

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. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Վ. Օ. Պապանյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

Vi. 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, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

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

ПРИМЕНЕНИЕ АТОМ-АТОМ ПОТЕНЦИАЛОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПЛАСТИЧЕСКИХ И ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ. 1. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Д.А. БАДАЛЯН, Р.М. АБРАМЯН

Ереванский государственный университет
Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 11 ноября 1996г.)

Метод атом-атом потенциалов применен к двум классам веществ – пластическим и жидким кристаллам, где имеет место вращение молекул. Получено полное разложение потенциала межмолекулярного взаимодействия по сферическим инвариантам, справедливое при произвольных расстояниях между молекулами.

Впервые представление взаимодействия валентно не связанных атомов в виде суммы полуэмпирических парных потенциалов было предложено для нахождения потенциальных барьеров между различными конформациями молекул [1]. Независимо метод атом-атом потенциалов (ААП) был предложен и развит для расчета свойств молекулярных кристаллов [2-8].

Следует, однако, учесть, что при описании фазовых переходов в пластических и жидких кристаллах, где имеет место свободное или заторможенное вращение молекул, обычная схема расчета ААП неприменима [9]. Определение параметров ориентационного порядка и других величин требует использования потенциала молекул, явным образом зависящего от углов, характеризующих ориентацию молекул в пространстве. Поэтому выделение угловой зависимости в потенциале межмолекулярного взаимодействия является необходимым условием для расчетов в случае жидких и пластических кристаллов.

В настоящей работе методом ААП получены разложения межмолекулярного потенциала по угловым координатам, которые затем будут использованы для расчета конкретных физических характеристик

жидких и пластических кристаллов.

В приближении ААП энергия взаимодействия двух молекул представляется в виде суммы

$$V_{12} = \sum_{kl} \Phi_{kl}(r_{kl}), \quad (1)$$

где Φ_{kl} – потенциал взаимодействия атома k молекулы 1 и атома l молекулы 2, r_{kl} – расстояние между атомами.

Функции Φ_{kl} можно записать в степенной форме [10]:

$$\Phi_{kl}(r_{kl}) = \frac{b_{kl}}{r_{kl}^{s_1}} - \frac{a_{kl}}{r_{kl}^{s_2}} + \frac{q_k \cdot q_l}{\epsilon \cdot r_{kl}}, \quad s_1 > s_2 > 1, \quad (2)$$

где a_{kl}, b_{kl} – константы для атомов k и l , характеризующие соответственно силы дисперсионного притяжения и обменного отталкивания; q_k и q_l – эффективные заряды на атомах, ϵ – диэлектрическая проницаемость.

В работах [11, 12] разными методами получено двухцентровое разложение для функции r_{kl}^{-s} при условии $R > (r_k + r_l')$, где R – расстояние между центрами молекул, r_k, r_l' – расстояния атомов k, l от центров тяжести молекул 1 и 2 соответственно.

В пластических и жидких кристаллах типичными расстояниями являются расстояния порядка молекулярных размеров либо много меньше, поэтому необходимо получить такое выражение для r_{kl}^{-s} , которое справедливо при произвольных расстояниях между центрами тяжести молекул.

Рассмотрим взаимодействие двух жестких несферических молекул, центры тяжести которых находятся на расстоянии R друг от друга. Введем декартовы системы координат, начала которых расположены в центрах молекул так, чтобы направление вектора $\mathbf{R}$ ($|\mathbf{R}| = R$) совпадало с осями z и z' обеих систем, а оси x и x' (y и y') были параллельными (см. рис.1).

Пусть радиус-векторы отдельных атомов 1-й молекулы в системе $\{x, y, z\}$ будут $\mathbf{r}_k$, а сферические координаты – $(r_k, \theta_k, \varphi_k)$. Соответственно радиус-векторы и сферические координаты атомов молекулы 2 в системе

$\{x, y, z\}$ обозначим через r_l и $(r'_l, \theta'_l, \varphi'_l)$, а в системе $\{x', y', z'\}$ r'_l и $(r'_l, \theta'_l, \varphi'_l)$, причем $\varphi_l = \varphi'_l$.

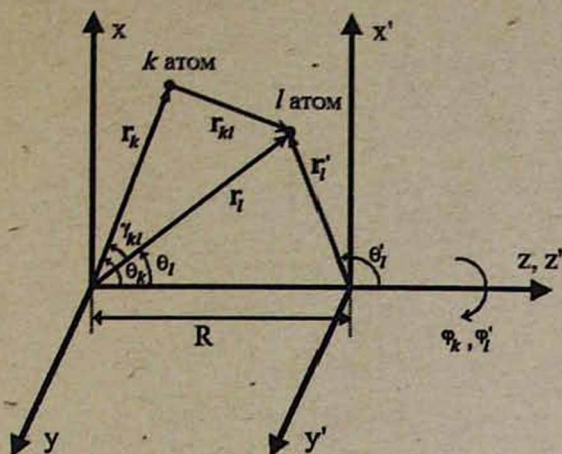


Рис.1. Системы координат, используемые при получении двух-центрального разложения функции r_{kl}^{-s} . $r_l^2 = R^2 + r_k'^2 + 2r_k'R \cos \theta'_l$.

Функция r_{kl}^{-s} может быть представлена в виде разложения по полиномам Лежандра [13]:

$$r_{kl}^{-s} = \frac{1}{|r_k - r_l|} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(-s)}(r_k, r_l) P_n(\cos \gamma_{kl}), \quad (3)$$

где γ_{kl} – угол между векторами r_k и r_l ; коэффициенты разложения $a_n^{(-s)}(r_k, r_l)$, справедливые как при $r_k < r_l$, так и при $r_k > r_l$, даются формулой

$$a_n^{(-s)} = \frac{\left(\frac{s}{2}\right)_n (r_k r_l)^n}{\left(\frac{1}{2}\right)_n (r_k^2 + r_l^2)^{n+\frac{s}{2}}} F\left(\frac{n}{2} + \frac{s}{4}; \frac{n}{2} + \frac{s}{4} + \frac{1}{2}; n + \frac{3}{2}; \left(\frac{2r_k r_l}{r_k^2 + r_l^2}\right)^2\right), \quad (4)$$

где $(\alpha)_n = (\alpha + n - 1)!/(\alpha - 1)!$ – символ Похгаммера, $F(\alpha, \beta, \gamma, x)$ – гипергеометрический ряд Гаусса:

$$F(\alpha, \beta, \gamma, x) = \sum_{t=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_t (\beta)_t}{(\gamma)_t} \frac{x^t}{t!}. \quad (5)$$

Используя теорему сложения для шаровых функций

$$P_n(\cos \gamma_{kl}) = \frac{4\pi}{2n+1} \sum_{m=-n}^n Y_{nm}^*(\theta_k, \varphi_k) Y_{nm}(\theta_l, \varphi_l), \quad (6)$$

получим разложение функции r_{kl}^{-s} , записанное через сферические углы

$\Omega_k = (\theta_k, \varphi_k)$ и $\Omega_l = (\theta_l, \varphi_l)$:

$$r_{kl}^{-s} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{4\pi}{2n+1} a_n^{(-s)}(r_k, r_l) Y_{nm}^*(\Omega_k) Y_{nm}(\Omega_l). \quad (7)$$

Здесь величины $a_n^{(-s)}(r_k, r_l)$ и $Y_{nm}(\Omega_l)$ являются непрерывными функциями от $\cos \theta_l$, поэтому величина r_{kl}^{-s} аналогично функции r_{kl}^{-1} может быть выражена через сферические углы Ω_k и Ω_l :

$$r_{kl}^{-s} = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \sum_{m=-n_<}^{n_<} B_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l') Y_{n_1 m}^*(\Omega_k) Y_{n_2 m}(\Omega_l'), \quad (8)$$

где $n_< = \min(n_1, n_2)$ и $B_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l')$ — некоторые коэффициенты. Для отыскания последних умножим правую и левую части уравнения (7) на $Y_{n_1 m'}^*(\Omega_k) Y_{n_2 m'}(\Omega_l')$ и произведем интегрирование по всем сферическим углам Ω_k, Ω_l' . В результате получим выражение

$$B_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l') = N_{n_1 n_2}^m I_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l'), \quad (9)$$

где

$$N_{n_1 n_2}^m = 2\pi \left[\frac{2n_2+1}{2n_1+1} \frac{(n_1-|m|)! (n_2-|m|)!}{(2n_1+|m|)! (n_2+|m|)!} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$I_{n_1 n_2}^{(s)m} = \int_{-1}^1 a_{n_1}^{(-s)}(r_k, r_l) P_{n_1}^{|m|}(\cos \theta_k) P_{n_2}^{|m|}(\cos \theta_l') d(\cos \theta_l'), \quad (11)$$

$P_{n_1 n_2}^{|m|}$ — присоединенный полином Лежандра.

