

ISSN 0002-3035

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском, армянском и английском языках.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папаян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱՎԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Ն. Մելիքյան
Ա. Ռ. Սկրտյան
Վ. Օ. Պապայան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

Vl.M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
Vil.M. Harutynyan
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Kazarian
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
V. O. Papanyan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения,
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Սարչալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia

УДК 539.2

СОПРОТИВЛЕНИЕ ОДНОМЕРНОЙ ЦЕПОЧКИ ИЗ ПЕРИОДИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ СЛУЧАЙНЫХ δ -ПОТЕНЦИАЛОВ. I.

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН, В.М. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

А.Ж. ХАЧАТРЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 29 ноября 1995г.)

В работе показано, что задачу нахождения среднего сопротивления $\langle \rho \rangle$ цепочки из случайных короткодействующих потенциалов можно свести к решению конечно-разностного уравнения.

Введение

Как известно, среднее безразмерное сопротивление Ландауэра $\langle \rho \rangle$ для одномерного металла с неподвижными рассеивателями, где все электронные состояния локализованы, выражается при нулевой температуре через длину цепочки L следующей формулой [1-5]:

$$\langle \rho_L \rangle = \frac{1}{2} \left(e^{\frac{L}{\xi}} - 1 \right),$$

где принято $\hbar = e^2 = 1$. Здесь ξ - радиус локализации электронных состояний, который зависит от вида потенциала внутри цепочки и не зависит от ее длины.

Нахождение зависимости радиуса локализации от энергии электрона и вида случайного поля является сложной математической задачей. Так, для целого класса случайных потенциалов, со средним, равным нулю (потенциалы типа "белый шум"), где изначально предполагается слабость рассеяния электрона в случайном поле, радиус локализации был рассчитан как при наличии внешнего поля, так и при его отсутствии [6,7]. Хорошо известный метод - метод "трансформатриц", примененный к модели из короткодействующих потенциалов [8], позволяет эффективно проводить численные расчеты, но все

же его трудно использовать для получения аналитических результатов. Метод детерминанта, разработанный в работах [9,10,11] для одномерных систем из случайных одиночных барьеров, позволяет получить аналитические результаты только в предположениях о слабом и сильном рассеянии электрона на одиночном барьере. Метод детерминанта удобен также для численных расчетов [12]. Вопросы локализации электрона в одномерном случайном поле обсуждались аналитически в [13] и численно в [14,15]. В работах [16,17], развивая метод, предложенный в [9-11], было показано, что искомый детерминант можно представить в виде конечного ряда, что упрощает процедуру усреднения Ландауэрского сопротивления по случайным реализациям амплитуд рассеивателей. В общем случае, т.е. для произвольного количества нерегулярных амплитуд, приходится обращаться к численному расчету.

В настоящей работе предлагается метод усреднения и вычисления среднего сопротивления цепочки из периодически расположенных случайных короткодействующих потенциалов. В п.1 рассмотрен метод усреднения сопротивления Ландауэра, получено представление для $\langle \rho_N \rangle$ в виде ряда. В п.2 предложен метод вычисления $\langle \rho_N \rangle$ и найдено конечно-разностное уравнение для искомой величины $\langle \rho_N \rangle$.

1. Постановка задачи

Рассмотрим модель, в которой δ -образные потенциалы с произвольными амплитудами V_n расположены в узлах одномерной цепочки с координатами $x = na$, где a - период одномерной структуры:

$$V(x) = \sum_{n=1}^N V_n \delta(x - na) \quad (1)$$

Решение уравнения Шредингера для электрона, находящегося вне рассмотренной структуры, т.е. при $x \leq x_1$ и $x \geq x_1$, и имеющего энергию $E = k^2$ ($\hbar = 2m_0 = 1$ и m_0 - масса свободного электрона), можно написать в обычной форме:

$$\begin{aligned} \psi(k, x) &= e^{ikx} + r(k)e^{-ikx} & x \leq x_1, \\ \psi(k, x) &= t(k)e^{ikx} & x \geq x_N \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $t(k)$ и $r(k)$ - соответственно амплитуды прохождения и отражения. Как было показано в работах [9,10,13-15,18], коэффициент прохождения T можно написать в следующем виде:

$$T = |t(k)|^2 = D_N^{-2} \quad (3)$$

и хорошо известное сопротивление Ландауэра:

$$\rho_N = T^{-1} - 1 = D_N^2 - 1, \quad (4)$$

где D_N - детерминант матрицы:

$$(D_N)_{lp} = \delta_{lp} + \frac{iV_l}{2k} \exp\{ik|x_l - x_p|\} \quad (5)$$

Детерминант матрицы (5) удовлетворяет рекуррентному уравнению [9,10]

$$D_N = A_N D_{N-1} - B_N D_{N-2}, \quad (6)$$

где

$$A_N = 1 + B_N + \frac{iV_N}{2k} (1 - \exp(2ika)),$$

$$A_1 = 1 + \frac{iV_1}{2k}, \quad B_N = \frac{V_N}{V_{N-1}} \exp(2ika),$$

$$D_0 = 1, \quad D_{-1} = 0$$

и детерминанты D_{N-1} (D_{N-2}) получаются, если соответственно стереть N (или $N-1$) строку и столбец детерминанта D_N .

После преобразований с использованием рекуррентного соотношения (6) для детерминанта (5) можно получить следующее выражение:

$$D_N = 1 + \sum_{p=1}^N \sum_{1 \leq j_1 \leq \dots \leq j_p} f_p(x_{j_1}, \dots, x_{j_p}) \prod_{c=1}^p \frac{iV_{j_c}}{2k} \quad (7)$$

Здесь фазовый фактор f_p есть детерминант матрицы порядка $p \times p$, элементы которой имеют следующий вид:

$$(f_p)_{nl} = \exp(ik|x_n - x_e|), \quad f_1 = 1$$

и, следовательно;

$$f_p = \prod_{e=1}^{p-1} (1 - \exp(2ik(x_{j_{e+1}} - x_{j_e}))) \quad (8)$$

Подставляя полученное выражение для f_p в уравнение (7) для детерминанта D_N , получаем следующее выражение:

$$D_N = 1 + \sum_{p=1}^N \sum_{1 \leq j_1 \leq \dots \leq j_p} \frac{iV_{j_1}}{2k} \dots \frac{iV_{j_p}}{2k} \prod_{e=1}^{p-1} (1 - \exp(2ik(x_{j_{e+1}} - x_{j_e}))) \quad (9)$$

Далее попробуем рассчитать сопротивление цепочки $\langle \rho_N \rangle$, усредняя его по случайным значениям амплитуды взаимодействия. В частности, мы предположим, что амплитуды δ -образных потенциалов V_n суть независимые случайные величины, каждая из которых может

принимать любое значение в интервале $(-w/2, w/2)$ с плотностью вероятности $f(V_n)$, где $f(V_n)$ - произвольная четная функция.

Таким образом, для среднего по ансамблю $\langle \rho_N \rangle$ можем написать:

$$\langle \rho_N \rangle = \frac{1}{w^N} \int_{-w/2}^{w/2} f(V_1) f(V_2) \dots f(V_N) D_N D_N^* dV_1 dV_2 \dots dV_N \quad (10)$$

Подставляя (9) в уравнение (10) и проводя интегрирование, получим

$$\langle \rho_N \rangle = \sum_{p=1}^N \sum_{1 \leq j_1 \leq \dots \leq j_p} \alpha^p 2^{p-1} \prod (1 - \cos(2ka(j_{e+1} - j_e))), \quad (11)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{4wk^2} \int_{-w/2}^{w/2} f(V_j) V_j^2 dV_j$$

В частности, при $f(V_j) = 1$ для α получим следующее значение:

$$\alpha = w^2/48k^2$$

Суммирование в выражении (11) удастся произвести только в случае слабого ($\alpha \ll 1$) и сильного ($\alpha \gg 1$) взаимодействия электрона с узлами решетки [4-11]. В общем случае прямое суммирование

сталкивается с определенными трудностями. Однако, как покажем ниже, эти трудности можно преодолеть сведением нахождения $\langle \rho_N \rangle$ к решению рекуррентного (разностного) уравнения для искомой функции $\langle \rho_N \rangle$

2. Рекуррентное уравнение для функции $\langle \rho_N \rangle$

Как отмечено выше, хотя полученное выражение (11) и точное, но все же оно не дает возможности непосредственно, т.е. не прибегая к машинным расчетам, для любого α найти зависимость $\langle \rho_N \rangle$ от длины цепочки и энергии падающего электрона, кроме некоторых специальных случаев, например, при $ka = \pi m$ ($m = 1, 2, \dots$), что соответствует резонансному прохождению электрона. Поэтому возникает необходимость нахождения для $\langle \rho_N \rangle$ другого представления или же уравнения, решение которого позволило бы найти функциональную зависимость $\langle \rho_N \rangle$ от N , ka и α .

Отделив первый член суммы (11) и раскрывая сумму по внутренним индексам, выражение для $\langle \rho_N \rangle$ можно представить в следующем виде:

$$\langle \rho_N \rangle = \alpha \left\{ \sum_{j_1=1}^N + \sum_{p=2}^N 2^{p-1} \alpha^{p-1} \sum_{j_p=p}^N \sum_{j_{p-1}=p-1}^{j_p} \dots \sum_{j_1=1}^{j_2-1} \left(1 - \cos(2ka(j_p - j_{p-1})) \right) \dots \right. \\ \left. \dots \left(1 - \cos(2ka(j_2 - j_1)) \right) \right\}. \quad (12)$$

Для того, чтобы снять ограничения при суммировании по индексам j_p в (12), введем функции

$$V_{j_p, j_{p-1}} = 2\alpha \left(1 - \cos(2ka(j_p - j_{p-1})) \right) \theta(j_p - j_{p-1}), \quad (13)$$

где $\theta(x)$ - функция Хевисайда:

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x > 0 \\ 0, & \text{если } x < 0. \end{cases}$$

Заметим также, что в точке $x = 0$, т.е. при $J_p = j_{p-1}$ введенная нами функция $V_{j_p j_{p-1}} = 0$. Теперь, раскрывая сумму по p , выражение (12) можно представить в следующем виде:

$$\langle \rho_N \rangle = \alpha \left\{ N + \sum_{j_1, j_2=1}^N V_{j_2 j_1} + \sum_{j_3, j_2, j_1=1}^N V_{j_3, j_2} V_{j_2 j_1} + \dots + \sum_{j_p, j_{p-1}, \dots, j_1=1}^N V_{j_p, j_{p-1}} \dots V_{j_3, j_2} V_{j_2 j_1} + \dots + \sum_{j_N, j_{N-1}, \dots, j_1=1}^N V_{j_N j_{N-1}} \dots V_{j_2 j_1} \right\} \quad (14)$$

Суммирование по индексам j_p удобно провести введением треугольной матрицы \hat{V} элементами которой являются величины:

$$\hat{V} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 \\ V_{21} & 0 & \dots & 0 \\ V_{31} & V_{32} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ V_{N1} & V_{N2} & \dots & 0 \end{vmatrix} \quad (15)$$

Используя свойства треугольной матрицы и проведя суммирование по внутренним индексам j_p , выражение (14) можно записать в следующем виде:

$$\langle \rho_N \rangle = \alpha \left\{ \sum_{j_1, j_2=1}^N (\hat{I})_{j_2 j_1} + \sum_{j_2, j_1=1}^N (\hat{V})_{j_2 j_1} + \sum_{j_3, j_1=1}^N (\hat{V}^2)_{j_3, j_1} + \dots + \sum_{j_N, j_1=1}^N (\hat{V}^{N-1})_{j_N, j_1} \right\}, \quad (16)$$

