анизотропных средах на больших расстоя-		
HURY OF MCTORHUKE	4	203
Билинсизан Э. С. Козффициент шума разнотелескопа	2	118
Варания В А. Озанесян Р. С. Малие колебания в анбитолярио-лиффиз-	-	
DupAuran D. A., Clascon I. C. Marker Recount & automotopho areas	2	65
Rom CAGE HARSEN APA HARSEN MIT MATHEMATING HOAR	2	01
	-	31
Гаврилов В П., Наторская И. А., Лозе В. А. О комптововском рассеяния		107
на релятивистских поляризованных электронах	2	131
Галоян Л. Б. Исследование распределения накачки по сечению русиновых		
элементов ОКС в зависимости от механической обработки цилиндри-	-	049
счекон поверхности	4	243
Галстян Д. А. Генерация нуклонных изовар при взаимодеиствии протонов с		050
импульсом 24 1 98/с с ядрами фотовмульсии	0	334
Гарибян Г. М. (см. Аракелян Б. А)	0	339
Гаспарян Л. Г. К вопросу о законе сохранения интенсивности рассеяния		100
рентгеновских хучей	3	159
Геворкян С. Д. (см. Погосян Я. М.)	6	365
Гольцман Б. М., Саркисян В. Ш. Термоэлектрические свойства твердых ра-	2	1
створов	1	33
Григоров Н. Л., Мамиджанян Э. А. К вопросу об энергетическом спектре		
нейтровов в области энергии 10 <sup>11</sup> -10 <sup>12</sup> зв на уровне моря · · · ·	3	142
Григорян Г. С. (см. Багдасарян Л. С.)	4	261
Джидарян, В. А., Трчунян А. А. Изменение поля анизотропии тонких пер-		
малловвых пленок под действием изгибающих деформаций . • • • •	1	12
Джрбашян В. А. Магнитная восприимчивость и поляризация протона в нару-		
шенной симметрии	4	298
Егиян К. А. (см. Наринян К. А.)	2	97
Ерицян О. С. Оптика естественно гиротропных сред в магнитном поле. II.		
Прохождение электромагнитной волны через гиротропную диэлектри-		
ческую пластину	3	180
Жимпров В. Н. (см. Асатиани Т. Л.).	1	52
BOLGH T. C. O. ORGON BLANDY MACHINE & AND THE		1000
полят т. О. О связа олектраческих и структурных своисть при высоких тем-	6	359
$H_{aquea} = A \left( a_{A} A_{aquea} T A \right)$	1	50
Hourse E A (as Acarman A H)	-	000
FICHUPAN N. A. (CM. MANXABAR A. PL.)	-	433
Авторский указатель