Интеграл (11) в общем виде вычислен в приложении. Коэффициенты $B_{n_1 n_2}^{(s)m}$ обладают следующим свойством:

$$B_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l') = (-1)^{n_1+n_2} B_{n_2 n_1}^{(s)m}(R, r_l', r_k). \quad (12)$$

Формулы (7) и (8) решают поставленную задачу получения двухцентрового разложения для ААП в виде степенной функции (2). В случае только кулоновского потенциала разложение (8) сводится к известным результатам [14,15].

Таким образом, используя формулы (1), (2), (8), получим парную энергию межмолекулярного взаимодействия:

$$V_{12} = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \sum_{m=-n_1}^{n_1} \sum_{s, k, l} e_{kl}^{(s)} B_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l') Y_{n_1 m}^*(\Omega_k) Y_{n_2 m}(\Omega_l'), \quad (13)$$

где $s=1, s_1, s_2$; $e_{kl}^1 = \frac{q_k q_l}{\epsilon}$, $e_{kl}^{s_1} = b_{kl}$, $-e_{kl}^{s_2} = a_{kl}$.

Формуле (13) можно придать более удобный вид, если записать шаровые функции $Y_{nm}(\theta, \varphi)$ в системах координат, зафиксированных некоторым образом относительно молекул (молекулярно-неподвижные системы координат). В этом случае зависимость V_{12} от относительной ориентации молекул становится явной.

Пусть $\{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}\}$ и $\{\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'\}$ — молекулярно-неподвижные системы координат, начала которых совпадают с центрами тяжести молекул, а $\omega = (\alpha, \beta, \gamma)$; $\omega' = (\alpha', \beta', \gamma')$ — углы Эйлера, преобразующие систему $\{x, y, z\}$ в $\{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}\}$ и $\{x', y', z'\}$ в $\{\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'\}$.

Преобразование угловых координат в (13) осуществляется обычным образом (см. [16]) с помощью унитарных матриц вращения (D -функции Вигнера):

$$Y_{n_1 m}(\theta_k, \varphi_k) = \sum_{M'=-n_1}^{n_1} D_{mM'}^{n_1}(\omega) Y_{n_1 M'}^*(\bar{\theta}_k, \bar{\varphi}_k), \quad (14)$$

$$Y_{n_2 m}(\theta_l', \varphi_l') = \sum_{M''=-n_2}^{n_2} D_{mM''}^{n_2}(\omega') Y_{n_2 M''}^*(\bar{\theta}_l', \bar{\varphi}_l'),$$

где $(\bar{\theta}_k, \bar{\varphi}_k)$, $(\bar{\theta}_l', \bar{\varphi}_l')$ — угловые координаты атомов k, l в системах $\{x, y, z\}$ и $\{x', y', z'\}$ соответственно. Подставляя (14) в (13), получим:

$$V_{12} = \sum_{n_1 n_2 m} W_{n_1 n_2}^{mM'M''}(R) D_{mM'}^{n_1}(\omega) D_{mM''}^{n_2}(\omega'), \quad (15)$$

где введено обозначение

$$W_{n_1 n_2}^{m M' M''}(R) = \sum_{s, k, l} e_{kl}^s B_{n_1 n_2}^{(s)m}(R, r_k, r_l') Y_{n_1 M'}^{(s)m}(\sqrt{2} \hat{e}_k) Y_{n_2 M''}^{(s)m}(\sqrt{2} \hat{e}_l'). \quad (16)$$

Формула (15) позволяет выразить энергию взаимодействия двух молекул через расстояние между их центрами тяжести и сферические углы, характеризующие ориентации молекул относительно систем координат, связанных общей осью z (z').

Конкретные приложения полученных здесь формул к жидким и пластическим кристаллам будут представлены в следующей публикации.

Работа выполнена в рамках научной темы, финансируемой централизованными государственными источниками под кодом 94-171.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ $I_{n_1 n_2}^{(s)m}$ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для вычисления $I_{n_1 n_2}^{(s)m}$ по формуле (11) воспользуемся следующим тождеством [17], справедливым при произвольных $r_k \leq r_l$ и $r_l' \leq R$:

$$r_l^{n_1} P_{n_1}^{(m)}(\cos \theta_l) = \sum_{q=|m|}^{n_1} \frac{(n_1 + |m|)!}{(q + |m|)!(n_1 - q)!} r_l'^q R^{n_1 - q} P_q^{(m)}(\cos \theta_l'). \quad (17)$$

Подставляя (4) и (17) в (11) и учитывая (5), приходим к равенству

$$I_{n_1 n_2}^{(s)m} = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=|m|}^{n_1} L_{n_1 p q}^{(s)m}(R, r_k, r_l') J_{n_1 n_2 p q}^{(s)m}(R, r_k, r_l'), \quad (18)$$

где

$$J_{n_1 n_2 p q}^{(s)m} = \int_{-1}^1 \frac{(R^2 + 2Rr_l'x + r_l'^2)^p P_q^{(m)}(x) P_{n_2}^{(m)}(x)}{(R^2 + r_k^2 + 2Rr_l'x + r_l'^2)^{n_1 + 2p + \frac{s}{2}}} dx, \quad (19)$$

$$L_{n_1 p q}^{(s)m} = \frac{2^{2p} (n_1 + |m|)!}{p! (q + |m|)! (n_1 - q)!} \left(\frac{s}{2} \right)_{n_1} \left(\frac{n_1}{2} + \frac{s}{4} + \frac{1}{2} \right)_p \frac{r_k^{n_1 + 2p} r_l'^q R^{n_1 - q}}{\left(\frac{1}{2} \right)_{n_1} \left(n_1 + \frac{3}{2} \right)_p}$$

Для вычисления интеграла (19) воспользуемся явным выражением следующей функции [17]:

$$\frac{1}{2} P_q^{[m]}(x) P_{n_2}^{[m]}(x) = \sum_{\alpha=0}^{\left[\frac{q-|m|}{2}\right]} \sum_{\beta=0}^{\left[\frac{n_2-|m|}{2}\right]} \sum_{\gamma=0}^{|m|} M_{n_2 q}^{[m]}(\alpha, \beta, \gamma) (2x)^{q+n_2-2(\alpha+\beta+\gamma+|m|)}, \quad (20)$$

где

$$M_{n_2 q}^{[m]}(\alpha, \beta, \gamma) = \frac{(-1)^{\alpha+\beta+\gamma} 2^{-2\gamma-1}}{\alpha! \beta!} [(2|m|-1)!!]^2 \times \\ \times \frac{\left(|m| + \frac{1}{2}\right)_q - |m| - \alpha}{(q - |m| - 2\alpha)!} \cdot \frac{\left(|m| + \frac{1}{2}\right)_{n_2} - |m| - \beta}{(n_2 - |m| - 2\beta)!} C_{\gamma}^{[m]}. \quad (21)$$

Здесь $C_{\gamma}^{[m]}$ – биномиальный коэффициент, $[n]$ – целая часть числа n . После подстановки (20) в (19) интеграл сводится к элементарному. Соответствующие расчеты приводят к выражению

$$J_{n_1 n_2 p q}^{(s)m} = \sum_{i=0}^p \sum_{\alpha=0}^{\left[\frac{q-|m|}{2}\right]} \sum_{\beta=0}^{\left[\frac{n_2-|m|}{2}\right]} \sum_{\gamma=0}^{|m|} C_i M_{n_2 q}^{[m]}(\alpha, \beta, \gamma) (R^2 + r_l^2)^{p-i} (R \cdot r_l')^{-v-1} Q_{n_1 p_i}^{(s)v}, \quad (22)$$

где

$$Q_{n_1 p_i}^{(s)v} = \sum_{\delta=0}^{v+i} (-1)^{\delta} C_{\delta}^{v+i} \mu^{-1} (R^2 + r_k^2 + r_l'^2)^{\delta} \left\{ [r_k^2 + (R + r_l')^2]^{\mu} - [r_k^2 + (R - r_l')^2]^{\mu} \right\}, \quad (23)$$

$$v = n_2 + q - 2(\alpha + \beta - \gamma + |m|), \quad \mu = i + v - n_1 - 2p - \delta - \frac{s}{2} + 1.$$

Если в (23) $\delta = i + v - n_1 - 2p - \frac{s}{2} + 1$ (т.е. $\mu=0$), то величину под знаком суммы нужно заменить выражением [13]

$$C_{n_1+2p+\frac{s}{2}-1}^{v+i} \cdot (-R^2 - r_k^2 - r_l'^2)^{v+i-n_1-2p-\frac{s}{2}+1} \ln \frac{r_k^2 + (R + r_l')^2}{r_k^2 + (R - r_l')^2},$$

что и дает искомый результат.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Иллиел и др. Конформационный анализ. М., Мир, 1963.
2. А. И. Китайгородский. Изв. АН СССР, сер. физ., 15, 157 (1951).
3. А. И. Китайгородский. Органическая кристаллохимия. М., Изд. АН СССР 1955.
4. А. И. Китайгородский. ДАН СССР, 137, 116 (1961).