где \hat{I} - единичная матрица. Здесь также учтено, что

$$(\hat{V}^p)_{j_e, j_e} = 0, \quad (\hat{V}^N)_{j_e, j_e} = 0; \quad (17)$$

Это свойство вытекает прямо из определения матрицы (15). Теперь (16) можно рассматривать как ряд геометрической прогрессии для матриц \hat{V} . С учетом (17) получим:

$$\langle \rho_N \rangle = \alpha \sum_{i, j=1}^N \left(\frac{\hat{I}}{\hat{I} - \hat{V}} \right)_{ij} \quad (18)$$

Из (12) следует, что вычисление $\langle \rho_N \rangle$ сводится к нахождению суммы матричных элементов матрицы $(I - V)^{-1}$. Если ввести обозначение

$$R_{N-1} = \sum_{ij=1}^N \left(\frac{\hat{I}}{\hat{I} - \hat{V}} \right)_{ij}, \quad (19)$$

тогда

$$\langle \rho_N \rangle = \alpha R_{N-1} \quad (20)$$

Теперь перейдем к расчету величины R_{N-1} . Легко показать, что прямая матрица $\hat{I} - \hat{V}$ имеет следующий вид:

$$\hat{I} - \hat{V} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -C_1 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -C_2 & -C_1 & 1 & \dots & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ -C_{N-1} & -C_{N-2} & -C_{N-3} & \dots & -C_1 & 1 \end{vmatrix}, \quad (21)$$

где

$$C_j = 2a(1 - \cos(2kaj))$$

Треугольную матрицу (21), имеющую единичные диагональные элементы, можно представить в виде произведения элементарных треугольных матриц \hat{L}_p . Для последних в нижней части каждой матрицы стоят нули, кроме p -й строки, где до диагонального элемента, равного единице, расположены C_j следующим образом:

$$\hat{I} - \hat{V} = \prod_{p=1}^{N-1} \hat{L}_p, \quad (22)$$

$$L_p = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ -C_p & -C_{p-1} & -C_{p-2} & \dots & 1 \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & \end{vmatrix}$$

Обратную матрицу $(I - V)^{-1}$ можно выразить через произведение обратных матриц \hat{L}_p^{-1} следующим образом:

$$(\hat{I} - \hat{V})^{-1} = \prod_{p=N-1}^1 \hat{L}_p^{-1}, \quad (23)$$

где обратные матрицы \hat{L}_p^{-1} отличаются от \hat{L}_p только знаком поддиагональных элементов. Используя правило умножения треугольных матриц с диагональными элементами, равными единице, и проведя умножение \hat{L}_p^{-1} матриц в (23), окончательно получим:

$$(\hat{I} - \hat{V})^{-1} = \begin{pmatrix} A_0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ A_1 & A_0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ A_2 & A_1 & A_0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{N-1} & A_{N-2} & A_{N-3} & \dots & A_1 & A_0 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

где

$$A_p = \sum C_i A_{p-i}, \quad A_0 = 1 \quad \text{для } p = 1, 2, \dots, N-1 \quad (25)$$

Еще раз напомним, что сумма элементов матрицы (24) дает решение задачи. Действительно, согласно (19) имеем:

$$R_{N-1} = \sum_{ij}^N (\hat{I} - \hat{V})_{ij}^{-1} = \sum_{p=0}^{N-1} S_p, \quad (26)$$

где через S_{N-1} обозначена сумма элементов 1-го столбца матрицы (24), S_{N-2} - 2-го столбца и т.д. Используя (25), для S_{N-1} , S_{N-2} получаем следующее рекуррентное соотношение:

$$S_p = 1 + \sum_{i=1}^p C_i S_{p-i} \quad (27)$$

Подставляя (27) в (26), окончательно получим:

$$R_{N-1} = \sum_{p=0}^{N-1} 1 + \sum_{i=1}^{N-1} C_i \sum_{p=i}^{N-1} S_{p-i} = N + \sum_{i=1}^{N-1} C_i R_{N-1-i}, \quad (28)$$

где $R_0 = 1$. Рекуррентное уравнение (28) является неоднородным конечно-разностным уравнением для искомой функции R_{N-1} . Зная

R_{N-1} , из (20) можно найти $\langle \rho_N \rangle$. Рекуррентное соотношение (28) можно рассматривать как систему из N линейных уравнений относительно неизвестных величин R_0, R_1, \dots, R_{N-1} . Запишем (28) в удобной для дальнейших расчетов форме:

$$\begin{aligned} 1 \cdot R_0 + 0 \cdot R_1 + \dots + 0 \cdot R_{N-1} &= 1 \\ -C_1 R_0 + 1 \cdot R_1 + 0 \cdot R_2 + \dots + 0 \cdot R_{N-1} &= 2 \\ -C_2 R_0 - C_1 R_1 + 1 \cdot R_2 + \dots + 0 \cdot R_{N-1} &= 3 \end{aligned} \quad (29)$$

$$-C_{N-1} R_0 - C_{N-2} R_1 - C_{N-3} R_2 + \dots + 1 R_{N-1} = N.$$

Определитель, составленный из коэффициентов при неизвестных R_0, R_1, \dots, R_{N-1} , равняется 1. Следовательно, интересующая нас величина R_{N-1} будет равняться:

$$R_{N-1} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ -C_1 & 1 & 0 & \dots & 2 \\ -C_2 & -C_1 & 1 & \dots & 3 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ -C_{N-1} & -C_{N-2} & -C_{N-3} & \dots & N \end{vmatrix} \quad (30)$$

Знак $\| \|$ означает детерминант.

Отметим, что для частного случая $ka = \pi$ из (30) сразу можно получить известный результат для резонансного случая:

$$\langle \rho_N \rangle = \alpha N,$$

т.к. при $ka = \pi$ все $C_j = 0$.

Для произвольных энергий электрона, но малых N , расчет детерминанта (30) также не представляет трудности. Однако для $N \gg 1$, когда вычисление (30) затруднено, необходимо непосредственно решить уравнение (28), рассматривая его как конечно-разностное уравнение для искомой функции $\langle \rho_N \rangle$.

Научные результаты, приведенные в этой статье, были получены, в частности, благодаря Гранту N° MVL000 Международного Научного Фонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Landauer. *Phil. Mag.*, 21, 863, (1970).
2. F.W. Anderson, D.L. Thouless, E. Abrahams, D.S. Fisher. *Phys. Rev.*, B 22, 3519 (1980).
3. V.L. Melnikov. *Sov. Phys. Solid State*, 23, 444 (1981).
4. A.A. Abrikosov. *Solid State Commun.*, 37, 997(1981).
5. N. Kumar. *Phys. Rev.*, B 31, 5513 (1985).
6. L.M. Lifshits, S.A. Gredeskul, L.A. Pustun. *Introduction to the theory of disordered systems*, Wiley, New York, 1985.
7. V.N. Prigodin. *Sov. Phys. JETP*, 52, 1185 (1980).
8. M.Ya. Azbel. *Phys. Rev.*, B 27, 3901 (1983).
9. V.M. Gasparian, B.L. Altshuler, A.G. Aronov, Z.A. Kasamarian. *Phys. Lett.*, A 132, 201 (1988).
10. V.M. Gasparian. *Sov. Phys. Solid State*, 37, 266 (1989).
11. A.G. Aronov, V.M. Gasparian and Vte Cummuch. *J. Phys.: Condens. Matter*, 3, 3023 (1991).
12. V.M. Gasparian, I.Kh. Zharekeshev. *Sov. Phys. Solid State*, 36, 264 (1989).
13. В.И. Перель, Д.И. Поляков. *ЖЭТФ*, 86, 352 (1987).
14. G.M. Soukoulis, I.V. Jose, E.N. Economou, Ping Sheng. *Phys. Lett.*, 50, 764 (1983).
15. E. Gota, I.V. Jose, M.Ya. Azbel. *Phys. Rev.*, B 32, 6157 (1985).
16. V.M. Gasparian, Ash. Gh. Khachatrian. *Proc. Regional Conf. on Theor. Phys.*, Tabris, Iran, 1992, p. 12-15.
17. V.M. Gasparian, Ash. Gh. Khachatrian. *Solid State Commun.*, 12, 1061 (1993).
18. F. Bentosela, A. Grechi, E. Zironi. *Phys. Rev.*, B 31, 6909 (1985).

RESISTANCE OF A ONE-DIMENSIONAL CHAIN OF PERIODICALLY ARRANGED RANDOM δ -SCATTERERS. I.

D.M. SEDRAKIAN, D.A. BADALIAN, V.M. GASPARIAN, ASH.GH. KHACHATRIAN

In this research it is shown that the problem of the finding out the average resistance $\langle\rho\rangle$ of the chain of random δ -potentials can be reduced to solving a finite-difference equation.

ՊԱՐԲԵՐՄԱՐ ԴԱՍԱՎՈՐՎԱԾ ՊԱՏԱՀԱԿԱՆ δ -ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻՑ
ԿԱԶՄՎԱԾ ՄԻԱԶԱԾ ՇՂԹԱՅԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Դ.Մ. ՍԵՂՐԱԿՅԱՆ, Դ.Գ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ.Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա.Ժ. ԽԱԶԱՏՐՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ պատահական δ -պոտենցիալներից կազմված շղթայի միջին դիմադրության $\langle\rho\rangle$ որոշման խնդիրը կարելի է բերել որոշակի վերջնա-տարբերային հավասարման լուծման խնդրին:

СОПРОТИВЛЕНИЕ ОДНОМЕРНОЙ ЦЕПОЧКИ ИЗ ПЕРИОДИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ СЛУЧАЙНЫХ δ -ПОТЕНЦИАЛОВ. II

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН, В.М. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

А.Ж. ХАЧАТРЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 29 ноября 1995г.)

В работе предложен метод решения уравнения для среднего сопротивления, полученного авторами в работе [1]. Получена аналитическая зависимость среднего сопротивления от параметров задачи в общем случае. Показано, что зависимость $\langle \rho_L \rangle$ от длины цепочки при неограниченном росте числа рассеивающих центров становится показательной функцией, т.е. имеет место локализация электронов. Найдена зависимость радиуса локализации одноэлектронных состояний от энергии падающего электрона и параметра беспорядка цепочки.