Кабалян Ю. К., Бадалян Р. А. Исследование молекулярной релаксации в		
пластифицированном полихлоропрене	3	174
Калашян Р. М. Некоторые замечания о структуре элементарных частиц и		
их взаимодействие	4	219
Карабаев М. (см. Белинский Б. А.)	3	164
Коваль Л. Н., Матинян С. Г. Еще раз о фоторождения нейтральных век-		
торных мезонов при высоких энергиях	4	230
Корхмазян Н. А., Элбакян С. С. Некоторые особенности переходного излу-		
чения релятивистских частиц при наклонном падении	1	3
Ложова Л. Г. (см. Апкарьянц П. А.)	1	25
Лагунов А. С. (см. Deлинскии D. А.)	3	164
Лазарев С. D. (см. Авакьянц 1. м.)	2	83
Маюмедов М. Г. Излучения произвольно движущихся зарядов в 'дисперги-	-	
рующих средах со сферической границей раздела	5	271
Мамиджаняя Э. А. (см. 1 ригоров П. Л.)	3	142
Мажян В. А. (см. Погосян 1. А.)	1	19
Марикян Г. А. (см. Бостанджян Н. К.)	1	46
Маркосян Э. А. (см. Шароян Э. Г.)	3	169
Мартиросян Р. М. (см. Абрамян Л. Э.)	5	329
Матевосян К. А. (см. Бостанджян Н. К.)	1	46
Матинян С. Г. (см. Коваль Л. Н.)	4	230
Мергелян О. С. (см. Болотовский Б. М.)	4	203
Мергелян О. С. (см. Аракелян В. А.)	2	102
Мирзабекян, Э. Г., Симонян Р. Н. Преобразователь поляризации СВЧ коле-	1	
баний	4	256
Нагорская И. А. (см. Гаврилов В. П.)	3	137
Назарян А. А. (см. Асатиани Т. Л.)	1	52
Нальян Э. А. (см. Аракелян В. А.)	5	287
Никитин В. Н. (см. Асланян К. А.)	1	40
Наринян А. К., Егиян К. А. Продольная проницаемость магнитных пленок		
на радиочастотах • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	2	97
Отанесян А. Г. (см. Алиханян А. И.)	4	233
Оганесян В. Х. Об аномально большом эффекте Холла в полуторном сульфи-	R.C.	-
де хрома	6	402
Отанесян Р. С. (см. Варданян В. А.)	2	65
Погосян Т. А., Погосян Я. М., Мамян В. А. Перемагничивание инверсных	and a	
пленок вблизи направления оси трудного намагничивания	1	19
Погосян Т. А., Погосян Я. М. О возможности использования инверсных пле-	-	
нок в элементах памяти ЭЦВМ	1	8
Погосян Я. М. (см. Погосян Т. А.)	1	8
Погосян Я. М., Хримян Л. А., Геворкян С. Д., Безирганян П. А. Опреде-		
ление дисперсии показателя преломления жидкостей методом многолу-	-	
чевой интерферометрии	6	365
Сардарян В. С., Вильмс П. П. Коэффициент Холла, подвижность и магни-		
тосопротивление в тонких полупроводниковых пленках · · · · · ·	2	91
Саркисян В. Ш. (см. Гольцман Б. М.)	1	33
Симонян Р. Г. Микротермостат повышенной точности	4	250
Симонян Р. Г. (см. Мирзабекян Э. Г.) •	4	256
Сонин А. С. (см. Апкарьянц П. А.)	1	25
Степанян Е. Г. (см. Абрамян Л. Э.)	5	329
Столяров С. Н. О приближении геомотрической оптики в электродинамике		1
движущихся сред	5	282
Столяров С. Н. (см. Болотовский Б. М.)	4	203
Тарханян Р. Г. Оптическая анизотропия тонких полупроводниковых пленок	4	197
Тручинян А. А. (см. Джидарян В. А.)	1	12

407

#### Авторский указатель

Хращев Б. И., Шарипова Л. С. Исследование структуры жидкого натрия		
медленными нейтронами	6	395
Хрущев Б. И., Шарипова Л. С. Внешние электронные оболочки атома олова		
и структура жидкого состояния	6	398
Хуршудян Л. С. (см. Багдасарян Л. С.)	4	261
Шарипова Л. С. (см. Хрущев Б. И.)	6	395
Шароян Э. Г., Маркосян Э. А. Исследование природы парамагнитных		
центров в некоторых фталоцианинах ·· · · · · · · · · · · · · · · · · ·	3	169
Элбакян С. С. (см. Корхмазян Н. А.)	1	3