5. А. И. Китайгородский, К. В. Мирская. Кристаллография, 9, 174 (1964).
6. A.I.Kitaigorodsky. Tetrahedron, 14, 230 (1961).
7. П. М. Зоркий, В.К. Бельский. В кн. «Современные проблемы физической химии», т. 4., М., изд. МГУ, 1970.
8. А. J. Pertsin, A.I.Kitaigorodsky. The atom-atom potentials method in the physics and chemistry of organic molecular solids. Berlin, N. Y., Tokyo, Springer, 1986.
9. Д. А. Бадалян. Тез. докл. У Всесоюзного симпозиума по межмолекулярному взаимодействию и конформ. молекул, Алма-Ата, с. 206, 1980.
10. E.Clementi. Computation aspects for large chemical systems. Berlin, 1980.
11. Д. А. Бадалян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 17, 322 (1982).
12. H. Yasuda, T. Yamamoto. Progr. Theor. Phys., 45, 1458 (1971).
13. R.A. Suck. J. Mathem. Phys., 37, 215 (1957).
14. R.J. Buchler, J.O. Hirschfelder. Phys. Rev., 83, 628 (1951).
15. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей, М., 1961.
16. Д.А. Варшалович, Л.Н. Москалев, В.К. Херсонский. Квантовая теория углового момента, Л., Наука, 1975.
17. Е.В. Гобсон. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М., Изд. ИЛ, 1952.
18. А.П. Прудников, Ю. А. Бричков, О. И. Маричев. Интегралы и ряды. Специальные функции. М., Наука, 1983.

APPLICATION OF ATOM-ATOM POTENTIALS IN STUDIES OF ROTATIVE PHASE TRANSITIONS IN PLASTIC AND LIQUID CRYSTALS. I. BASIC FORMULAS

D.H. BADALYAN, R.M. ABRAHAMIAN

The method of atom-atom potentials is applied to two classes of matter – plastic and liquid crystals, where a rotation of molecules takes place. A complete expansion of the intermolecular interaction potential in spherical invariants is obtained which is valid at arbitrary intermolecular distances.

ԱՏՈՄ-ԱՏՈՄ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱՍՏԻԿ ԵՎ
ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՊՏՏՈՂԱԿԱՆ ՖԱԶԱՅԻՆ
ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԸ ՀԵՏԱԶՈՏԵԼԻՍ. I. ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐ

Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ռ.Մ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ

Ատոմ-ատոմ պոտենցիալների մեթոդը կիրառված է պլաստիկ և հեղուկ բյուրեղների հետազոտման համար: Ստացված է միջմոլեկուլային պոտենցիալի վերլուծումը ըստ սֆերիկ հարմոնիկների, որը կիրառելի է մոլեկուլների միջև ցամկացած տարածությունների համար:

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ МОЛИБДАТА СВИНЦА

Н.Р. АГАМАЛЯН, Э.С. ВАРТАНЯН, Л.М. КАЗАРЯН,
Р.К. ОВСЕПЯН, А.Р. ПОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 7 июня 1996 г.)

При исследовании фотоэлектрических свойств кристаллов молибдата свинца (PbMoO_4) обнаружены запрещенные для centrosymmetrichных кристаллов фотовольтаические токи, возникающие при равномерном освещении их светом с длиной волны 488 нм. Возникновение токов объясняется наличием в кристаллах молибдата свинца комплексов, не имеющих центров симметрии.

Кристаллы молибдата свинца нашли широкое применение в качестве материалов для акусто-оптических дефлекторов и модуляторов лазерного излучения. В связи с этим широко исследованы их акусто-оптические свойства и сравнительно мало изучены фотоэлектрические свойства. Кристаллы молибдата свинца являются диэлектриками с шириной запрещенной зоны $\sim 3,3$ эВ.

Кристаллы молибдата свинца относят к шеелитам, имеющим тетрагональную симметрию с точечной группой $4/m$ [1]. Исследования фото- [2] и рентгенолюминесценции [3] показали, что в обоих случаях излучение поляризовано вдоль тетрагональной оси Z . В [4] отмечается, что фотоизлучающим центром является комплекс $\text{Pb}^{3+}\text{MoO}_4^{3-}$, согласно [3] имеющий симметрию $\bar{4}2m$. В [2] при изучении статического эффекта Яна-Теллера делается вывод, что прямое и обратное направления тетрагональной оси Z неэквивалентны, т.е. в кристалле отсутствует центр симметрии. Перечисленные выше эффекты в кристаллах молибдата свинца не могут быть объяснены в рамках точечной группы $4/m$ с центром симметрии. Поэтому в [2,3] делается предположение, что в этих кристаллах имеются комплексы и подрешетка с точечной группой $\bar{4}2m$

без центра симметрии, и это приводит к понижению симметрии самого кристалла.

В представленной работе исследовалась кинетика фотовольтаического тока в кристаллах молибдата свинца при освещении светом с длиной волны 488 нм. Экспериментально установлено, что при освещении номинально чистых кристаллов возникают электрические токи, направленные вдоль тетрагональной оси Z . Необычность явления связана с тем, что кристаллы молибдата свинца считаются centrosимметричными, а это противоречит возникновению фотовольтаического тока в них. Исследовались поляризационные зависимости фототока при освещении кристалла. Измерялись также фотоинжекционные токи переходов электрод-кристалл.

Кристаллы для исследований выращивались методом Чохральского. Кристаллы из расплава вытягивались в двух направлениях — перпендикулярно и параллельно тетрагональной оси Z . Измерения проводились на однородных, монокристаллических образцах, выращенных в обеих модификациях. Это делалось для исключения дефектов, появляющихся в процессе роста и нарушающих симметрию кристалла. В качестве источника света использовался Аг-лазер ($\lambda=488$ нм). Фотонапряжение и фототок короткого замыкания регистрировались электрометром В2-16. В обоих случаях при измерениях отсутствовал внешний источник напряжения, и сам кристалл являлся генератором тока. Алюминиевые электроды напылялись на грани кристалла, перпендикулярные оси Z . Освещение кристалла в случае измерения временной и поляризационной зависимостей фотовольтаического тока проводилось перпендикулярно оси Z равномерно по всей грани кристалла. В случае же измерения фотоинжекционных токов освещение производилось узкой полосой света, которая сканировалась вдоль оси Z от одного электрода к другому (см. вставку на рис.3). Временные измерения проводились вплоть до 1200 сек. Фотоинжекционные токи регистрировались с помощью синхронно-фазового усилителя с частотой модуляции 20 Гц, настроенного на временной интервал нарастания или спада фотоинжекционных токов.

Контроль за пьезоэлектрической составляющей регистрируемого

сигнала осуществлялся на той же установке, при тех же мощностях возбуждающего оптического излучения. При этом поверхность, на которую падало оптическое излучение, зачернялась для того, чтобы падающее на кристалл излучение полностью поглощалось и кристалл нагревался. В результате этих экспериментов при обнаружительной способности установки 10^{-14} А пироток не зарегистрирован.

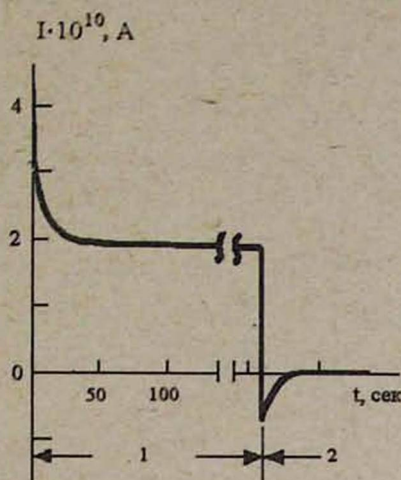


Рис.1. Временная зависимость фотовольтаического тока в кристалле молибдата свинца вдоль оси Z при включении (1) и выключении (2) освещения.

На рис.1 представлены временные зависимости фотовольтаического тока в кристаллах молибдата свинца при освещении светом постоянной интенсивности. Участок 1 соответствует тому периоду времени, когда кристалл освещается. В момент включения света регистрировался переходной ток (выброс), который наблюдался в течение 80 сек. Далее он переходил в стационарное состояние, которое продолжалось в течение длительного времени вплоть до 1200 сек. В момент выключения света наблюдался переходной ток в обратном направлении, который релаксировал к нулю в течение 50 сек (участок 2). Сам факт наличия стационарного тока, существующего неограниченно долго в освещенном кристалле молибдата свинца, свидетельствует об отсутствии в этом кристалле центра симметрии, т.е. направления $+Z$ и $-Z$ неэквиваленты. В то же время в кристаллах молибдата свинца пироток

не наблюдается, поэтому переходные токи не могут быть вызваны пирозффектом. Максимальная величина зарегистрированного нами фотонапряжения в кристаллах молибдата свинца составляла 12 В, что намного превосходит величину запрещенной зоны этого кристалла. Зависимость фотонапряжения от интенсивности освещения имеет линейный характер вплоть до величины 1 Вт/см².