1. Решение уравнения для $\langle \rho_N \rangle$

Как было показано в работе [1], среднее сопротивление цепочки из периодически расположенных случайных короткодействующих рассеивателей удовлетворяет следующему конечно-разностному уравнению:

$$\langle \rho_N \rangle = N\alpha + \sum_{n=1}^{N-1} C_{N-n} \langle \rho_n \rangle, \quad \rho_1 = \alpha, \quad (1)$$

где

$$C_n = 2\alpha(1 - \cos 2ka \cdot n) \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{\langle V_j^2 \rangle}{4k^2}.$$

Здесь $E = k^2$ ($\hbar = 2m_0 = 1$) энергия электрона, $\langle V_j^2 \rangle$ - среднеквадратичное значение потенциала одиночного примесного барьера, a - период цепочки:

Ищем решение уравнения (1) в виде

$$\langle \rho_N \rangle = \sum_{j=1}^p A_j x_j^N + A_0 \quad (2)$$

Здесь, как мы покажем, x_j являются корнями некоторого характеристического уравнения, где p определяет число его корней. Неизвестные коэффициенты A_0, A_j предполагаются не зависящими от N . Подставляя (2) в (1) и требуя, чтобы оно удовлетворялось для произвольного N , получим следующие уравнения, определяющие p, x_j, A_0, A_j :

$$\sum_{j=1}^p A_j x_j = \frac{1}{2} + \alpha \quad , \quad (3)$$

$$\sum_{j=1}^p \frac{A_j}{1+x_j} = \frac{1-\alpha}{4} \quad , \quad (4)$$

$$\sum_{j=1}^p A_j = \frac{1}{2} \quad , \quad (5)$$

$$A_0 = -\frac{1}{2} \quad (6)$$

Характеристическое уравнение, определяющее x_j , является кубическим уравнением (т.е. $p = 3$) и имеет вид:

$$x^3 - x^2(l+m) + x(l-m) - 1 = 0 \quad , \quad (7)$$

$$\text{где } l = 1 + 2 \cos 2ka; \quad m = 2\alpha(1 - \cos 2ka) \quad (7a)$$

Совместное решение (3)-(5) с использованием (7) дает:

$$A_1 = \frac{1}{2} \frac{(1-a)(1+l) - (1+x_1)(l+m-x_1-2a)}{(x_2-x_1)(x_3-x_1)} \quad , \quad (8)$$

остальные два коэффициента A_2, A_3 получаются циклической перестановкой букв x_1, x_2, x_3 в (8).

Таким образом, согласно (7)-(8), зависимость среднего сопротивления $\langle \rho_L \rangle$ от длины цепочки $L = Na$ (a - период цепочки) в общем случае выражается суммой трех показательных функций x_j^N с коэффициентами A_1, A_2, A_3 , которые сами зависят от корней характеристического уравнения (7).

Корни кубического уравнения (7) в общем случае выражаются через радикалы:

$$x_1 = A + B, \quad x_2, x_3 = -\frac{A+B}{2} \pm i \frac{A-B}{2} \sqrt{3};$$

$$\text{где } A = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{Q}}, \quad B = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{Q}}, \quad (9)$$

$$Q = \frac{2l}{3} \frac{l^2 + 3m^2}{9} - \frac{1}{12} \left(\frac{l^2 - m^2}{3} \right)^2 - \frac{l^2 - m^2}{6} + \frac{1}{4}, \quad (10)$$

$$q = -2 \left(\frac{l-m}{3} \right)^3 + \frac{l^2 - m^2}{3} - 1$$

Имея решение (2) и характеристическое уравнение (7), мы легко можем записать рекуррентное уравнение для $\langle \rho_N \rangle$:

$$\langle \rho_N \rangle = (l+m) \langle \rho_{N-1} \rangle - (l-m) \langle \rho_{N-2} \rangle + \langle \rho_{N-3} \rangle + m \quad (N \geq 4) \quad (11)$$

где начальные условия $\langle \rho_1 \rangle$, $\langle \rho_2 \rangle$, $\langle \rho_3 \rangle$ легко получаются из (1):

$$\langle \rho_1 \rangle = \alpha, \quad \langle \rho_2 \rangle = 2\alpha + 2\alpha^2(1 - \cos 2ka),$$

$$\langle \rho_3 \rangle = 3\alpha + 2\alpha^2(3 - 2\cos 2ka - \cos 4ka) + 2^2\alpha^3(1 - \cos 2ka)^2$$

Рекуррентное уравнение (11) удобно для численных расчетов и для исследования $\langle \rho_N \rangle$ для небольших N .

2. Анализ решений характеристического уравнения

Прежде чем рассмотреть решение (2) в предельном случае $L \rightarrow \infty$, выясним некоторые свойства корней характеристического уравнения (7). Для этого запишем (7) в следующем виде:

$$l = \frac{x^2 + x + 1}{x} - \frac{x+1}{x-1} m \quad (12)$$

Будем рассматривать l и m как линейно зависимые переменные, а корень x характеристического уравнения (7), как некий независимый параметр уравнения (12). Как видно из определения l и m (7а), области принимаемых ими значений ограничены, для произвольно

заданных ka и α ($\alpha \geq 0$ по определению) они принимают численные значения только в интервалах

$$l \in [-1, 3], \quad \text{и} \quad m \in [0, \infty[\quad (13)$$

Можно показать, что только для определенных x уравнение (12), которое на плоскости (m, l) выглядит, как прямая линия, имеет пересечение с областью определения переменных l и m (13). Поэтому корни уравнения (7) имеют такие численные значения, для которых прямая (12) и область (13) пересекаются. Можно показать, что данное пересечение имеет место только тогда, когда x принимает значение в интервалах

$$x \in [-1, 0[\quad \text{и} \quad [1, \infty[\quad (14)$$

Следовательно, для произвольных ka и α действительный корень характеристического уравнения (7) принимает значения только в интервалах (14).

Рассмотрим случай, когда (7) имеет один действительный и два комплексных корня. Это имеет место, когда $Q > 0$ (10). Комплексные корни (7) всегда можно представить в виде

$$x_2 = \rho e^{i\varphi} \quad \text{и} \quad x_3 = \rho e^{-i\varphi}, \quad \text{т.е.} \quad x_2 = x_3^* \quad , \quad (15)$$

где ρ и φ - действительные числа.

По теореме Виетта, произведение корней (7) дает

$$x_1 x_2 x_3 = 1 \quad , \quad (16)$$

где x_1 - действительный корень (7). Подставляя (15) в (16) имеем:

$$x_1 \rho^2 = 1 \quad (17)$$

Так как по определению ρ действительно (15) и, следовательно, $\rho^2 > 0$, то единственный действительный корень x_1 уравнения (7) принимает значение в интервале

$$x_1 \in]1, \infty[\quad , \quad (18)$$

и, как следует из (17), ρ принимает значение:

$$\rho \in]0, 1[\quad (19)$$

Действительный корень x_1 выражается формулой

$$x_1 = A + B, \quad (20)$$

где A и B определяются по формулам (9),(10).

Проведем аналогичный анализ для случая $Q \leq 0$ (10), т.е. когда уравнение (7) имеет три действительных корня. Как видно из (16), все корни (7) одновременно не могут иметь значения в интервале $]1, \infty[$, т.к. в данном случае их произведение будет больше единицы. Случай, когда все три корня равны единице, соответствует краю зоны $ka = \pi$ и является особенностью данной модели (9). Невозможен случай, когда один корень принимает значение в интервале $[-1, 0[$, а два других корня - в интервале $]1, \infty[$, т.к. в этом случае произведение корней отрицательно, что также противоречит условию (16). Единственно возможный вариант одновременного удовлетворения условиям (14) и (16), это когда

$$x_1 \in]1, \infty[\quad (21)$$

и

$$x_2, x_3 \in [-1, 0[\quad (22)$$

Действительный корень x_1 (21), в данном случае с $Q \leq 0$ (10), определяется по формуле

$$x_1 = -\frac{A+B}{2} + i \frac{A-B}{2} \sqrt{3}; \quad (23)$$

здесь $A = B^*$ и определяются по формулам (9),(10).

Свойства корней уравнения (7), полученные в этом параграфе, будут использованы для исследования характера локализации одноэлектронных состояний.

3. Локализация одноэлектронных состояний . Радиус локализации

Как отмечалось выше, локализация одноэлектронных состояний в одномерной неупорядоченной структуре определяется поведением среднего ландауэрского сопротивления в предельном случае $L \rightarrow \infty$. Рассмотрение решения (2) с использованием



(18),(19),(21),(22) в предельном случае $L \rightarrow \infty$ делает возможным следующее утверждение общего характера: асимптотическое поведение ландауэрского сопротивления не зависит от энергии падающего электрона и параметра беспорядка цепочки и имеет вид:

$$\langle \rho_L \rangle \approx \exp L/\xi, \quad (24)$$

где ξ зависит от энергии электрона и параметра беспорядка цепочки и не зависит от длины L неупорядоченной структуры. Исключением является только случай, когда энергия электрона соответствует краю энергетической зоны ($ka = \pi$). В этом случае радиус локализации $\xi \rightarrow \infty$, и состояние является делокализованным.

Рассмотрим решение (2) для $Q > 0$ (10), т.е. когда характеристическое уравнение (7) имеет один действительный корень x_1 (20) и два комплексно-сопряженных корня (15). Тогда, как видно из (8), $A_2 = A_3^*$, решение (2) можно записать в виде

$$\langle \rho_N \rangle = A_1 x_1^N + 2a\rho^N \cos(\varphi N + \phi) - \frac{1}{2} \quad (25)$$

Здесь коэффициенты A_2 и A_3 представлены в виде

$$A_2 = ae^{i\phi} \quad \text{и} \quad A_3 = ae^{-i\phi}$$

Как было показано в п.2, при условии $Q > 0$, $\rho \in]0,1[$ и $x_1 > 1$ (18),(19). Следовательно, (2) при $N \rightarrow \infty$ имеет вид:

$$\langle \rho_N \rangle = A_1 x_1^N - \frac{1}{2}, \quad (26)$$

где x_1 определяется по формуле (20). Здесь мы учли, что амплитуда осциллирующего члена (25) при $N \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Сравнивая решение (26) с (24), для радиуса локализации получим

$$\xi = \frac{a}{\ln x_1}, \quad (27)$$

где x_1 определяется по формуле (20), и как было показано в п.2, он всегда больше единицы и зависит только от энергии электрона и параметра беспорядка цепочки.

В случае $Q \leq 0$ (10), т.е. когда характеристическое уравнение (7) имеет три действительных корня, решение (2) при $N \rightarrow \infty$ снова принимает вид (24), где x_1 определяется по формуле (23), а радиус локализации - формулой (27).

Таким образом, мы показали, что радиус локализации в общем случае выражается через положительный корень уравнения (7), который всегда больше единицы ($ka \neq \pi$). Как видно из (27), когда x_1 становится больше числа 1, радиус локализации $\xi < a$. Строго говоря, данный результат является формальным. Действительно, получается $\xi < a$, в то время как между примесными центрами имеет место свободное движение электрона. Следовательно, полученный результат следует интерпретировать не как $\xi < a$, а как слабую проницаемость одиночного примесного барьера.

Как видно из (20) и (23), корень x_1 в (27) представляет из себя сложное выражение с радикалами, и выяснение характера локализации в общем случае требует выполнения численного расчета. Рассмотрим частные случаи, когда энергия электрона соответствует краям

$$ka = \pi + \pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

и центру ($ka = \frac{\pi}{2} + \pi m$) энергетической зоны, а параметр беспорядка W произволен.

При $ka = \pi$ величина Q (10), определяющая характер корней уравнения (7), равняется нулю для любого W , и для корней уравнения (7) имеем $x_1 = x_2 = x_3 = 1$. Как видно из (27), в этом случае $\xi \rightarrow \infty$ и состояние является делокализованным. Как видно из (8), коэффициенты A_1, A_2, A_3 в решении (2) стремятся к бесконечности, и получение зависимости $\langle \rho_N \rangle$ от N осуществляется с помощью соответствующих предельных переходов. Из (2) можно показать, что для $ka = \pi$ $\langle \rho_N \rangle$ имеет вид

$$\langle \rho_N \rangle = N\alpha \quad (28)$$

что совпадает с известным результатом для резонансного прохождения [2]. Но когда энергия электрона близка к краям зоны ($ka = \pi + \pi m$, $m = 0, 1, 2, \dots$), зависимость $\langle \rho_N \rangle$ от N имеет осцилляционный характер. Данный результат численно был получен в работе Азбеля [3].