a the state of the state of the

ter a remain to the sale

# ՀԵՂԻՆԱԿԱՅԻՆ ՑԱՆԿ

## Zummr 4 1969 p.

Արբանավյան Լ. է., Սաեփանյան Ե. Գ., Մաբաիրոսյան Ռ. Մ Երկոեզոնաարային		
թվանտային ուժեղացուցիչի բնութագծերի լավացումը մղման հաճախության		
մոդուլացիայի օգնունյամբ	5	323
Արշահամյան 8. Ա., Ավագյանց Գ. Մ	4	239
Արբանամյան 8. Ա. (տես Ավագյանց Գ. Մ.)	6	370
Upphundjus U. b., baupryms 4. U., Inifausspayms U. 2 Abijumpidhumpid tible-		
աբրոնների անցումային ճառադայթնան սպեկտրալ բաշխումը	4	288
"Ակгիտով Ա. Գ., Рьаргашбјшб П. 2 Ибизив Ашрвасвјшв подпавјави при		
դենյան ճառադայթների անդրադարձման ինտենսիվության կախման փորձնա-		
կան հետաղոտությունը	2	110
Uniurjung 9. U., Individu I. 9., Uncha U. U Udaubaudh abshanasausumh pinc-		
րեղների էլեկտրաօպտիկական Հատկությունները	1	25
Unufbijul 4. 2., Ubrabijul 2. U Zhonmony abtibliophih aby amudan hubuih		
wnwbypnd ywpddag ihyph Swnwawiffacdp	2	102
Unufbijul 4. 2., Queppjul 4. U., bujjul t. 2 Chronudan Shyudujnad ubgbag		
լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստները և ճառագայթված դաշտերը .	5	207
Unufbijus 4. 2., Jurhpijus 4. U Phillonal & Phillon bannad sundian		
լիդրի ճառադալթման դեներադիայի խնդրի յուծումը հայտնի և ավելի էլեմեն-		
ապը դաշտերից կառուցման մենրոդով	6	339
Unumhuth P. L., Jugurjut 4. U., & Jhrnd 4. U., Mutad 4. U., Sugurjut		
Ա. Ա. — Սարիմերային խրիկում հետրերի պայծառության ֆյուկտուադիաները	1	52
Ասյանյան Կ. Ա., Նիկիաին Վ. Ա Սանկտոոսկոաի կիրառումը արլիքլորոարենում		
ուուսեռազման աստիճանի և կինետիկայի որոշման համար	1	40
Udwaywaa 9. U., Zurnipiniajwa 4. U thuwswnnnhiabnnis bolimwy & Sundu-		
δωιήδι htidblahwih Swnah dbnwabniwi	2	71
Udwarmag 9. U., Uprufiniting 3. U Yundhnidh huntunnad uhihahniduiht-		
	6	370
Udwaynig 9. U., Upruhadyai 8. U Paganahai ahdagaaliata anayagdata		
Shahlwih nana Swaaban nhanibbanu	6	375
Ավագյանց Գ. Մ կոմաինսատված կիսանաորորիչների դինամիկ բացասական դի-		
	6	380
Udmanuta 9. U., Uprushudint 8. U Punnungun nhamnanifinda ahanubah		
	6	385
Raduanda 9. U., Inourt b. 4 thumSunnahimith umabat daim-udubamith		
ոնունասոհ վոա էլենտորն-խորուային սոման ասրեսունյան մասին	2	83
<b>Udwaysha</b> $\mathcal{P}$ U. — Ubbayshi 50-mdymbh malihd	3	189
Admanufa 9. U., Zurnipinifinifi 4. U 4ndublumadud hhumfunanshildanid		
Sundustanti hudblahush Sunah danuahasus	5	805
Udwaying 9. U., Zurnipiniling 4. U. — Punuuuluu nhdunnulinin $n \vee r$		
	5	818-
Udwarms A. 2., Urdwamsims U. U The hubanhwittah wanwabibah h u-dhanh-		
Shah makenhilat Summer Berta mandakak amakak dam	4	236