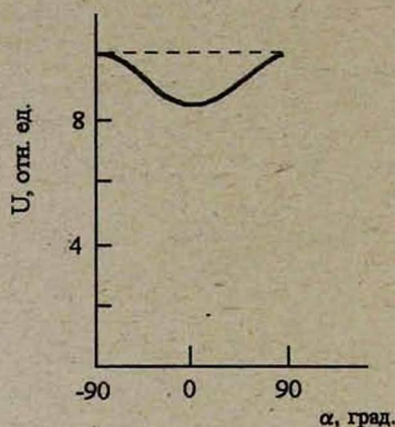


Рис.2. Зависимость стационарного фотонапряжения U от угла α между осью Z кристалла молибдата свинца и поляризацией световой волны.

Результаты исследований поляризационной зависимости фотонапряжения в кристаллах молибдата свинца при освещении их светом с длиной волны 488 нм показаны на рис.2. Представленная на рисунке кривая совпадает по форме с феноменологической зависимостью фотовольтаического напряжения [5], возникающего в однородном кристалле при распространении по нему электромагнитной волны. Эта зависимость имеет вид:

$$J_i = \beta_{ijk} E_j E_k^*, \quad (1)$$

где J_i — фотовольтаический ток, обуславливающий измеряемое на эксперименте фотонапряжение; β_{ijk} — фотовольтаический тензор 3-го ранга для соответствующей точечной группы симметрии; $E_{j,k}$ — электрические компоненты световой волны. Однако, в отличие от

фотовольтаического напряжения, задаваемого выражением (1), в нашем случае имеет место стационарная составляющая фотонапряжения, показанная на рис.2 смещением минимума фотонапряжения от нуля.

В работе исследовались фотоинжекционные токи в слое металл (электрод) - кристалл. Если для перехода электрона из металла в вакуум необходима энергия, равная работе выхода F_m , то в случае перехода из металла в диэлектрик (кристалл) требуется энергия, меньшая на величину сродства диэлектрика к электрону χ , т.е. $F_m - \chi$. Следовательно, энергия фотона $h\nu$, необходимая для фотоинжекции электрона из металла в кристалл, должна удовлетворять условию [6]

$$h\nu - F_m + \chi > 0. \quad (2)$$

Выражение (2) представляет собой дополнительную энергию, которую приобретает электрон после фотоинжекции в кристалл. Экспериментально измеряемые фотоинжекционные токи пропорциональны этой энергии.

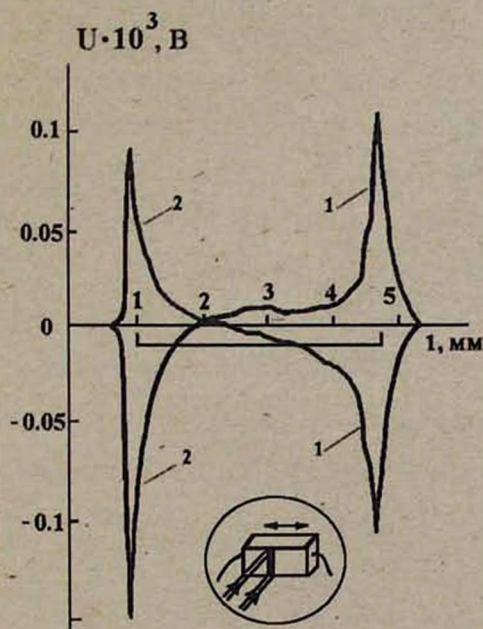


Рис. 3. Зависимость фотоинжекционного тока перехода кристалл - электрод от пространственной координаты освещающей полосы света. Кривые 1 и 2 соответствуют нарастанию и спаду фотоинжекционных токов. Стрелками указан размер кристалла. На вставке показан способ освещения.

Результаты исследований зависимости фотоинжекционного тока от пространственной координаты освещающей полосы в кристаллах молибдата свинца представлены на рис.3. Кривая 1 соответствует случаю, когда кристалл освещен, т.е. происходит нарастание фотоинжекционных токов. Кривая 2 соответствует спаду фотоинжекционных токов после выключения освещения. Фотоинжекционные токи от противоположных граней имеют обратные знаки, поэтому обе кривые проходят через ноль. Разные по амплитуде пики фотоинжекционных токов от противоположных граней на одной и той же кривой могут быть вызваны различным сродством к электрону от этих граней и поэтому фотоинжекционные токи в направлении $+Z$ и $-Z$ отличаются. Известно, что сродство к электрону в сегнетоэлектриках отличается для противоположных граней, перпендикулярных полярной оси [7].

Основными экспериментальными фактами, позволяющими отнести измеряемые в кристаллах молибдата свинца стационарные токи к фотовольтаическим токам, являются: длительный характер наблюдаемых токов с интервалом протекания существенно большим, чем максвелловское время релаксации; аномальная величина фотонапряжения, многократно превосходящая ширину запрещенной зоны; линейная зависимость фотонапряжения от интенсивности света; форма поляризационной зависимости фотонапряжения, описываемая тензором 3-го ранга для точечной группы симметрии $\bar{4}2m$.

Таким образом, факт обнаружения фотовольтаических токов в кристаллах молибдата свинца — еще одно свидетельство в пользу приписывания этим кристаллам точечной группы симметрии $\bar{4}2m$. Различная величина фотоинжекционных токов с граней $+Z$ и $-Z$ также косвенно подтверждает отсутствие центра симметрии в этих кристаллах.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M.Farley, G.A. Saunders, D.Y. Chang. J. Phys. C, 8, № 6, 780 (1975).
2. Е.Г. Реут. Изв. АН СССР, сер. физич., 43, № 6, 1186 (1979).
3. Н.Г.Захаров, М.В.Ивашенко, Г.В.Ягов. ФТТ, 26, № 7, 2192 (1984).
4. W.Van Loo. Phys. Stat. Sol.(a), 28, № 1, 227 (1975).
5. В.М.Белиничер, Б.И.Стурман. УФН, 130, № 3, 416 (1980).
6. К.Као, В.Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. Т.2. М.: Мир, 1984.
7. Ю.С.Кузьминов. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987.

ՖԻԶՄԱԹԵԿԱՏՐԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ԱՌԱՋՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ԿԱՊԱՐԻ ՄՈԼԻԲԴԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵԳՆԵՐՈՒՄ

Ն.Ռ. ԱԳԱՄԱԼՅԱՆ, Է.Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Լ.Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ,
Ռ.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ա.Ռ. ՊՈԳՍՅԱՆ

Կապարի մոլիբդատի բյուրեղների ֆոտոէլեկտրական հատկությունները ուսումնասիրելիս հայտնաբերվել են կենտրոնասիմետրիկ բյուրեղներում արգելված ֆոտովոլտային հոսանքներ: Այդ երևույթը բացատրվում է կապարի մոլիբդատում սիմետրիայի կենտրոն չունեցող կոմպլեքսների առկայությամբ:

PECULIARITIES OF PHOTOELECTRIC PROPERTIES
OF LEAD MOLIBDATE CRYSTALS

N.R. AGAMALYAN, E.S. VARTANYAN, L.M. KAZARYAN,
R.K. HOVSEPYAN, A.R. POGOSYAN

The photovoltaic currents forbidden for crystals with the central symmetry are observed in the process of investigation of photoelectrical properties of lead molybdate crystals (PbMoO_4) illuminated by uniform light with the 488 nm wavelength. These currents origination in lead molybdate crystals is explained by the presence of complexes without a symmetry center in the crystal.



УДК 621.315.592

САМОДИФРАКЦИЯ ВЫСОКИХ ПОРЯДКОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Г.М. АРУТЮНЯН, С.В. АРУТЮНЯН, Т.Н. ГАРЕГИНЯН, М.К. ОГАНЕСЯН

Ереванский медицинский университет

(Поступила в редакцию 5 ноября 1995 г.)

В работе экспериментально исследовано возбуждение самодифрагированных лазерных волн высоких порядков в высокоомном полупроводниковом образце Si. Получена зависимость эффективности генерации новых волн от энергии накачки пикосекундного лазера в широком диапазоне ее значений.