Рассмотрим решение (2), когда энергия электрона соответствует центру зоны ($ka = \frac{\pi}{2}$). В этом случае одно из решений (7) дает $x_3 = -1$, а два других определяются из уравнения

$$x^2 - 4\alpha - 1 = 0 \quad (29)$$

Корни этого уравнения имеют вид

$$x_{1,2} = a \pm b,$$

где $a = 2\alpha$ и $b = \sqrt{1 + 4\alpha^2}$. Подставляя (29) в (2), получим

$$\langle \rho_N \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{(a+b)^N + (a-b)^N}{2} + \frac{(a+b)^N - (a-b)^N}{2b} - 1 \right) \quad (30)$$

При получении (30) мы учли, что коэффициент A_3 , соответствующий корню $x_3 = -1$, равен нулю. Как видно из (29), x_1 всегда больше единицы, а x_2 по модулю всегда меньше единицы, поэтому функция x_2^N в (30), осциллируя, стремится к нулю. Из (30) следует, что радиус локализации ξ в случае $ka = \frac{\pi}{2}$ имеет вид

$$\xi = \frac{a}{\ln(2\alpha + \sqrt{1 + (2\alpha)^2})} \quad (31)$$

Представляет интерес также нахождение зависимости радиуса локализации от энергии электрона в случаях слабого и сильного рассеяния.

Рассмотрим случай слабого рассеяния, т.е. $\alpha \ll 1$. Как показано в п.2, уравнение (7) всегда имеет корень больший единицы,

и именно он определяет радиус локализации (27). Будем искать решение (7) в виде

$$x = 1 + \Delta x, \quad \Delta x > 0. \quad (32)$$

Подставляя (32) в (7) и оставляя только члены, линейные по α , для Δx получим:

$$\Delta x = \frac{2m}{3-l} = 2\alpha \quad (33)$$

Подставляя (33) в (32), из (27) для ξ следует:

$$\xi = \frac{a}{\ln(1+2\alpha)} \quad (34)$$

Разлагая (34) в ряд Тейлора, окончательно получим:

$$\xi = \frac{2ak^2}{\langle V_j^2 \rangle} \quad (35)$$

Здесь ξ в два раза больше радиуса локализации, полученного в работе [4]. Это связано с тем, что в [4] радиус локализации находился из $\langle \ln \rho \rangle$, который при $\alpha \ll 1$ связан с $\ln \rho$ соотношением [5]

$$\ln \langle \rho \rangle = 2 \langle \ln \rho \rangle$$

В случае сильного взаимодействия $\alpha \gg 1$ и условия

$$\langle V_j^2 \rangle > \frac{\sin^2 ka}{4k^2} \gg 1 \quad (36)$$

радиус локализации выражается простой формулой:

$$\xi = \frac{a}{\ln \left(\langle V_j^2 \rangle \frac{\sin^2 ka}{k^2} \right)} \quad (37)$$

Результат (37) был получен в работе [6] при условии $\alpha \gg 1$. Но как показывает наше рассмотрение, предположение $\alpha \gg 1$ не достаточно для получения (37): необходимо выполнение условия (36).

Научные результаты, приведенные в этой статье, были получены, в частности, благодаря Гранту N^o 14VL000 Международного Научного Фонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, В.М. Гаспарян, А.Ж. Хачатрян. Изв. НАН Армении, Физика, 31, 7 (1996).
2. V.M. Gasparian, B.L. Altshuler, A.G. Aronov, Z.A. Kasamian. Phys. Lett., A132, 201 (1988).
3. M.Ya. Azbel. Phys. Rev., B27, 3901 (1983).
4. В.И. Перель, Д.И. Поляков. ЖЭТФ, 86, 352 (1984).
5. В. Kramer, Localization and..., Preprint PTB, 1988.
6. V.M. Gasparian, Ash.Gh. Khachatryan. Solid State Commun., 12, 1061 (1993).

RESISTANCE OF A ONE-DIMENSIONAL CHAIN OF PERIODICALLY ARRANGED RANDOM δ -SCATTERERS. II.

D.M. SEDRAKIAN, D.A. BADALIAN, V.M. GASPARIAN, ASH.GH. KHACHATRIAN

A method of solution of the equation for average resistance is offered. The analytical dependence of the average resistance on the parameters of the problem is obtained in general case. It is shown that the dependence of $\langle \rho \rangle$ on the length L of the chain becomes "power" law at $L \rightarrow \infty$, that is localization of the electrons takes place. The dependence of the localization radius on the energy of the incident electron and on disorder parameter of the chain is found.

ՊՐԲԵՐԱԲԱՐ ՂԱՍԿՈՐՎԱԾ ՊԱՏԱԳԱԿԱՆ δ -ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ ՄԻԱԶԱԹ ՇՂԹԱՅԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Դ.Յ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ.Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Աշխատանքում առաջարկված է միջին դիմադրության համար հավասարման լուծման մեթոդ: Ստացված է միջին դիմադրության անալիտիկ կախումը խնդրի պարամետրերից ընդհանուր դեպքում: Ցույց է տրված, որ $\langle \rho \rangle$ կախումը շղթայի երկարությունից, ցրող կենտրոնների թվի անսահման աճման դեպքում, դառնում է ցուցչային ֆունկցիա, այսինքն տեղի ունի էլեկտրոնների լոկալիզացիա: Գտնված է լոկալիզացիայի շառավիղի կախումը ընկնող էլեկտրոնի էներգիայից եւ շղթայի անկարգավորվածության պարամետրից:

К ТЕОРИИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ,
ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КЛИНА

Г.Б. НЕРСИСЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 ноября 1995 г.)

Рассмотрены потери энергии быстрой, но нерелятивистской заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности диэлектрического клина. Получено выражение для дифференциальной вероятности потерь энергии.

В экспериментах с применением сканирующего электронного микроскопа очень часто исследуется объект остrokонечной геометрической формы. Например, в эксперименте [1] исследуется спектр потерь энергии электронного пучка, проходящего вблизи поверхности макроскопического объекта с размером порядка 100 нм и обладающего кубической симметрией. Обычно, в теоретических исследованиях объект остrokонечной геометрической формы моделируется геометрической фигурой с плавно меняющейся поверхностью. Так, взаимодействие электронного пучка с поверхностью тела кубической формы заменяется взаимодействием с плоской бесконечной поверхностью [1] или взаимодействием с поверхностью параболического или гиперболического цилиндра [2]. Хотя такой подход в большинстве случаев является удовлетворительным, но иногда приходится учитывать точную геометрическую форму объекта [2].

Другой геометрической формой объекта, часто встречающейся в экспериментах, является диэлектрический клин [2]. Исследование дисперсионных соотношений для электростатических мод диэлектрического клина в пренебрежении пространственной дисперсией проводилось Добрзинским и Марадудином [3]. Они показали, что собственные частоты не зависят от волнового вектора и зависят от параметра разделения для уравнения Лапласа.

В настоящей работе найдено точное выражение для дифференциальной вероятности потерь энергии (ДВПЭ) быстрой заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности диэлектрического клина.

Рассмотрим частицу с зарядом q , движущуюся с постоянной скоростью u , направленной вдоль оси z . Пусть ось z цилиндрической системы координат r, θ, z совпадает с линией края клина, причем угол θ отсчитывается от одной из его сторон. В каждый момент времени t частица находится в точке a, γ, ut . Диэлектрический клин занимает пространство $-\infty < z < +\infty$, $\alpha \leq \theta \leq 2\pi$ ($\gamma < \alpha$) (рис.1). Угол раствора α между плоскостями

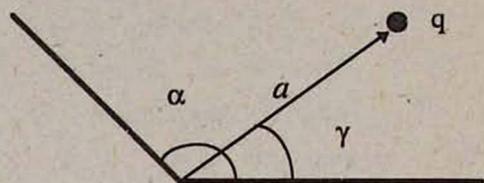


Рис. 1. Диэлектрический клин занимает пространство $\alpha \leq \theta \leq 2\pi$, $-\infty < z < +\infty$ и характеризуется диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$.

может быть как меньше, так и больше π . Из уравнения Пуассона для Фурье-компоненты электрического потенциала следует

$$\Phi_{\omega}(\mathbf{r}) = \frac{q}{\pi^2 u} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu K_{i\mu}(ka) K_{i\mu}(kr) \{ \text{ch}[\mu(\pi - |\theta - \gamma|)] + \Psi_{1\omega}(\mu, \theta) \} \quad (1)$$

при $0 \leq \theta \leq \alpha$,

$$\Phi_{\omega}(\mathbf{r}) = \frac{q}{\pi^2 u \epsilon(\omega)} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu K_{i\mu}(ka) K_{i\mu}(kr) \Psi_{2\omega}(\mu, \theta) \quad (2)$$

при $\alpha \leq \theta \leq 2\pi$,

где $K_{\nu}(x)$ -функция Макдональда порядка $\nu = i\mu$, $\epsilon(\omega)$ -диэлектрическая проницаемость клина, $k = |\omega|/u$, ω - переменное, соответствующее разложению Фурье по z/ut ,

$$\Psi_{1\omega}(\mu, \theta) = A_{\omega}(\mu) \text{ch}(\mu\theta) + B_{\omega}(\mu) \text{sh}(\mu\theta),$$

$$\Psi_{2\omega}(\mu, \theta) = C_{\omega}(\mu) \text{ch}(\mu\theta) + D_{\omega}(\mu) \text{sh}(\mu\theta),$$

$A_{\omega}(\mu), B_{\omega}(\mu), C_{\omega}(\mu), D_{\omega}(\mu)$ определяются из условий непрерывности при $\theta = 0$ и $\theta = \alpha$ нормальной компоненты электрической индукции и тангенциальной компоненты напряженности электрического поля. Первое слагаемое, стоящее в фигурных скобках в выражении (1), отвечает кулоновскому потенциалу частицы, второе слагаемое в (1) и выражение (2) отвечают потенциалу, возникающему из-за наличия границ раздела.

Следующие из формул (1) и (2) выражения для скалярного потенциала в статическом пределе ($u \rightarrow 0$) и в случае проводящего клина ($\epsilon \rightarrow \infty$) совпадают с приведенными в [4].