Հեղինակային ցանկ

Կովալ է. Ն., Մատինյան Ս. Գ. — Կրկին անգամ նեյարալ վեկտորական մեղոններ		
ֆոտոծնման մասին բարձր էներգիաների դեպքում	. 2	65
Հովճաննիսյան Ռ. Հ. (տես Վարդանյան Վ. Հ.)	. 2	85
Հաrությունյան Վ. Մ. (աես Ավագյանց Գ. Մ.)	. 2	71
Հովճաննիսյան Ա. Հ. (տես Ալիիսանյան Ա. Ի.)	. 4	233
Հաrությունյան Վ. Մ. (տես Ավագյանց Գ. Մ.)	. 5	318
2ndamaahajma 4. w Prade ubuhdhunuphah wundmi abd waith anrowigh amuh	6	
Ղազաւյան Կ. Ա. (տես Ասատիանի Թ. Լ.)	. 1	52
Ղարիթյան Գ. Մ. (տես Առաջելյան Վ. Հ.)	. 5	287
Ղուխմազյան Ն. Ա., էլրակյան Ս. Ս. — Անցումային ճառադայինան առանձնա <u>ճատ</u>	1 4 34	
կությունները ռելյատիվիստիկ մասնիկի թեր անկման դեպրում	. 1	3
Մագամեդով Մ. Ռ. — Սֆերիկ բաժանման սահման ունեցող դիսպերիայով օժտվա	•	
ղիջավայնբնի ղբն լաղայապրո շանգղոմ լիներև ջասասակայկուղն	- 5	271
Մամյան Վ. Ա. (տես Պողոսյան Բ. Ա.)	. 1	19
Մատինյան Ս. Գ. (տես Կովալ է. Ն.)	. 4	230
Մարիկյան Գ. Ա. ( <i>ահա Բոստանջյան Ն. Խ.</i> ) · · · · · ·	. 1	46
Մամիrջանյան է. Ա. (տես Գրիդորով Ն. Լ.) · · · · · ·	. 8	118
Մարկոսյան է. Ա. (տես Շառոյան է. Գ.)	. 3	169
Մաստիրոսյան Ռ. Մ. (տես Արրահամյան Լ. է.)	. 5	329
Մերգելյան Հ. Ս. (տես Առաջելյան Վ. Հ.)	. 2	102
Մերգելյան Հ. Ս. (տես Բոլոտովսկի Բ. Մ.)	. 4	203
Միրզարհկյան է. Հ. (տես Սիմոնյան Ռ. Ն.)	. 4	256
Նագորսկայա Ի. Ա. (տես Գավրիլով Վ. Պ.) · · · · · ·	. 3	137
Նազաբյան Ա. Ա. (տես Ասանիանի Թ. Լ.) · · · · · · ·	. 1	52
Նալյան է. Հ. (տես Առաջելյան Վ. Հ.) · · · · · · · ·	. 5	287
Նաբինյան Կ. Ա. <i>(տես Եղյան Կ. Ա.)</i>	. 2	97
Նիկիտին Վ. Ա. (տես Ասլանյան Կ. Ա.)	. 1	40
Շառոյան է. Գ., Մասկոսյան է. Ս. — <i>Պարամագնիսական կենտրոնների բնույթը մ</i>	•	
շարը ֆտալոցիանիններում	. 3	164
Շաբիպովա Լ. Ս. (տես հրուշչև Բ. Ի.)	. 6	395
Շարիպովա Լ. Ս. (ահա Խրուշչև Բ. Ի.)	. 6	398
Պողոսյան Թ. Ա., Պողոսյան Ցա. Մ. — Ինվերսիոն թաղանքների օդտադործման քնա-		
րավորության մասին հաշվիչ մեջենաների եռակի կողային սիստեմի հիշո	-	
ղության տարրերի մեջ	. 1	8
Պողոսյան Ցա. Մ. ( <i>տես Պողոսյան Թ. Ա.</i> )	. 1	8
Պողոսյան Թ. Ա., Պողոսյան 3ա. Մ., Մամյան Վ. Ա. — Բարակ թաղան թների վերա-	- 314	
մագնիսացումը մագնիսական դժվար առանցջին մոտ ուղղությամբ	. 1	19
Պողոսյան Ցա. Մ. (տես Պողոսյան Թ. Ա.)	. 1	19
Ջիդաբյան Վ. Ա., Թռչունյան Ա. Ա. — Անիզոտրոպ դաշտի փոփոխումը բարակ պեր		
մալոյն թաղանթում ծռման դեֆորմացիայի աղդեցության տակ	. 1	12
Ջբբաշյան Վ. Ա. — Պրոտոնի մագնիսական ընկալությունը և բևեռացումը խախտված	•	
Su (6) սիմետրիայում	. 5	299
Սարդարյան Վ. Ս., Վիլմս Պ. Պ. — Հոլլի գործակիցը, շարժունակությունը և մաղնիսա-		
դիմադրությունը բարակ կիսահաղորդիչային թաղանթներում	. 2	91
Սիմոնյան Ռ. Հ. — Բարձրացված ճշտությամբ ջերմակայունացուցիչ	. 4	250
Սիմոնյան Ռ. Ն., Միրզարեկյան Է. Հ. — Գ.Բ.Հ. տատահումների բնեռացման ձևափոխի	2 4	256
Սոնին Ա. Ս. (տես Ապկարյանց Պ. Ա.)	. 1	25
Սահփանյան Ե. Գ. (տես Աբրահամյան Լ. է.)	. 5	329
Отпуштац V. b. — Շարժվող միջավայրերի էլեկտրադինամիկայում երկրաչափական		
օպտիկայի մոտավորության մասին	. 5	282
Ստոլյաբով Ս. Ն. (տես Բոլոտովսկի Բ. Մ.)	4	203
Վարդանյան Վ. Հ., Հովնաննիսյան Ռ. Հ. — Փորը տատանումներ պլազմայի ամբիպո-		
լլար-դիֆուզիոն շերտում ուժեղ մագնիսական դաշտի առկայությամբ .	2	65
Վիլմս Պ. Պ. (տես Սարդարյան Վ. Ս.)	. 2'	911