С созданием лазеров – источников интенсивного когерентного излучения, значительные усилия были направлены на исследование сред с наведенной одномерной периодической структурой ("сверхрешеткой") [1-3]. Распространение волн в периодической структуре есть не что иное, как распространение электронных волн в периодическом поле кристалла [4]. Закон сохранения импульса в элементарном акте рассеяния может выполняться только при участии импульса, связанного с вектором обратной решетки. Это положение, справедливое для физики электронных волн, справедливо и для световых волн в сверхрешетке [5].

Одним из интересных явлений, имеющих место в среде с наведенным периодическим изменением оптических характеристик, является самодифракция волн, при которой пересекающиеся под некоторым углом когерентные интенсивные волны в среде индуцируют периодическое изменение диэлектрической проницаемости и сами же рассеиваются (дифрагируют) на этих периодических изменениях. Явление самодифракции наблюдалось в разных средах (в частности, в полупроводниках [6,7]) и считается одним из перспективных методов исследования оптических и кинетических процессов, протекающих в этих средах.

Как и при других нелинейно-оптических явлениях, при

самодифракции объем и характер получаемой информации также зависят от порядка наблюдаемого и исследуемого процесса, что, в свою очередь, зависит от интенсивности возбуждающих волн. В настоящее время одним из самых мощных источников когерентного излучения являются пикосекундные твердотельные лазеры, которые себя хорошо зарекомендовали для генерации различных нелинейных процессов высоких порядков и физических исследований на их основе.

Нами проведено теоретическое и экспериментальное исследование возбуждения самодифрагированных волн высоких порядков в полупроводнике (Si), представляющем интерес для опто- и квантовой электроники.

Из решений уравнений Максвелла для напряженностей дифрагированных волн E_{2v+1} порядка $v=1, 2, \dots$ следует:

$$E_{2v+1} = (\gamma_v E_1 + \gamma_{-v} E_{-1}) l, \quad (1)$$

где E_1 , E_{-1} — напряженности возбуждающих волн, l — толщина полупроводникового образца, а коэффициенты

$$\gamma_v = \frac{1}{2v+1} \sum_{k=v}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} (2k)! \sigma^{2k}}{2^{4k} (k!)^2 2k} \binom{2k}{k-v}, \quad (2)$$

$$\gamma_v = \frac{1}{2v+1} \sum_{k=v}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} (2k)! \sigma^{2k}}{2^{4k} (k!)^2 2k} \binom{2k}{k-v-1} \quad (3)$$

определяют эффективность возбуждения новых волн произвольного порядка v по обе стороны относительно биссектрисы угла между возбуждающими волнами. Отношение интенсивностей соседних гармоник пропорционально нелинейному параметру $\sigma^2 < 1$, причем с уменьшением угла пересечения интенсивности гармоник растут как $(\cos \theta_0)^{-2}$.

Численные оценки, проведенные на основе (1)-(3), показали, что мощности существующих пикосекундных импульсов вполне достаточны для возбуждения в полупроводниковой среде самодифрагированных волн выше первого порядка, и нами было проведено экспериментальное исследование самодифракции мощных пикосекундных импульсов в высокоомном ($\rho = 4 \cdot 10^4$ ом·см) образце Si. Основное внимание было

уделено энергетической зависимости эффективности преобразования энергии накачки (возбуждающих волн) в дифрагированные волны.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Источником накачки служит пикосекундный генератор ПГС-1 одиночных импульсов с длительностью 30-40 пс и энергией 0.1-0.3 мДж. Основная доля энергии накачки после прохождения бипризмы Френеля падала на образец в виде двух пучков под некоторым малым углом ($\theta_0 \approx 5-7^\circ$). Энергия основного пучка, проходящего через образец, а также энергии волн, возбужденных в среде из-за нелинейного взаимодействия, регистрировались фотодиодами ФД-24К и подавались на двухлучевые осциллографы С8-14. Одновременно регистрировалась энергия накачки с помощью отщепления 4% от энергии импульса накачки. Без специального усиления сигналов от фотодиодов надежно регистрировались дифрагированные волны до четвертого порядка включительно.

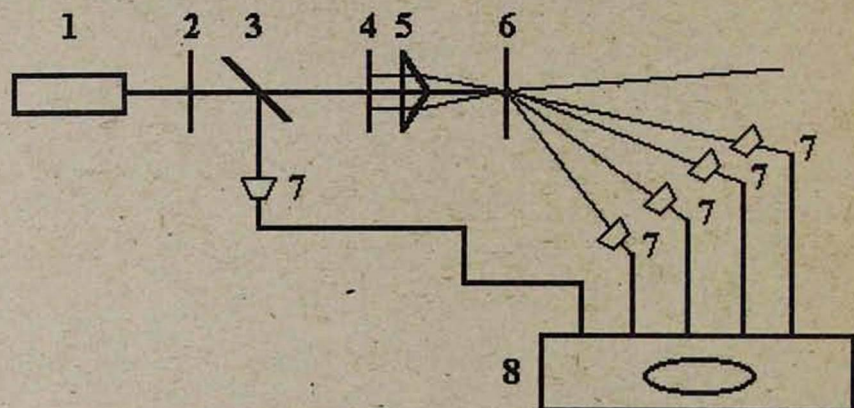


Рис.1. Схема экспериментальной установки для исследования явления самодифракции интенсивных пикосекундных импульсов в полупроводниковом образце: 1 — генератор одиночных пикосекундных импульсов, 2 — пассивный фильтр, 3 — стеклянная пластинка, 4 — диафрагма с двумя отверстиями, 5 — бипризма Френеля, 6 — полупроводниковый образец (Si), 7 — детекторы излучения (фотодиоды ФД-24К), 8 — двухлучевой осциллограф.

На эксперименте снята зависимость эффективности генерации новых волн от энергии накачки в широком диапазоне ее значений. Заметим при этом, что выходные импульсы пикосекундного генератора, в

сушности, обладают флуктуационной природой, т.е. энергия и длительность импульсов флуктуируют в некоторых пределах. Это, в общем случае, сказывается и на фазовой структуре полученных пикосекундных импульсов. Для того, чтобы по возможности избежать фазовых изменений в возбуждающих импульсах, подбирались лишь импульсы с наиболее вероятными значениями энергии, а изменение энергии на входе в среду осуществлялось с помощью пассивных фильтров.

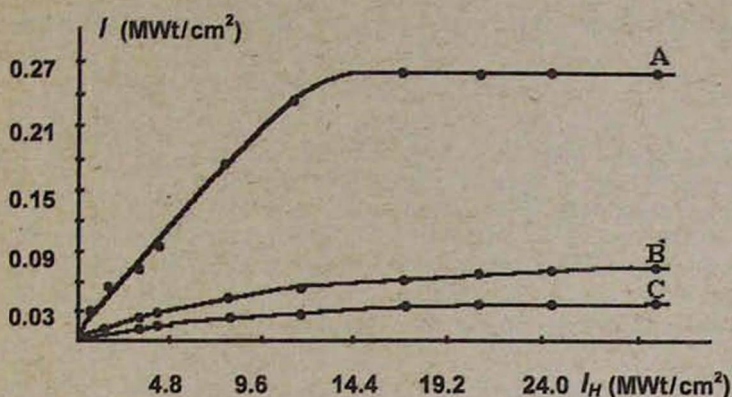


Рис.2. Зависимость интенсивности самодифрагированных волн в полупроводнике (Si) от интенсивности накачки.

Экспериментальные результаты представлены на рис.2. По оси ординат отложены значения интенсивностей основного (A) и дифрагированных волн первого (B) и второго (C) порядков на выходе из среды, а по абсциссе – интенсивность накачки на входе в среду. Видно, что в области относительно больших интенсивностей (10-15 МВт/см²) энергия возбуждающих волн в среде больше не растет с увеличением ее входного значения. Это, на наш взгляд, обусловлено усилением потерь на более интенсивно протекающие нелинейно-оптические явления и, в первую очередь, на резонансное поглощение и многофотонную ионизацию. Тем более, что при очень высоких значениях энергий накачки (>30 МВт/см²) в образце наблюдаются необратимые изменения и пробой вещества. Насыщенный же характер кривых для самодифрагированных волн обусловлен, естественно, вышеуказанным поведением возбуждающих интенсивностей в среде.

Сопоставление кривых B и C с кривой A указывает на высокую

эффективность преобразования (самодифракции) мощных пикосекундных импульсов (до 5-10%) в дифрагированные импульсы, что существенно превосходит аналогичную эффективность для относительно маломощных наносекундных импульсов.