Потери энергии частицей на единицу пути определяются вторым слагаемым выражения (1). После учета граничных условий из (1) имеем

$$-\frac{dW}{dz} = \int_0^{\infty} \hbar \omega P(\omega) d\omega,$$

где

$$P(\omega) = \frac{4q^2}{\pi^2 \hbar u^2} \int_0^{\infty} d\mu K_{\mu}^2(\omega a / u) \operatorname{sh}[\mu(2\pi - \alpha)] Q_{\omega}(\mu) \quad (3)$$

есть дифференциальная вероятность потерь энергии [2],

$$Q_{\omega}(\mu) = \operatorname{Im} \frac{\eta(\omega) \{ \operatorname{sh}(\pi\mu) \operatorname{ch}[\mu(2\gamma - \alpha)] - \eta(\omega) \operatorname{sh}[\mu(\pi - \alpha)] \}}{\operatorname{sh}^2(\pi\mu) - \eta^2(\omega) \operatorname{sh}^2[\mu(\pi - \alpha)]} \quad (4)$$

$$\eta(\omega) = \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1}$$

есть "поверхностная" диэлектрическая проницаемость для плоской геометрии, которая измерена для многих веществ в широком диапазоне частот [1, 5]. Из выражений (3) и (4), в частности, при значении $\alpha = \pi$ получим известное выражение для ДВПЭ для случая плоской геометрии [1]

Формула (3) неудобна для численных расчетов и для анализа экспериментальных данных. Для численных расчетов удобно ввести представление Никольсона для $K_{\mu}^2(x)$ [6]:

$$K_{\mu}^2(x) = 2 \int_0^{\infty} dt \cos(2\mu t) K_0(2x \operatorname{ch} t).$$

Как следует из выражения (4), имеются две собственные моды поверхностных колебаний. Частота первой, т.н. четной моды определяется из дисперсионного уравнения:

$$\varepsilon(\omega) = -\operatorname{th}(\mu\alpha/2) / \operatorname{th}[\mu(\pi - \alpha/2)].$$

Электрический потенциал в этих колебаниях симметричен относительно плоскости симметрии клина (плоскость $\theta = \alpha/2$) [3]. Частота второй, т.н. нечетной моды определяется из дисперсионного уравнения:

$$\varepsilon(\omega) = -\operatorname{th}[\mu(\pi - \alpha/2)] / \operatorname{th}(\mu\alpha/2).$$

Электрический потенциал в этих колебаниях антисимметричен относительно плоскости симметрии клина [3]. При $\alpha > \pi$ вышеуказанные дисперсионные уравнения для четной и нечетной моды меняются местами.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.D.Marks. Solid State Commun., 43, 727 (1982).
2. R.Garcia-Molina, A.Grass-Marti and R.H.Ritchie. Phys. Rev. B, 31, 121 (1985).
3. L.Dobrzynsky and A.A.Maradudin. Phys. Rev. B, 6, 3810 (1972).
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
5. H.-J.Hagemann, W.Gudat and C.Kunz. DESY Report, No.SR-74/7, 1974 (unpublished).
6. Г.Бейтмен, А.Эрдейн. Высшие трансцендентные функции. М., "Наука", 1974.

ON THE THEORY OF ENERGY LOSSES OF CHARGED PARTICLE MOVING PARALLEL TO THE SURFACE OF A DIELECTRIC WEDGE

H.B. NERISSIAN, G.G. MATEVOSSIAN, R.A. GEVORKIAN

The energy losses of a charged non-relativistic particle moving parallel to the surface of a dielectric wedge are considered. An expression for the differential energy loss probability is obtained.

ՊԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՍԵՊԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ՋՈՒԳԱՅԵՌ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ.Բ. ՆԵՐՍԻՍԻԱՆ, Գ.Գ. ՄԱԹԵՎՈՍԻԱՆ, Ր. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Գիտարկված են լիցքավորված արագ մասնիկի էներգիայի կորուստները, որոնք առաջանում են դիէլեկտրիկ սեպի մակերևույթին զուգահեռ շարժվելիս: Գտնված է արտահայտություն էներգիայի կորուստների դիֆերենցիալ հավանականության համար:

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПАРОВ ЦИНКА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Г.С.САРКИСЯН, В.О.ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 7 ноября 1995 г.)

При взаимодействии импульсного лазерного излучения с парами атомарного цинка получено и исследовано интенсивное направленное излучение на длинах волн 577.2, 429.3 и 334.5 нм с оптически возбужденных уровней $7^3P_2^0$, 5^1S_0 , $6^3P_0^0$. Вновь зарегистрированы также ранее полученные линии излучения в фиолетовой и инфракрасной областях на длинах волн 647.9, 481, 472.2, 468, 307.5 нм, 1.89, 1.44, 1.1 мкм при многофотонном возбуждении уровней $7^1P_1^0$, $5^3S_1^0$, 5^1S_0 , $6^3P_0^0$ атома цинка. Проведена оценка коэффициента преобразования возбуждающего излучения в ИК и фиолетовый диапазоны при наличии буферного газа.

Преобразование оптического излучения в парах металлов в присутствии буферного газа очень часто происходит значительно эффективнее, чем в чистых парах (без буферного газа). В работе [1] при наличии буферного газа гелия в парах цинка исследован процесс генерации второй и третьей гармоники излучения перестраиваемого лазера на красителе (при длительности импульса 12 нс, ширине линии излучения 0.5 см^{-1} , мощности 10 кВт) в условиях, когда основная частота близка к резонансу с двухфотонными переходами атома цинка $4^1S_0 - 5^1S_0$, $4^1S_0 - 4^1D_2$. В этой работе, наряду со второй и третьей гармониками с эффективностью порядка $10^{-5}\%$, наблюдалось также вынужденное излучение с возбужденных уровней 5^1S_0 , 4^1D_2 на длинах волн 358.5, 320.2 нм с эффективностью порядка $10^{-7}\%$. Авторами работ [2,3] также получен целый ряд новых линий в ИК и УФ областях спектра. Целью настоящей работы было изучение возможностей преобразования частоты в парах цинка в фиолетовую и инфракрасную области спектра. Экспериментально реализовано четырехфотонное лазерное возбуждение атомарного цинка из основного состояния 4^1S_0 в состояния 5^1S_0 , 5^3S_1 , а также пятифотонное возбуждение высоколежащих уровней $7^3P_2^0$, $7^1P_1^0$, $6^3P_0^0$. Импульсное лазерное возбуждение атомов цинка

сопровождалось направленным резонансным УФ и ИК излучением на частотах, приведенных в таблице (приведены также длины волн и соответствующие переходы).

Таблица

Частота, см^{-1}	Длина волны, мкм	Переход
23310	0.429	$5^1S_0 \rightarrow 4^3P^1_1$
32458	0.308	$4^3P^1_1 \rightarrow 4^1S_0$
9091	1.1	$5^1S_0 \rightarrow 4^1P^0_1$
17331	0.577	$7^3P^0_2 \rightarrow 5^3S_1$
21368	0.468	$5^3S_1 \rightarrow 4^3P^0_0$
21186	0.472	$5^3S_1 \rightarrow 4^3P^0_1$
20790	0.481	$5^3S_1 \rightarrow 4^3P^0_2$
6944	1.44	$5^3S_1 \rightarrow 4^1P^0_1$
15432	0.648	$7^1P^0_1 \rightarrow 5^1S_0$
5291	1.89	$6^3P^0_0 \rightarrow 4^3D_1$
29851	0.335	$4^3D_1 \rightarrow 4^3P^0_2$

Используемая экспериментальная установка состояла из следующих узлов. Для формирования излучения накачки использовался наносекундный рубиновый лазер, работающий в режиме гигантских импульсов. Мощность накачки на частоте 14400 см^{-1} порядка 70 МВт, длительность импульса 20 нс, ширина спектра линии излучения примерно 0.1 см^{-1} . Для генерации второго лазерного пучка использовалось излучение стоксовых компонент ВКР рубинового лазера в ряде органических жидкостей: бензол, четыреххлористый углерод, толуол. Мощность стоксова излучения была 15 МВт, длительность импульса - 10 нс, ширина спектра - 0.2 см^{-1} . Возбуждающее излучение фокусировалось в центр металлической вакуумной кюветы, содержащей пары цинка с аргоном, длина горячей зоны была порядка 10 см. Эксперименты

проводились в интервале плотностей числа атомов цинка от $8 \cdot 10^{15}$ до $1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует температуре паров 450-800°C. Давление аргона внутри кюветы менялось в интервале от 100 до 500 Торр. Полученное в парах цинка фиолетовое излучение, проходя через интерференционные фильтры, задерживающие возбуждающее излучение, направлялось кварцевой линзой на спектрографы ИСП-30 и ДФС-13. Регистрация ИК излучения проводилась монохроматором ИКС-12; в качестве приемника служил фотодиод ФД-10а. Предварительно на спектрографе ДФС-13 был получен спектр поглощения линии 308 нм, соответствующей переходу атома цинка с основного уровня 4^1S_0 на уровень $4^3P^0_1$.

Были проведены также измерения с "чистыми" парами (без буферного газа). Для этого откачанная кварцевая кювета с парами помещалась в печь с регулируемой температурой. Длина печи в 4 раза превосходила длину кюветы, что позволяло практически полностью устранить градиент температуры по длине кюветы. Контроль температуры кюветы осуществлялся с помощью градуированной термопары марки ТХА, позволяющей проводить измерение температуры с точностью до 0.5°C.

Эксперименты показали, что КПД по мощности в металлической кювете при $N_{Zn} = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для всех фиолетовых линий порядка $\eta \sim 10^{-3} \%$, что на порядок больше, чем η для этих же линий в кварцевой кювете. В случае же ИК линий присутствие буферного газа аргона приводит к некоторому спаду интенсивности и соответственно к уменьшению η на порядок ($\sim 10^{-4} \%$).

Экспериментальная установка давала возможность проводить исследования зависимости интенсивностей (I_c) УФ и ИК линий от давления буферного газа (p_b) и от плотности числа атомов цинка N_{Zn} . Получены кривые зависимости I_c от p_b при $N_{Zn} = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и I_c от N_{Zn} при $p_b = 430 \text{ Торр}$ для линий 0.481, 0.468, 0.577, 0.335, 0.429, 0.648 и 1.1 мкм. Интенсивность фиолетовых линий растет с ростом p_b и N_{Zn} . Максимум интенсивности линий 0.577 и 0.429 мкм наблюдается при $p_b = 430 \text{ Торр}$, $N_{Zn} = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а максимум линии излучения 0.648 мкм имеет место при том же давлении буферного газа и при $N_{Zn} = 5.44 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует температуре паров 550°C

(на рис.1 приведен для примера график зависимости интенсивности линии 0.648 мкм от плотности числа атомов цинка при $p_b = 430$ Торр).

Наблюдаемые спектральные линии обусловлены многофотонным возбуждением высоколежащих уровней атома цинка. Так, линии на 0.429, 0.308 мкм являются результатом каскадных переходов $5^1S_0 \rightarrow 4^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ из состояния 5^1S_0 , возбуждаемого четырьмя

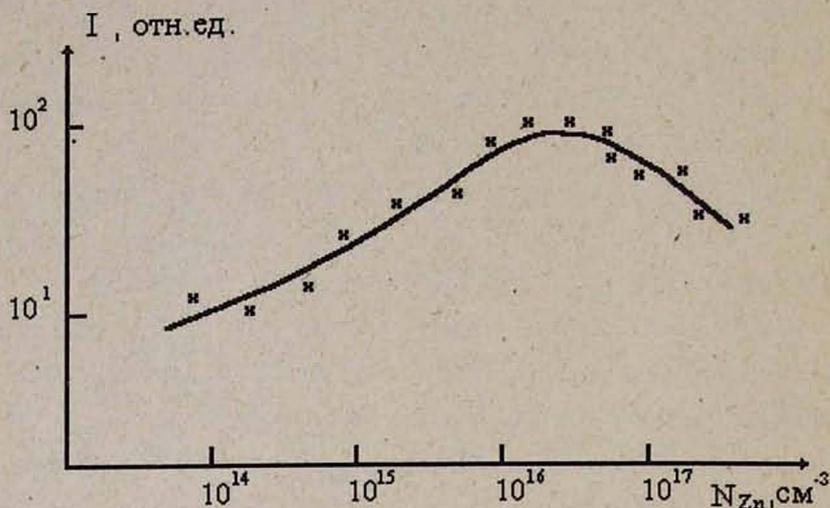


Рис.1. Зависимость интенсивности линии излучения 648 нм от плотности числа атомов цинка при давлении аргона 430 Торр.