410

		and the second
Ավագյանց Գ. Մ., Արսանամյան Ա. Ս Կաղմիումի խառնուրդով (Zn-10-2 %)		
ուղղիլների հետաղոտունյունը	4	239
Աւմաղանյան Ա. Ա. — (տես Ավադյան Ռ. Հ.)	4	236
Բաղդասաrյան Լ. Ս., Գրիգույան Գ. Ս., Խուrջուդյան Լ. Ս. — Սցինաիլացիոն հաշվիչի		
աշխատանքի վերահսկման հնարավորության մասին	4	261
Pbqhrqubjub 9. 2., Pbqhrqubjub 4. 0. — Pbbmqbbjub ճառադայթման անդրա-		
դարձման ինտնգրալ ինտննսիվության վնրաբնրյալ	3	147
Բեզիրգանյան 4. Ն. — (տես Բեզիրդանյան 9. Հ.)	8	147
Բելինսկի Բ. Ա., Կասարաև Մ., Լագունով Ա. Ս. — Հուծույթներում կոքերենտային		
կլանման դործակցի ուսումնասիրումը իմպուլսային մեթոդով հաճախու-		
<b>#</b> յումների 6 մեց-3 գեց տիրույթում	8	164
Palaundahh P. U., Ubrabijuk Z. U., Umaijurad U. U Ubhanmany ahyundujah-		
րում ճառապայթման դաշտի որոշ առանձնահատկությունների մասին աղբյու-		
րից մեծ հեռավորությունների դեպքում	4	203
Ռեբնջաեյն Լ. Ի. – Կոդավորվող էլեմենաների թվի մինիմացումը	3	187
Рпиниնзибјиб b .w., Гигријиб 9. Ц., Гирипијиб 4. Ц. — 4 <i>шјошји јивјибери</i>		
Հեղեղային էֆեկտիվությունը բարձրավոլտ իմպուլսի մեծ ուշացումների		
դեպքում	1	46
Գալստյան Ջ. Ա. — Նուկլոնային իղորարների գեներացումը 24 գէվ/շ իմպուլս ունե-		
ցող պրոտոնների և ֆոտոէմուլսիայի միջուկների փոխազդեցության ժամանակ	6	352
Գալոյան 4. Վ. — Օպտիկական գվանտային դեներատորների սուտակե էլեմենտների		
կտրվածքում մղման տեղաբաշխման ուսումնասիրությունը կախված նրանց գլա-		
նային մակերևույնի մեխանիկական մշակումից	4	243
Գասպաբյան է. Գ. — Ցրված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության պահ-		
պանման օրենքի մասին	3	159
Դավրիլով Վ. Պ., Նագուսկայա Ի. Ա., Խոզե Վ. Ա. — Ռելյատիվիստիկ բևեռացված		
էլեկտրոնների վրա կոմպտոնյան ցրման մասին	8	137
Գոլցման Բ. Մ., Սարքիսյան Վ. Շ. — Պինդ լուծույթների ջերմակլեկտրական հատկու-		
<i>թյունները</i>	1	33
Գրիգորով Ն. Լ., Մամիջանյան է. Ա. — Տինղերական ճառագայթների նեյտրոնների		
էներգետիկ սպեկտրը ծովի մակերևույնի վրա	3	142
Գրիգույան Գ. Ս. (տես Բաղդասարյան Լ. Ս.)	4	261
Եղյան Կ. Ա., Նաշինյան Կ. Ա. — <i>Մագնիսական թաղանթների երկայնական թափան-</i>		
ցելիությունը ռադիոնաճախությունների դեպքում	2	97
brhgjwa 2. V. — Բնական գիրոտրոպ միջավայրերի օպտիկան մագնիսական դաշտի		