Таким образом, в настоящей работе реализован максимум эффективности по энергии процесса самодифракции в полупроводнике. Дальнейшего увеличения эффективности можно добиться улучшением геометрических факторов экспериментальных узлов, и особенно, улучшением фазовой структуры волновых фронтов возбуждающих волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Blombergen and A.J.Sievers. Appl. Phys. Lett, 17, 483 (1970).
2. C.L.Tang and P.P.Bey. J. Quantum. Electr., QE-9, 9 (1973).
3. A.Miller and D.A.B.Miller. J. Appl. Phys. B, 28, 92 (1992).
4. Ch.Kittel. Introduction to Solid State Physics. John Wiley and Sons Inc., 1963.
5. H.A.MacKenzie, B.S.Wherrett, H.A.Allattar, and S.Y.Yuen. J. Phys. B, 17, 2141 (1984).
6. J.Hegarty, M.D.Sturge, A.C.Crossard, and W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett., 40, 132 (1982).
7. H.Hang and S.Schmitt-Rink. J. Opt. Soc. Amer. B, 2, 1135 (1985).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉՈՒՄ ԲԱՐՁՐ ԿԱՐԳԵՐԻ ԻՆՔՆԱԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Գ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս.Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Թ.Ն. ԳԱՐԵԳԻՆՅԱՆ,
Մ.Կ.ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Աշխատանքում փորձնական եղանակով հետազոտված է բարձր դիմադրությամբ կիսահաղորդչային նմուշում (Si) ինքնադիֆրակցիայի ենթարկված բարձր կարգերի լազերային ալիքների գրգռումը: Ստացված է մոր ալիքների զեներացման արդյունավետության կախվածությունը պիկովայրկյանային լազերի պոմպային էներգիայից:

HIGHER ORDER SELF-DIFFRACTION FOR LASER RADIATION IN A SEMICONDUCTOR

G.M. HAROUTUNIAN, S.V. HAROUTUNIAN, T.N. GAREGINIAN, and M.K. OGANESIAN

Excitation of self-diffracted laser waves of high orders in a high-resistance semiconductor sample of Si is investigated experimentally. Dependence of the efficiency of generation of new waves on the pumping energy of a picosecond laser in a wide range of its values is obtained.

ВЛИЯНИЕ НАКЛОННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ НА КИНЕТИКУ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

В.С. АРАКЕЛЯН

Институт радиопизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 22 марта 1996 г.)

Предложено применять наклонные ультразвуковые пучки для управления кинетикой кристаллизации. Показана эффективность воздействия наклонных ультразвуковых пучков на кинетику кристаллизации. Приведены зависимости поглощенной ультразвуковой энергии от угла падения волны и ее частоты.

1. Эффективность воздействия ультразвуковой (УЗ) волны на процесс получения монокристаллов с периодической структурой при росте их из раствора была показана в [1]. Воздействие УЗ сводится к изменению пересыщения в непосредственной близости растущей грани кристалла за счет теплового эффекта и эффекта давления УЗ. В случае применения растворов, имеющих существенную зависимость растворимости от температуры, тепловой эффект УЗ преобладает.

2. Эффективность воздействия УЗ на процесс получения кристаллов с периодической структурой определяется, кроме эффективного коэффициента распределения примеси, коэффициентов диффузии примеси и кристаллизующего вещества в растворе, толщины пограничного диффузионного слоя, также и эффективной (с учетом коэффициента поглощения УЗ раствором) добротностью УЗ резонатора.

Если грань кристалла является одной из стенок УЗ резонатора, то в процессе роста кристалла происходит регулярная смена режимов: стоячего и бегущего. В случае режима бегущей волны тепло равномерно распределено вдоль оси резонатора, в то время как в режиме стоячей волны источники тепла локализованы в пучностях смещения на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга и на расстоянии $\lambda/4$ от поверхности

растущего кристалла. Смена режимов волны при росте кристалла приводит к изменению пересыщения, а следовательно, и к модуляции скорости роста кристалла. Это изменение пропорционально произведению коэффициента поглощения УЗ, отнесенного к квадрату частоты, на добротность резонатора. При малых коэффициентах поглощения УЗ раствором это произведение мало, поэтому достичь изменения пересыщения, необходимого для получения существенного воздействия на кинетику кристаллизации, при смене режимов волны не удается.

3. Существенной модуляции температуры, а значит, и изменения пересыщения при малых коэффициентах поглощения можно достичь применением наклонных УЗ пучков. При наклонном падении УЗ волны на поверхность раздела двух сред в отсутствие вязкости возникает волна, бегущая вдоль границы раздела [2,3]. Ввиду наличия вязкости у реальных растворов, касательная скорость на границе за счет прилипания будет равна нулю, что приведет к появлению у границы проводимости

$$\sigma = (1-i)\omega \cos^2 \theta / (2\rho c_s^2 \zeta_v), \quad (1)$$

где θ – угол скольжения, c_s – скорость распространения УЗ волны в растворе, ω – циклическая частота, $\zeta_v = (\omega/2\nu)^{1/2}$, ν – кинетический коэффициент вязкости.

Подставляя (1) в выражение для коэффициента отражения волны при наклонном падении на границу

$$R = \frac{\sin \theta - \sigma \rho c_s}{\sin \theta + \sigma \rho c_s}, \quad (2)$$

можно определить угол скольжения, при котором наблюдается минимум модуля коэффициента отражения:

$$\theta_{\min} = \omega / (c_s 2^{1/2} \zeta_v). \quad (3)$$

Коэффициент отражения по энергии при угле $\theta_{\min}$ приблизительно равен 0.17, что означает выделение на границе раздела около 83% энергии падающей волны.

Столь существенное выделение энергии на границе раздела обусловлено возбуждением вязкой волны, амплитуда которой быстро спадает по мере удаления от границы раздела. Зависимость поглощенной

энергии от угла падения УЗ волны и ее частоты, рассчитанная по формуле

$$\alpha = 1 - \left[\frac{\sin^2 \theta - v\omega \cos^4 \theta / c_s^2}{(\sin \theta + \sqrt{v\omega \cos^2 \theta / \sqrt{2} c_s})^2 + v\omega \cos^4 \theta / (2c_s^2)} \right]^2, \quad (4)$$

представлена на рис.1 для случая $v \sim 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Как видно из рисунка, величина оптимального угла скольжения растет с частотой УЗ.

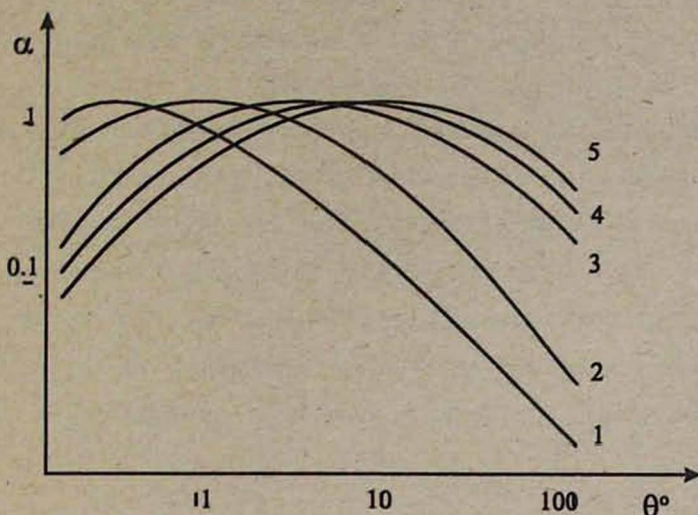


Рис.1. Зависимость энергии УЗ волны, поглощенной на границе раздела кристалл-раствор, от ее частоты и угла падения. 1. $\omega = 10^5 \text{ Гц}$, 2. $\omega = 10^6 \text{ Гц}$, 3. $\omega = 10^7 \text{ Гц}$, 4. $\omega = 3 \cdot 10^7 \text{ Гц}$, 5. $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ Гц}$.

Проведенные расчеты позволяют оценить изменение температуры границы раздела кристалл-раствор при облучении ее наклонным УЗ пучком:

$$\Delta T_{\max} = 0,83 \sqrt{2\rho / c_p \omega \chi} v^2 c_s, \quad (5)$$

где c_p — теплоемкость, χ — коэффициент теплопроводности, v — колебательная скорость частиц. Соответственно изменяется и пересыщение:

$$\Delta C = - \frac{\delta C_0}{\delta T} \Delta T, \quad (6)$$

где C_0 — равновесная концентрация раствора.

Модуляция мощности УЗ волны приведет к модуляции пересыщения и, соответственно, скорости роста кристалла. В свою очередь, это приведет к модуляции концентрации примесей, входящих в кристалл.

4. Периодические структуры вызывают повышенный интерес ввиду наличия двух основных свойств:

а) собственные волны периодических структур представляют собой бесконечный набор пространственных гармоник, фазовые скорости которых меняются от нуля до бесконечности.

б) в периодических структурах могут распространяться волны, лежащие в пределах ограниченных полос пропускания.