фотонами первой стоксовой компоненты CCl_4 (длина волны $\lambda = 717.1$ нм, расстройка резонанса $\Delta = 17 \text{ см}^{-1}$). При этом на переходе $5^1S_1 - 4^1P_0$ излучается также инфракрасный фотон с $\lambda = 1.1$ мкм. Пятифотонное возбуждение триплетного уровня 7^3P_2 четырьмя фотонами рубинового лазера и одним - первой стоксовой компоненты ВКР в толуоле ($\lambda = 746.3$ нм, $\Delta = 8 \text{ см}^{-1}$) сопровождается каскадными переходами $7^3P_2 \rightarrow 5^3S_1 - 4^3P_{0,1,2}, 4^1P_0$; при этом испускаются фотоны длин волн 0.577, 0.468, 0.472, 0.481 мкм и инфракрасные фотоны 1.44 мкм. Интенсивность линий 0.468, 0.472, 0.481 и 1.44 мкм намного меньше, чем в случае испускания этих же линий при возбуждении триплетного состояния 5^3S_1 четырьмя фотонами стоксовой компоненты бензола ($\lambda = 745.7$ нм, $\Delta = 28 \text{ см}^{-1}$).

При задержке излучения рубинового лазера увеличивается интенсивность линий переходов $5^3S_1 \rightarrow 4^3P_{0,1,2}^0$, $4^1P_1^0$, что связано с отсутствием в этом случае перехода $5^3S_1 \rightarrow 6^3P_0^0$, резонансного излучению рубинового лазера ($\lambda = 694.4$ нм). Линия на 647.9 нм обусловлена пятифотонным возбуждением синглетного уровня $7^1P_1^0$ (фотонами рубинового лазера), с последующим переходом на 5^1S_0 . В условиях нашего эксперимента максимальная интенсивность этой линии достигается при температуре паров цинка 550°C .

При пятифотонном возбуждении уровня $6^3P_0^0$ фотоном рубинового лазера и четырьмя фотонами первой стоксовой компоненты бензола ($\Delta = -27$ см $^{-1}$) имеет место резонансное испускание на длинах волн 1.89 мкм и 0.335 мкм на каскаде переходов $6^3P_0^0 \rightarrow 4^3D_1 \rightarrow 4^3P_2^0$.

Таким образом, получено эффективное преобразование частоты излучения рубинового лазера и его стоксовых компонент в ряде органических жидкостей в ультрафиолетовую и инфракрасную области спектра. Показано, что наличие в парах цинка буферного газа существенно влияет на эффективность преобразования. Получены области плотностей паров и давлений буферного газа, соответствующие наибольшей эффективности преобразования.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Jamroz, P.E.La Rocque, and B.P.Stoicheff. Opt. Lett., 7, 148 (1982).
2. W.T.Silfvast and O.R.Wood. Opt.Lett., 7, 34 (1982).
3. A.M.Crooker and K.A.Dick. Canad. J. Phys., 46, 1241 (1969).

STIMULATED EMISSION FROM ZINC VAPOR UNDER LASER EXCITATION

G.S.SARKISYAN and V.O.CHALTYKYAN

Intense directed emission from zinc vapor interacting with a pulsed laser radiation was obtained and studied at the wavelengths 577.2, 429.3, 334.5 nm from the optically excited $7^3P_2^0$, 5^1S_0 , $6^3P_0^0$ levels. The earlier observed emission lines in violet and IR regions at 647.9, 481, 472.2, 468, 307.5 nm and 1.89, 1.44, 1.1 μm arising when the multiphoton excitation of the $7^1P_1^0$, 5^3S_0 , 5^1S_0 , $6^3P_0^0$ levels occurs are also reobtained and studied. The efficiency of frequency conversion into the violet and IR regions in the presence of a buffer gas is evaluated.

ՅԻՆԿԻ ԳՈԼՈՐՇՈՒ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԳՐԳՈՍԱՆ ԴԵՊՔԻՄ

Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Հ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ

Ատոմական ցինկի գոյությունը հետ խմայության լուրջաչին ճառագայթման վախճագոյությունը դեպքում ստացված և հետագազաված է ինտենսիվ ուղղորդված առարքում 557.2, 429.3, 334.5 նմ ալիքի երկարության վրա $7^3P^0_2$, 5^1S_0 , $6^3P^0_0$ օպտիկապես զրգաված մակարդակներից: Գրանցվել են նաև մախկինում դիտված 647.9, 481, 472.2, 468, 307.5 նմ և 1.89, 1.44, 1.1 մկմ ալիքի երկարությամբ առարքման գծերը մանուշակագույն և ինֆրակարմիր տիրույթներում ցինկի՝ առումի $7^1P^0_1$, $5^3S^0_1$, 5^1S_0 , $6^3P^0_0$ մակարդակների բազմաֆոտոն զրգոման դեպքում: Կատարված է բուֆերային զանգի առկայության դեպքում զրգոյ ճառագայթման հստակության՝ ԻԿ և մանուշակագույն տիրույթները ձևավորության զործակցի գնահատումը:

К ВОПРОСУ О ФОТОПРОВОДИМОСТИ n^+-n-n^+ - СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ЦИНКОМ

Ю.А.АБРАМЯН,

ИРФЭ НАН Армении

В.М.АРУТЮНЯН, Ф.В.ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 сентября 1995 г.)

Исследованы электрофизические и фотоэлектрические характеристики n^+-n-n^+ - структур из кремния, легированного цинком. Обсуждаются технологические особенности изготовления, а также физические механизмы образования N-образного участка на прямой ветви ВАХ и высокой фоточувствительности этих структур.

1. Введение

Разработка высокочувствительных фотоприемных устройств, работающих в спектральных окнах прозрачности атмосферы, обеспечила современные достижения ИК-систем дистанционного зондирования [1,2]. Для окон прозрачности атмосферы $\lambda = 0,95-1,05$ мкм и 1,2-1,3 мкм, на наш взгляд, наиболее перспективными с точки зрения высокой чувствительности ($D^* > 10^{12}$ смГц^{1/2}Вт⁻¹ при 300 К) представляются кремниевые S-диодные структуры [3-10], а также кремниевые структуры типа n^+-n-n^+ и p^+-p-p^+ с базой, легированной цинком [7,11-13].

Первые измерения обнаружительной способности D^* S-диодов на основе Si<Zn> при азотных температурах проведены в работе [8]. Полученные высокие значения $D^* \approx 10^{13}$ смГц^{1/2}Вт⁻¹ были объяснены релаксацией пространственного заряда в результате оптической генерации электронно-дырочных пар в условиях ограничения протекающего в i-базе тока объемным зарядом инжектированных носителей. В [4,6,7] показано, что в S-диодах из n-кремния с цинком наиболее полно экспериментальным результатам удовлетворяет решение задачи в приближении квазинейтральности, но при этом с ростом инжекции время жизни неосновных носителей

τ_p вначале убывает, а затем растет до значений $\tau_{p0} = \tau_n$. Высокая фоточувствительность определяется внутренней обратной связью по току [4,7,9,10]. При этом освещение базы из области собственного поглощения вследствие фотоэффекта приводит к перераспределению напряжения в диоде и к увеличению инжекции, вследствие чего в рассматриваемых структурах имеет место внутреннее инжекционное усиление фототока.

В структурах типа n^+-n-n^+ (p^+-p-p^+) наиболее высокая фоточувствительность наблюдается в структурах с n -базой. Подобные структуры реализуются, если концентрация введенных атомов цинка N_0 удовлетворяет условию $N_0 < N_D < 2N_0$ (N_D — концентрация донорных центров в исходном n -материале). При таком легировании нижний уровень цинка $E_V + 0,31 \text{ эВ}$ полностью заполнен электронами, а верхний (двухзарядный) уровень $E_C - 0,55 \text{ эВ}$ заполнен частично. Кроме того, почти во всех работах по исследованию n^+-n-n^+ -структур было замечено наличие более высоких электрических полей на одном из n^+-n -контактов, т.е. характеристики не всегда являлись симметричными [11], что приводило к неоднозначной интерпретации ВАХ. Вероятнее всего, на наш взгляд, такое явление связано с образованием дефектов в процессе получения контактов при сплавной технологии. Как известно, при создании электронно-дырочного перехода методом сплавления на поверхность кремния помещается контактный материал, содержащий соответствующую легирующую примесь. В результате нагрева в вакууме происходит растворение кремния в контактном материале. Во время последующего охлаждения растворенный кремний рекристаллизуется обратно, захватывая примесь из электродного материала. При быстром охлаждении, вслед за началом образования рекристаллизованного слоя, по всей массе исходного контактного материала происходит образование устойчивых зародышей кристалла и рекристаллизованный слой будет неравномерно легированным, узким и неоднородным, что может явиться причиной высокого сопротивления контактов, т.к. уже образуются неомические контакты.

2. Технология изготовления структур

Целью настоящей работы является исследование фотопроводимости $n^+ - n - n^+$ -структур, сублинейности и N -образности на ВАХ. В качестве исходного материала был использован кремний марки БКЭФ с удельным сопротивлением $\rho \sim 10-20$ Ом-см. Исходная толщина пластин составляла 550-600 мкм. Пластины кремния после шлифовки, травления, промывки в деионизованной воде и сушки вместе с навеской цинка (40-50 миллиграмм) запаивались в ампулы из оптически чистого кварца при вакууме $\sim 10^{-5}$ мм Нг. Внутренние стенки ампул предварительно обрабатывались в смеси $\text{HF} + \text{HNO}_3$ (1:1) с последующей промывкой и сушкой. Отпайка ампул проводилась в процессе откачки. Ампулы помещались в печь, температура в которой в течение 1-1,5 часа поднималась до 1050°C . Диффузионный отжиг при этой температуре длился 3-4 часа. После диффузии пластины с обеих сторон сошлифовывались на глубину 40-50 мкм, проводилось травление в $\text{HF} + \text{HNO}_3$ (1:3) в течение нескольких минут с последующей промывкой и сушкой при 100°C . Удельное сопротивление легированного материала, измеренное четырехзондовым методом, составляло 10-20 кОм-см при 300 К. Далее из компенсированного материала методом скрайбирования нарезались пластины размерами $1,5 \times 2$ мм, и после кратковременного обезжиривания в кипящем толуоле и последующей промывки и сушки, к торцам пластин в вакууме $\sim 10^{-5}$ мм Нг вплавлялись контакты из сплава $\text{Au} + 0,1\% \text{ Sb}$. Вплавление проводилось в графитовой кассете при температуре $620-650^\circ\text{C}$ в течение нескольких минут с последующим более длительным охлаждением (20-30 мин). Размеры фотоприемной площадки единичных элементов равнялись $A = k/l = 1,5 \times 1 \text{ мм}^2$ (k -ширина, l -длина элемента). Измерения ВАХ проводились на характеристографе марки TR-4805.