առկայունյամբ։ II էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը դիրոտրոպ դիէ-		
լեկտրիկ շերտի միջով	3	180
էլթակյան Ս. Ս. (տես Ղորխմազյան Ն. Ա.)	1	3
Թաբխանյան Ռ. Հ. — Բարակ կիսահաղորդիչային թաղանթների օպտիկական անի-		
ղոտրոպիան	4	19?
ժմիրով Վ. Ն. (տես Ասանիանի Թ. Լ.)	1	53
Իվանով Վ. Ա. (տես Ասանիանի Թ. Լ.)	1	52
Իսպիսյան Կ. Ա. (տես Ալիխանյան Ա. Ի.)	4	283
Լոմովա Լ. Գ. (տես Ապկարյանց Պ. Ա.)	1	19
Լագունով Ա. Ս. (տես Բելինսկի Բ. Ա.)	3	164
Լազարև Ե. Վ. (տես Ավագյանց Գ. Մ.)	2	83
bungh 4. U. (mbu 9-wulphind 4. 9.)	8	137
brauzh f. h., Turhundu I. U 2bani ummphauf umanguludet aunutumphan-		
թյունը դանդաղ նեյտրոնների օգնությամբ	6	355
braugh f. h., Turhundu I. U Oladh wandh womeht tibhapatuiht fuguth-		145
ները և հեղուկ վիճակի ստրուկտուրան	6	398
Խուշջուղյան Լ. Ս. (տես Բաղդասարյան Լ. Ս.)	4	261
чараций вла. ч., Радаций Ռ. Ա Unibingup пbiahumihaih nunatunhpon-		

թյունը պլաստիֆիկացրած պոլիքլորոպրհնում . . .

411

8 174

. .

Zbyhumuymihu gwuy

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>B</b> . A	. Аракелян, Г. М. Гарибян. Решение задачи о генерации излучения дви- жущимся зарядом в пластине и в стопке пластии методом построения из	000
	Известных и более элементарных полеи	339
-4. A	ницульсом 24 Гзв/с с ядрами фотоэмульсин	352
T. C.	Золян. О связи электрических и структурных свойств Bi2O3 при высо-	
	ких температурах	358
Я. М	. Погосян, Л. А. Хримян, С. Д. Геворкян, П. А. Безирганян. Опреде- ление дисперсини показателя преломления жидкостей методом многолу-	
	чевой интерферометрии 7	365
Г. М.	Аваньяну, Ю. А. Абрамян, Исследования кремниевых S-диодов с при-	
	месью кадмия $(Zn \sim 10^{-2}  0/_0)$ · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	370
Г. М.	Авакьянц, Ю. А. Абрамян. Некоторые вопросы физики формирования	TELES.
in the state	отрицательного сопротивления в S-диодах · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	376
Г. М.	Авакьяну. Динамическое отрицательное сопротивление у компенсирован-	000
	ных полупроводников	380
Г. М.	Авакьянц, Ю. А. Аорамян, К вопросу о диодах с отрицательным сопро-	986
	тиваением	300