Первое свойство позволяет осуществить эффективную связь волн, имеющих различные фазовые скорости, без наложения требования равенства соответствующих волновых векторов. Это свойство важно для применения при параметрической генерации, генерации второй гармоники, при необходимости обеспечения эффективной связи волн с относительно медленно движущимися зарядами и т.д. Благодаря тому, что периодическая структура обладает присущим ей волновым вектором,

$$K = 2\pi / \Lambda, \quad (7)$$

где Λ – период структуры, всегда можно подобрать такую структуру, чтобы закон сохранения импульса выполнялся при взаимодействии волн. Благодаря второму свойству в ряде систем возможна реализация распределенной связи.

Таким образом, при малых коэффициентах поглощения УЗ раствором применение наклонных УЗ пучков позволяет достичь значительного изменения пересыщения при относительно слабом источнике УЗ (или малом коэффициенте поглощения УЗ) и распределять примесь, входящую в кристалл, по любому закону, в том числе и строго периодически. Кроме того, в отличие от [4], при использовании данной методики пространственный период структуры не зависит от длины волны УЗ.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.S.Arakelyan, A.G.Avetisyan, H.G.Nalbandyan. J. of Crystal Growth, 85, 357 (1987).
2. М.А.Исакович. Общая акустика. М., Наука, 1973, 495с.
3. С.М.Ржевский. Курс лекций по теории звука. Изд. МГУ, 1960, 335с.
4. В.С.Аракелян, А.Г.Аветисян. Кристаллография, 33, 1239 (1988).

INFLUENCE OF INCLINED ULTRASOUND BEAMS ON KINETICS OF CRYSTALLIZATION

V.S.ARAKELYAN

Ultrasound waves influence on the kinetics of crystallization is discussed. It is offered to use inclined ultrasound beams to get high efficiency.

ԹԵՔ ԸՆԿՆՈՂ ՈՒՏՐԱԶՅԱՅՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՓՆՁԵՐԻ
ԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅՄԱՆ ԿԻՆԵՏԻԿԱՅԻ ՎՐԱ

Վ.Ս.ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Քննարկված է ուլտրաձայնային ալիքների ազդեցությունը բյուրեղացման կինետիկայի վրա: Առաջարկվում է ազդեցության արդյունավետությունը բարձրացնելու համար օգտագործել թեք ընկնող ուլտրաձայնային ճառագայթափնջեր:

УДК 621.382.2

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ В ОБРАЗЦАХ КРЕМНИЯ С ПРИМЕСЬЮ ЦИНКА

З.О. МХИТАРЯН, З.Н. АДАМЯН, В.М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 января 1997 г.)

Изучены низкочастотные шумы в кремнии р-типа с примесью цинка в диапазоне частот 20 Гц – 20 кГц в интервале температур 77–300 К. Из измерений генерационно-рекомбинационных (г-р) шумов оценены параметры уровней, ответственных за г-р шум. Анализ $1/f$ - шума представлен температурной зависимостью параметра α , определяющего уровень $1/f$ - шума. Выявлены и обсуждены особенности $1/f$ - шума, обусловленные различной технологией изготовления исследуемых образцов.

Изучение шумов в настоящее время продолжает оставаться в центре внимания исследователей. Будучи нежелательным явлением, ограничивающим предельные параметры приборов и точность измерений, шумы одновременно находят и свое полезное применение: корректная интерпретация физических процессов, сопровождаемых шумами, получение информации о ряде физических параметров полупроводниковых материалов. Особый интерес вызывает явление $1/f$ -шума. Несмотря на интенсивное изучение этого шума, до сих пор не определен универсальный механизм его возникновения. Анализ низкочастотных флуктуаций в кремнии с примесью цинка проводился ранее [1-4], но объектом исследования служили структуры из компенсированного полупроводника.

Цель настоящей работы – выяснить особенности низкочастотного шума и применить шумовую диагностику уровней в легированных цинком образцах кремния р-типа. Шумы измерялись в диапазоне частот 20 Гц–20 кГц в интервале температур 77–300 К методом прямой фильтрации. Калибровка измерительной системы осуществлялась тепловым шумом проволочного сопротивления. Изменялись также вольт-амперные

характеристики (ВАХ) образцов и их сопротивление в зависимости от температуры. ВАХ в прямом и обратном направлении имеют линейный вид, но значительно отличаются по наклону.

При комнатной температуре изменение полярности приложенного напряжения приводит к изменению сопротивления образцов на несколько десятков Ом. Для исследования использовались образцы из кремния р-типа с примесью цинка двух групп, отличающихся только технологией изготовления. В образцы первой группы цинк вводился в кремний с помощью микросекундного импульсного лазера с плотностью энергии излучения 8-10 Дж/см². На поверхность кристалла напылялась пленка цинка толщиной менее микрона, затем пластина облучалась лазером, в результате чего цинк "загонялся" в кристалл на небольшую глубину (~0,4 мкм). Далее проводилась разгонка примеси при T=1200⁰С в течение 4 часов. Затем образцы подвергались быстрому охлаждению в воздухе до комнатной температуры со скоростью 300⁰С в минуту. В образцах второй группы цинк вводился известным методом термической диффузии, т.е. в кварцевую ампулу помещались образцы и навеска из цинка, ампула откачивалась и запаивалась. Диффузия цинка в образец осуществлялась при той же температуре и длительности, что и для образцов I группы. Однако, если разгонка примеси образцов I группы происходила в воздухе, то диффузия в образцах II группы имела место в парах цинка, имеющих давление порядка 4-5 атм. Для полученных образцов справедливо условие $N_A \gg N_D$, где N_A – концентрация цинка, N_D – концентрация фосфора, равная 10¹² см⁻³. Вид образцов и размеры показаны на рис.1а. Верхнему контакту соответствует напыленная и вплавленная алюминиевая пленка с золотым выводом. Диаметр контакта равен 244 мкм. Тыловой контакт выполнен из сплава Au+Sn.

По температурной зависимости удельного сопротивления образцов оценивалась концентрация основных носителей p . Значения подвижности рассчитывались из выражения [5]

$$\mu = A \cdot T^{-\gamma}, \quad (1)$$

где $A = 1,35 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{К}^\gamma / \text{В} \cdot \text{с}$, $\gamma = 2,2$.

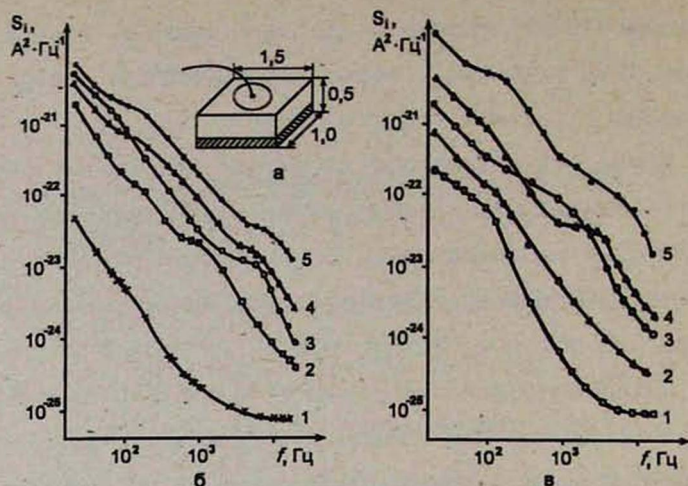


Рис.1.а) конфигурация образца, б) и в) шумовые спектры : б) 1 – $J(160 \text{ K}) = 0,9 \text{ mA}$; 2 – $J(191 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 3 – $J(229 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 4 – $J(233 \text{ K}) = 0,8 \text{ mA}$; 5 – $J(288 \text{ K}) = 1,5 \text{ mA}$. в) 1 – $J(97 \text{ K}) = 0,3 \text{ mA}$; 2 – $J(213 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 3 – $J(240 \text{ K}) = 0,8 \text{ mA}$; 4 – $J(251 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 5 – $J(260 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$.

Из температурной зависимости концентрации дырок (рис.2) определены положение легирующей примеси и ее концентрация в образцах I группы:

$$E_A = E_V + 0,315 \text{ эВ}; N_A = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$$

где E_A – энергетическое положение примеси, отсчитываемое от потолка валентной зоны E_V .

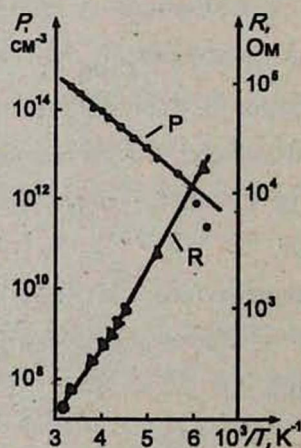


Рис.2. Температурные зависимости сопротивления образцов и концентрации дырок.