3. Результаты измерений и обсуждение

На рис.1 показана ВАХ для одного из образцов при 300 К и 78 К в темновых условиях и при освещении образца. Как видно из

рисунка, при температуре образца 78К и при напряжении на структуре ~ 40 В отношение светового тока (при освещении фоновым излучением комнаты $T_{\text{ф}} \sim 300$ К) к темновому $I_{\text{ф}}/I_{\text{т}}$ равно 10^3 . Рассматриваемые структуры по чувствительности не уступают S-диодным структурам, легированным цинком. Отметим, что подобные ВАХ были получены и на образцах, где была осуществлена замена контактного материала Au+0,1% Sb на Sn+8% Sb. При этом ВАХ структур были также симметричными, но несколько уступали в величине фоточувствительности. Исследования с использованием различных контактных материалов показали, что высокая фоточувствительность наблюдается только при отсутствии сколь-нибудь заметного падения напряжения на контактах. На наш взгляд, наблюдаемые в структурах высокие значения фоточувствительности должны определяться спецификой глубоких центров цинка в кремнии. Из-за того, что сечение захвата дырок на верхний уровень цинка значительно больше сечения захвата электронов ($\sigma_p/\sigma_n \geq 10^3$ [4,7,11]), можно принять, что при освещении образца из области собственного поглощения, дырки мгновенно захватываются на глубокие центры, и фотопроводимость в n^+pn^+ -структурах будет определяться в основном монополярным током электронов (см., например, [4,14]):

$$I_{\text{ф}} = eQ_0 A \eta t / \tau_n = (eP/h\nu) \eta t / \tau_n, \quad (1)$$

где $t = d/\mu_n E \approx d^2/\mu_n V$ есть время пролета электронов через n-базу, $\eta = \alpha \beta_0 (1-R)(1-e^{-\alpha d})$ есть квантовая эффективность, Q_0 [фотон/см²·с] — плотность потока фотонов, A — светочувствительная площадка, P — мощность излучения, $h\nu$ — энергия кванта, μ_n — подвижность электронов, α — коэффициент поглощения, β_0 — число поглощенных фотонов, R — коэффициент отражения, d — толщина базы. Если принять, что $N_0 = N_g$ и $\sigma_n \approx 10^{-17}$ см² [7,11], то $\tau_n = 1/\sigma_n v_n N_0 \approx 10^{-4}$ с. Тогда время пролета электрона между контактами при $d=0,1$ см, $v=40$ В и $\mu_n = 10^3$ см²/В·с равняется $t \approx 2,5 \cdot 10^{-7}$ с. Поэтому коэффициент фотоэлектрического усиления для данных фоторезисторов $G = t/\tau_n > 10^3$

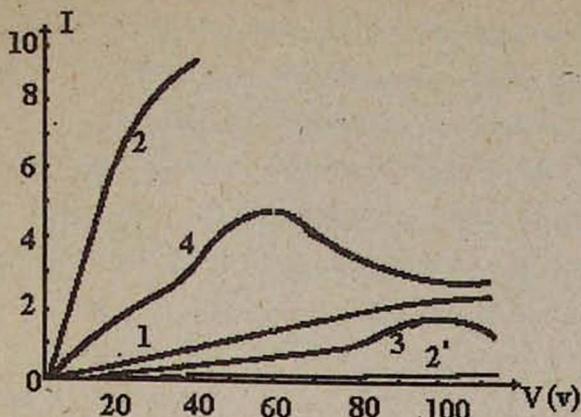


Рис. 1. ВАХ p^+-n-p^+ -структур ($Si \langle Zn \rangle$):

1. ВАХ при температуре образца 300 К ($T_{\text{фона}}=300\text{К}$, $I=20$ мкА/дел).
- 2-4. ВАХ при температуре образца 78 К :
 2. $T_{\text{фона}} = 300$ К, $I = 5$ мА/дел, $Q_{\text{фона}} < 10^{14}$ фотон/см²·с.
 - 2'. Закрытый фон, $I = 5$ мА/дел.
 3. Фон закрыт черной бумагой, $I = 20$ мкА/дел. Это ВАХ 2', развернутая по току.
 4. Частично закрытый фон, $I = 20$ мкА/дел.

Приведенное значение G носит оценочный характер и относится к случаю малых уровней освещенности при относительно малых значениях приложенного напряжения, поскольку в рассматриваемых структурах возможно изменение τ_n в связи с ростом сечения захвата электронов σ_n в сильных полях и при изменении уровня освещения.

С помощью прибора УМО-2 было оценено, что плотность потока фонового излучения комнаты составляла 10^{-4} Вт/см². Учитывая, что активная фоточувствительная площадка элементов $A=1,5 \cdot 10^{-2}$ см², мощность излучения, падающего на структуру, примерно равна 10^{-6} Вт. Следовательно, при смещениях на элементе ~ 40 В (см. рис.1) токовая чувствительность $S_I = 4,5 \cdot 10^4$ А/Вт.

Что касается наблюдаемых закономерностей на ВАХ, то до сих пор отсутствует единое мнение относительно механизма образования сублинейности и N-образности в исследуемых структурах. Так, в

[13, 15] наличие сублинейности на темновой ВАХ связывается с эффектами эксклюзионного обеднения у анодного p^+ - n -перехода и наличием встречных диффузионно-дрейфовых потоков носителей заряда в базе. Эти эффекты обычно приводят к экспоненциальной зависимости приложенного напряжения от тока, т.е. $V \sim \exp(jad)$, где "а" - некоторая постоянная. В нашем случае ($L_n \ll 1$, L_n -диффузионная длина электронов) в темновых условиях до участка с ОС наблюдалась закономерность (см. кривую 3 на рис.1) $j \sim V^m$, где $0 < m < 1$.

В [11,16] нелинейность и N-образность ВАХ при освещении связывается с ростом сечения захвата электронов на верхний уровень цинка и уменьшением времени жизни в сильных полях, в то время как в [13]— с тепловым гашением фоточувствительности.

В отличие от предыдущих работ нами наблюдалась N-образность ВАХ и в отсутствие освещения (кривые 2' и 3). Нелинейность ВАХ в темноте начинает заметно сказываться при полях $E = V/d > 40/10^{-2}$ (В/см) = $4 \cdot 10^3$ В/см. Известно, что при таких полях сечение захвата электронов σ_n в Si<Zn> резко возрастает, а подвижность падает [4,7,9]:

$$\sigma_n \sim (E/E_T)^q \quad \text{и} \quad \mu_n \sim (E_n/E)^g.$$

Здесь E_T и E_n - некоторые нормировочные постоянные. Для Si<Zn> $0 < q < 1$ и $0 < g < 1$.

В результате резко может увеличиться захват электронов на верхний уровень цинка, что приведет к уменьшению времени жизни и концентрации электронов. Поэтому рост тока с увеличением приложенного напряжения может замедлиться, а на ВАХ может сформироваться участок сублинейности. Дальнейшее уменьшение τ_n (возможно, и μ_n) и рост σ_n приведет к формированию ОС N-типа. Именно такой механизм формирования сублинейности ВАХ приводит к степенной зависимости тока от напряжения.

При освещении, когда плотность потока фотонов приближается к концентрации глубоких центров ($Q_0 \sim 10^{14}$ фотон/см²·с), освещение действует эквивалентно инжекции (τ_p растет) и фотопроводимость будет определяться как электронами, так и

дырками. При этом сублинейность ВАХ исчезает и σ_n начинает зависеть от уровня интенсивности освещения [4,7], т.е.

$$\sigma_n \sim (E/E_T)^{q+\varphi} Q_0,$$

где φ — некоторая постоянная.

Таким образом, при освещении рост σ_n усиливается и N-образность на ВАХ наблюдается при меньших полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Левинштейн, Дж. Мадлер. ТИИЭР, 63, 6 (1975).
2. Дж. Гауэр. Оптическая связь. М., Радио и связь. 1989.
3. Э. Г. Мирзабекян, Ю. А. Абрамян, З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян, Р. Г. Симомян. ДАН Арм ССР, 64, 285 (1977).
4. В. М. Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван, Изд. АН Арм ССР, 1977, 322с.
5. Э. Г. Мирзабекян, Р. Г. Симомян, А. Абрамян. ПТЭ, N 5, 221 (1976).
6. Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян. Изв. АН Арм ССР, Физика, 4, 386 (1969).
7. Ф. В. Гаспарян, З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян. Кремниевые фотоприемники. Ереван, изд. ЕГУ, 1989, 362.
8. A. Maher, V. G. Streetman, N. Holonyak. IEEE Trans., ED-16, 963 (1969).
9. В. М. Арутюнян. Микроэлектроника, 11, 539 (1982).
10. Б. М. Гарин, В. И. Стафеев. ФТП, 6, 78 (1972).
11. А. А. Лебедев, Н. А. Султанов, А. Т. Касымов. В кн.: "Проблемы диэлектрической электроники" (под ред. С. А. Азимова). Ташкент, ФАН, 1974, с. 235-240.
12. Х. М. Абдураимов, Д. А. Аронов, П. Н. Книгин, Ю. С. Королев, С. В. Торосян. В кн.: "Физические явления в полупроводниках с глубокими уровнями и оптоэлектроника". Ташкент, ФАН, 1977, с. 24-31.
13. Г. Э. Петрушина, В. И. Шопен. ФТП, 9, 578 (1975).
14. R. H. Kingston. Detection of optical and infrared radiation. Springer Verlag; Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
15. П. М. Карагеоргий-Алкалаев, А. Ю. Лейдерман. Фотопроводимость полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, ФАН, 1981, 199с.
16. Б. В. Корнилов, А. В. Анфимов. ФТП, 1, 340 (1967).

ON PHOTOCONDUCTIVITY OF n^+-n-n^+ -STRUCTURES MADE OF SILICON DOPED WITH ZINC

YU. A. ABRAHAMIAN, V. M. AROUTIOUNIAN, and F. V. GASPARIAN

We investigated electrophysical and photoelectrical characteristics of n^+-n-n^+ -structures made of silicon doped with zinc. We discussed technological peculiarities of the structures preparation as well as physical mechanisms of a formation of a N-type region on the direct branch of the current-voltage characteristics and high photosensitivity of such structures.

ՑԻՆԿՈՎ ԼԵԳԻՐԱՅՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՀԻՍԱՆ ՎՐԱ ՍՏԵՂԾՎԱԾ
nn⁺ -n⁺-ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐԻ ՖՈՏՈՀԱՂՈՐԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ
ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՁԸ

ՅՈՒ.Ա. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Հետազոտված են ցինկով լեգիրացված սիլիցիումային n⁺-n⁺ կառուցվածքների էլեկտրաֆիզիկական և ֆոտոէլեկտրական հատկությունները: Քննարկված են կառուցվածքների պատրաստման տեխնոլոգիական առանձնահատկությունները և վալտամպերային քնտրագրի ուղիղ ճյուղի վրա N-տեսակի տիրույթի առաջացման և քարծր ֆոտոզգայունության ֆիզիկական մեխանիզմները:

ДИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Э.С. ВАРТАНЯН, Р.К. ОВСЕПЯН, Т.В. САНАМЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 10 августа 1995г.)

Зарегистрировано дипольное излучение кристалла ниобата лития, легированного примесью железа, при воздействии импульсного лазерного излучения с длиной волны 0.53 мкм. Проведенные измерения показывают, что это излучение обусловлено асимметричным фотовозбуждением примесного центра.

При равномерном освещении однородного сегнетоэлектрика с разомкнутыми электродами возникают фотонапряжения порядка 10^3-10^5 В. Эффект аномально больших фотонапряжений наиболее сильно проявляется в кристаллах ниобата лития [1]. При однородном освещении короткозамкнутого кристалла через него протекает стационарный ток, который традиционно называется фотовольтаическим [2]. Несмотря на большой экспериментальный материал, накопившийся к настоящему времени по изучению фотовольтаического тока, основные эксперименты проведены с применением металлических электродов, которые наносятся на кристалл [3]. Переход кристалл-металл создает барьер Шоттки, увеличивая емкость измерительной цепи, и препятствует прямым импульсным измерениям фотовольтаического тока.