### краткие сообщения

Б.И	. Хрущев, Л. С. Шарипова. Исследование структуры жидкого натрия мед-	
	ленными нейтронами	395
Б.И	. Хрущев, Л. С. Шарипова. Внешние электронные оболочки атома олова	
	и структура его жидкого состояния	398
B. X	. Отанесян. Об аномально большом эффекте Холла в полуторном сульфи-	
	де хрома	402

### **ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՑՈՒՆ**

4. U. Unwfbyut <i>ճառադայի</i>	i, 4. Մ. Ղարիթյան հման դեներացիայի	— Թիթեղ խնդրի լու	and to pp	թեղների սյտնի և	260mm mdblh	ան շարժ Էլեմեն	1 n 1 1	8#h w2-	
mbphg 4u	unnigituti itifingnit	• •	1000 000					1	339
Ջ. Ա. Գալստյան	— Նուկլոնային իզոր	սարների գե	L'hpmgnui	e 24 qtu	/c / Ju	สเปล นาย	bgnų щ	pn-	
տոնների և	ւ ֆոտոէմուլսիայի մ	Thene426ph	hapman	bgn.fj.mi	4 dulu	12myı	1.		352
S. U. Զոլյան —	Pupap 26pdmumps	whithpaul B	1203 t14	4000040	ъ 4 ри	udm di m	կան հա	· m-	
կություննե	րի կապի մասին				-		See.		858
3. U. Angnujul	i, l. 2. wrhujwa, l nunhsh nhuwbnuhwi	J. U. Ahnr	43mb, 9.	2. Pbq	rqubju	ul — 2 nbn\$6nn	եղուկն	bph with	
bywuuland	ond a rive.								365
Գ. Մ. Ավագյանց,	8. U. Upruhudju	а — <i>4ш</i> ары	hungh (	Zn~10	- 2 0/0)	[มมานั้น	rhund	- 4u	
[hghnism]	i S-ahaabbah shu	umdunurfi	un film					•	3?0
Գ. Մ. Ավագյանց,	Sni. U. Uprahady	ան — <i>Բաց</i>	ասական	դիմադր	пьрушь	шпшеш	gd wh	\$1-	
aphump n	ing Supply S-ah	กฎร์เปฏกเป	1 100		1. 1. 1. 1.				376
Գ. Մ. Ավագյանց	— Կոմպենսացվա	8 4humsmy	npahzubp	h ahum	Sh4 pm	յցարակ	ut afra	іш-	
դրությունը	A REAL PROPERTY							34	.380
Գ. Մ. Ավագյանց,	8. U. Uprushudju	6 — <i>Pwgu</i>		ւրանվե	Fjudp	դիոդնե	ph Sm	de.	
211.090	and the second of the	1			1. 1				386
and grant				STORE CONTRACTOR					

#### ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

P. b. wnnigh, I. U. Turhundu - 2banih ummpnish hunnigduseh niunistumpnikining	
դանդաղ նեյտրոնների օգնությամբ	395
P. b. banıgzh, l. U. Turhundu - Oladh woadh woweht fibimanunih funubfibre	
և հեղուկ վիճակի ստրուկտուրան	398
4. Խ. Հովճաննիսյան — Քրոմի սևսկվիսուլֆիդի անոմալ մեծ Խոլլի գործակցի մասին .	402