В настоящей работе показана возможность регистрации фотовольтаического тока без использования электродов. Кристалл ниобата лития возбуждался излучением лазера YAG:Nd с модуляцией добротности, с длительностью излучения 20 нс, мощностью 5 МВт, длиной волны 0.53 мкм, частотой повторения 1 Гц. В эксперименте использовались кристаллы ниобата лития, легированные примесью железа с концентрацией 0.05 мас.%. Образцы с размерами $6 \times 6 \times 8$ мм были ориентированы по кристаллографическим осям. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Излучение лазера

направлялось на кристалл, расположенный в центре тороидальной катушки. Очевидно, что такая система регистрирует магнитную составляющую дипольного излучения кристалла. Во всех измерениях направление лазерного луча совпадало с геометрической осью катушки. Тороидальная катушка, намотанная на феррит марки ВЧ-20, нагружалась на сопротивление 50 Ом и имела расчетную резонансную частоту выше 300 МГц. Сигнал с катушки регистрировался с помощью широкополосного осциллографа С1-75.

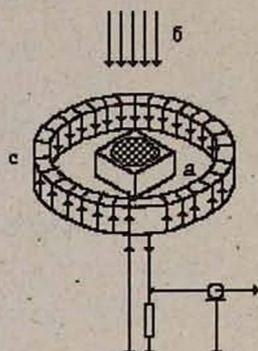


Рис.1 Схема регистрации дипольного излучения в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (а) под действием лазерного излучения с длиной волны 0.53 мкм (б) с помощью тороидальной катушки (с).

Контроль системы регистрации осуществлялся при помощи имитатора кристалла. Для этого вместо кристалла помещался линейный проводник, по которому пропускались калиброванные по амплитуде импульсы тока длительностью 10—100 нс. Система регистрации позволяла калибровать экспериментальную установку и оценить величину искажения формы сигнала.

Форма регистрируемого импульса совпадала с формой лазерного импульса. В случае совпадения оси Z кристалла с геометрической осью катушки наблюдался максимальный сигнал, приблизительно вдвое превосходящий по амплитуде величины сигналов для других ориентаций. При повороте кристалла на антипараллельное направление наблюдался сигнал противоположной полярности. При вращении кристалла вокруг оси Z , т.е. при изменении угла между поляризацией падающей волны и

кристаллографическими осями X и Y, изменения амплитуды сигнала не наблюдалось.

При распространении лазерного луча перпендикулярно оси Z амплитуда сигнала уменьшалась вдвое и практически не зависела от угла между осью Z и вектором поляризации излучения. При облучении исследуемых кристаллов излучением с длиной волны 1.06 мкм с интенсивностью до 50 МВт/см² в пределах чувствительности регистрации фотоотклик не наблюдался. При изменении плотности мощности возбуждающего импульса на 0.53 мкм на порядок и сохранении постоянной энергии лазерного импульса, амплитуда сигнала фотоотклика не изменялась. При изменении поляризации излучения на 0.53 мкм с линейного на циркулярный также не наблюдалось изменения амплитуды сигнала. Последние три обстоятельства свидетельствуют о том, что наблюдаемые сигналы фотоотклика не имеют нелинейного происхождения, как например, в случае обратного эффекта Фарадея или эффекта оптического выпрямления [4], а также не связаны с наведенным магнитным моментом [5,6]. Сигнал не наблюдался также при чернении входной поверхности кристалла и, следовательно, полном поглощении падающего излучения и нагрева, что исключает пьезоэлектрическое происхождение сигнала. В нелегированных кристаллах ниобата лития также не удалось обнаружить сигнал фотоотклика.

Мы предполагаем, что магнитная составляющая, регистрируемая в проведенных экспериментах, обусловлена фотовольтаическим эффектом. В пользу этого свидетельствуют изменение знака наведенного в катушке тока от направления полярной оси кристалла, слабая зависимость тока от типа поляризации лазерного излучения и линейная зависимость магнитной составляющей от интенсивности лазерного излучения.

Из проведенных измерений, сравнением с калибровочным током была вычислена также константа Гласса k по известной формуле $J = \alpha I$, где J —фотовольтаический ток, α —коэффициент поглощения, I —интенсивность лазерного излучения. Коэффициент поглощения k был вычислен из спектров поглощения. Значение константы Гласса оказалось порядка $6 \cdot 10^{-19}$ А·см/Вт, что по порядку

величины совпадает с измеренным значением стационарного режима [3]. Как известно [2], возбуждаемый в кристаллах без центра инверсии фотовольтаический ток описывается выражением

$$J = \frac{\alpha \kappa I}{\hbar \omega \Gamma} (V_0 - V_1), \quad (1)$$

где $1/\Gamma$ —время изотропизации импульса фотовольтаического электрона, V_0 - скорость неравновесного фотоэлектрона, V_1 — скорость электрона при рекомбинации. Как следует из выражения (1), фотовольтаический ток обусловлен разностью скоростей ионизированного и рекомбинированного электронов. Учитывая, что длительность импульса возбуждения по величине намного превосходит характерные для кристаллов ниобата лития времена релаксации, равные 10^{-13} — 10^{-12} сек для термализации электронов и 10^{-11} сек для рекомбинации, очевидно, что форма фотовольтаического тока полностью повторяет форму лазерного излучения.

Учитывая указанное соотношение времен возбуждения и релаксации, очевидно, что импульсный фотовольтаический ток обусловлен как возбуждением, так и рекомбинацией фотоэлектронов. Исходя из сказанного, представляет большой интерес исследование дипольного излучения кристаллов со спонтанной поляризацией при возбуждении излучением с длительностью менее 10^{-10} сек и соответствующей полосой пропускания регистрирующей системы. Применение такой импульсной схемы измерения позволит экспериментально разделить вклад в фотовольтаический ток, обусловленный фотоионизированными и рекомбинированными электронами, и прямо измерить времена термализации и релаксации фотоэлектронов

Суммируя сказанное, с большой долей уверенности можно говорить о регистрации магнитной компоненты дипольного электромагнитного излучения кристалла ниобата лития с примесью железа, обусловленного взаимодействием фотоактивного лазерного излучения с кристаллом.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Лайнс , А. Гласс Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М., Мир , 1981.
2. В. М. Белиничер, Б. И. Стурман. УФН, 130, вып. 3, 416, 1980.
3. В. М. Фридкин, Б. Н. Попов. УФН, 26, 657 (1978).
4. И.Р. Шен. Принципы нелинейной оптики. М., Наука ,1989.
5. Р. Е. Мовсесян, А. А. Оганесян, А. М. Ханбебян. ФТТ, 31, 10, 283, (1989).
6. Р. Е. Мовсесян, А. А. Оганесян. Изв. АН Армении, Физика, 26, 137, (1991).

DIPOLE RADIATION CAUSED BY PHOTOVOLTAIC EFFECT IN LITHIUM NIOBATE CRYSTALS

E.S. VARTANYAN, R.K. HOVSEPYAN , and T.V. SANAMIAN

Dipole radiation from Fe doped LiNbO₃ has been registered under 0.53μm pulse laser action. This radiation has shown to be caused by the dipole moment alteration of an asymmetric photovoltaic center.

ՖՈՏՈՎՈԼՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՈՎ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԼԻԹԻՈՒՄ ԵՒՈՒՄԻՆԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵԳՆԵՐՈՒՄ

Է.Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ռ.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Տ.ՎՍԱՆԱՄՅԱՆ

0.53 մկմ իմպուլսային լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ հետազոտված է LiNbO₃ : Fe բյուրեղներում ֆոտովոլտային էֆեկտով սլայմանավորված դիպոլային ճառագայթումը:

ԲՈՎԱՆԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Դ. Մ. Սեդրակյան, Դ. Գ. Բադալյան, Վ. Մ. Գասպարյան, Ա.Ժ. Խաչատրյան. Պարբերաբար դասավորված պատահական δ -պոտենցիալներից կազմված միաչափ շղթայի դիմադրությունը. I.	3
Դ. Մ. Սեդրակյան, Դ. Գ. Բադալյան, Վ. Մ. Գասպարյան, Ա.Ժ. Խաչատրյան. Պարբերաբար դասավորված պատահական δ -պոտենցիալներից կազմված միաչափ շղթայի դիմադրությունը. II.	13
Յ. Բ. Ներսիսյան, Յ.Գ. Մաթևոսյան, Ռ.Ա. Գեվորգյան. Դիէլեկտրիկ սեպի մակերևույթին զուգահեռ շարժվող լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստների տեսությունը	23
Գ.Ս. Սարգսյան, Վ.Գ. Զալթիկյան. Ցինկի գոլորշու ստիպողական ճառագայթումը լազերային գրգռման դեպքում	27
Յու. Ա. Աբրահամյան, Վ.Մ. Հարությունյան, Ֆ.Վ. Գասպարյան. Ցինկով լեզիրացված սիլիցիումի հիման վրա ստեղծված n^+-n-n^+ -կառուցվածքների ֆոտոհաղորդականության հարցի շուրջը	33
Է.Ս. Վարդանյան, Ռ.Կ. Հովսեփյան, Տ.Վ. Սանամյան. Ֆոտովոլտային էֆեկտով պայմանավորված դիպոլային ճառագայթումը լիթիումի նիոբատի բյուրեղներում	40

CONTENTS

D.M. Sedrakian, D.A. Badalian, V.M. Gasparian, Ash.Gh. Khachatrian. Resistance of a one-dimensional chain of periodically arranged random δ -scatterers. I.	3
D.M. Sedrakian, D.A. Badalian, V.M. Gasparian, Ash.Gh. Khachatrian. Resistance of a one-dimensional chain of periodically arranged random δ -scatterers. II.	13
H.B. Nersissian, G.G. Matevossian, R.A. Gevorkian. On the theory of energy losses of charged particle moving parallel to the surface of a dielectric wedge	23
G.S.Sarkisyan and V.O.Chaltykyan. Stimulated emission from zinc vapor under laser excitation	27
Yu.A. Abrahamian, V.M. Aroutiounian, and F.V. Gasparian. On photoconductivity of n^+-n-n^+ -structures made of silicon doped with zinc	33
E.S. Vartanyan, R.K. Hovsepyan, and T.V. Sanamian. Dipole radiation caused by photovoltaic effect in lithium niobate crystals	40

СОДЕРЖАНИЕ

Д.М. Седрадян, Д.А. Бадалян, В.М. Гаспарян, А.Ж. Хачатрян. Сопrotивление одномерной цепочки из периодически рас- положенных случайных δ -потенциалов. I.	3
Д.М. Седрадян, Д.А. Бадалян, В.М. Гаспарян, А.Ж. Хачатрян. Сопrotивление одномерной цепочки из периодически рас- положенных случайных δ -потенциалов. II.	13
Г.Б. Нерсисян, Г.Г. Матевосян, Р.А. Геворкян. К теории по- терь энергии заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности диэлектрического клина	23
Г.С. Саркисян, В.О. Чалтыкян. Вынужденное излучение паров цинка при лазерном возбуждении	27
Ю.А. Абрамян, В.М. Арутюнян, Ф.В. Гаспарян. К вопросу о фотопроводимости $n^+ - n - n^+$ - структур на основе кремния, легированного цинком	33
Э.С. Вартанян, Р.К. Овсепян, Т.В. Санамян. Дипольное излучение, обусловленное фотовольтаическим эффектом в кристаллах ниобата лития	40