Спектры шумов при различных температурах представлены на рис.1б. В полученных спектрах ясно различимы $1/f$ -шум и г-р шум. Анализ г-р шумов проводился по методике, предложенной в работе [6], т.е. определялась температурно-зависимая шумовая функция F , равная

$$F = \frac{S_i}{J^2 \tau} p^2, \quad (2)$$

где S_i – спектральная плотность токовых шумов, J – значение постоянного тока через образец, τ – время релаксации, определяемое из шумового спектра по характерной частоте среза г-р полки.

Полученные температурные зависимости для двух шумовых функций F_1 и F_2 приведены на рис.3. F_1 оценивались из “высоочастотных”, а F_2 – из “низкочастотных” г-р полок в шумовых спектрах. Как видно из рисунка, обе зависимости $F(1/T)$ имеют линейный вид, что позволяет записать выражение в виде [6]

$$\frac{d(\ln F)}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = \left[(E_x - E_v) + 1,5kT \right] \cdot \frac{1}{k}, \quad (3)$$

где E_x – энергетическое положение примеси (заметим, что расчетное значение E_x есть E_A), обуславливающей г-р шум, k – постоянная Больцмана. Концентрация примеси оценивается из выражения

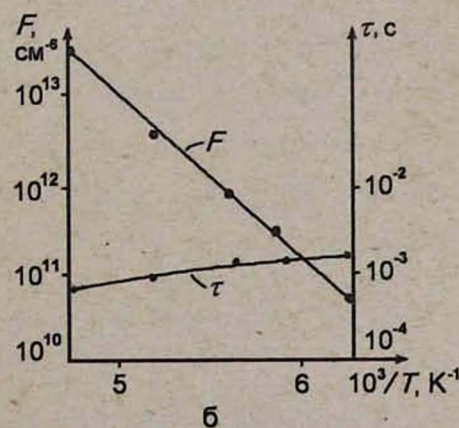
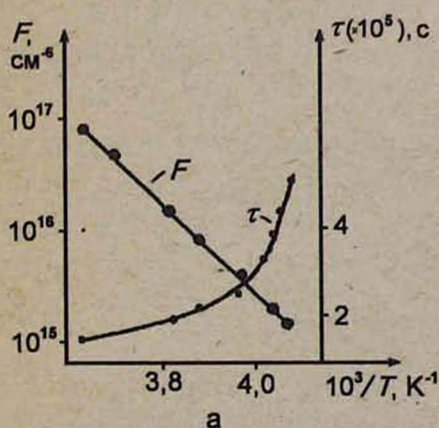


Рис.3. Температурные зависимости шумовых функций F_1 (а) и F_2 (б) и времен релаксаций τ_1 (а) и τ_2 (б).

$$N_x = \frac{F \cdot V}{2} \exp\left(\frac{E_x - E_F}{kT} + \ln g_x\right), \quad (4)$$

где V – рабочий объем образца, E_F – положение уровня Ферми, g_x – фактор вырождения.

Для образцов I группы получено:

$$E_{x1} = E_v + 0,323 \text{ эВ}, \quad N_{x1} = 1,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$$

$$E_{x2} = E_v + 0,34 \text{ эВ}, \quad N_{x2} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Центры $x1$ мы идентифицируем с легирующей примесью, поскольку полученные из шумовых измерений величины находятся в удовлетворительном согласии с их аналогами, определенными из температурных зависимостей концентрации дырок.

Сечение захвата дырки σ_p на нижний уровень цинка, оцененное при $T=288 \text{ К}$, равно $1,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и в диапазоне $288 - 229 \text{ К}$ незначительно растет с понижением температуры. Центрами $x2$, обусловившими низкочастотные г-р полки, скорее всего являются центры, возникающие при высокотемпературной обработке кремния – так называемые "медленные каналы" [7]. В пользу этого свидетельствуют довольно большие значения времени релаксации: $\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$. Это могут быть и центры, представляющие собой комплексы атомов цинка с дефектами решетки, образующимися при облучении лазером. Сечение захвата дырок на эти центры равно $2,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Для образцов II группы центры $x2$ не выявлены.

Анализ $1/f$ - шумов проводился с помощью известной эмпирической формулы Хуга [8], описывающей $1/f$ - флуктуации в однородных материалах:

$$\frac{S_i(f)}{J^2} = \frac{\alpha}{N f} = \frac{\alpha}{p V_{\text{eff}} f}, \quad (5)$$

где α – параметр Хуга, N – число носителей в образце, V_{eff} эффективный шумовой объем образца, равный

$$V_{\text{eff}} = 20\pi a^3, \quad (6)$$

где a – радиус контакта из золота.

Для оценки параметра α , определяющего уровень $1/f$ -шума, использовались значения спектральной плотности токового шума S_i на частоте $f = 20$ Гц. Температурная зависимость α приведена на рис. 4. Как видно из полученных данных, α зависит от температуры и для образцов I группы с увеличением температуры увеличивается, а для образцов II группы вначале с понижением температуры (от 300 К до 260 К) увеличивается, а затем в интервале 200 К – 70 К монотонно уменьшается. В области температур 200–260 К, вероятно, имеется пик. Он получен на графике экстраполированием низкотемпературной и высокотемпературной ветвей и соответствует температуре 227 К. Пик на зависимости α от T получен авторами работы [9] для образцов, подвергшихся низкотемпературному ($T_{отж} = 550^\circ \text{C}$) отжигу. Физические причины такой зависимости $\alpha(T)$ авторами не рассмотрены, но отмечено, что, возможно, это свидетельствует о наличии более чем одного механизма $1/f$ -шума у таких образцов. В нашем случае образцы обеих групп подверглись высокотемпературной обработке, но образцы I группы отжигались в воздушной среде, а образцы II группы – в атмосфере паров цинка. Последнее обстоятельство, вероятно, и послужило причиной наблюдаемой зависимости α от T .

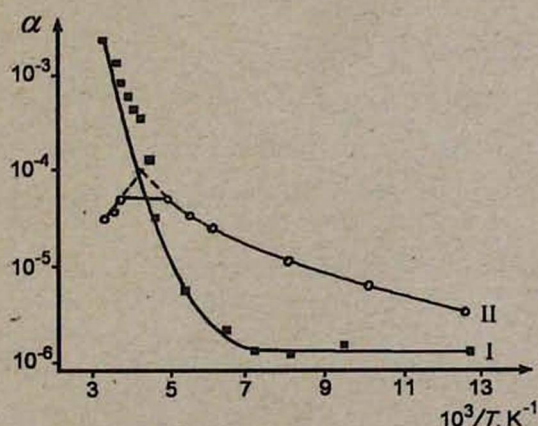


Рис.4. Температурная зависимость параметра α , определяющего уровень $1/f$ -шума: I – для образцов I группы, II – для образцов II группы.

Для образцов I группы $\alpha(T)$ аппроксимируется зависимостью [9,10]:

$$\alpha = C \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + B, \quad (7)$$

где $C = 9,18$; E – энергия активации, равная 0,22 эВ; $B = 1,2 \cdot 10^{-6}$.

Значения C , B и E получены методом наименьших квадратов с использованием экспериментальных данных. Кривая, построенная согласно зависимости (7), приведена на рис. 4 сплошной линией.

Общий подход к объяснению $1/f$ -шума предполагает, что в системах, имеющих $1/f$ -шум, протекают различные релаксационные процессы с широким спектром времен релаксации твердых тел. Рассмотрим общую идею модели широкого распределения времени релаксации. Зависимость спектральной плотности $\bar{S}_y(f)$ релаксационного процесса, описываемого функцией $y(t)$, от времени релаксации τ_y можно записать в общем виде, как в [11]:

$$\bar{S}_y(f) = \frac{g(\tau_y)}{1 + \omega^2 \tau_y^2}, \quad (8)$$

где $\omega = 2\pi f$, $g(\tau_y)$ – функциональная зависимость числителя в (8) от τ_y , определяемая механизмом возникновения шума.

В ряде моделей $1/f$ -шума считается, что $g(\tau_y) \approx \tau_y$. Предположим, что составлена линейная суперпозиция $x(t)$ релаксационных процессов с временами релаксации, распределенными между некоторыми предельными значениями τ_1 и τ_2 с функцией распределения $p(\tau_y)$. В этом случае суммарная спектральная плотность $\bar{S}_x$ имеет вид:

$$\bar{S}_x = \int_{\tau_1}^{\tau_2} S_y(f) \cdot p(\tau) d\tau_y = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{g(\tau_y) \cdot p(\tau_y)}{1 + \omega^2 \tau_y^2} \cdot d\tau_y. \quad (9)$$

Если произведение $D = g(\tau_y)p(\tau_y)$ не зависит от τ_y , то

$$\bar{S}_x(\omega) = D [\arctg(\omega \tau_2) - \arctg(\omega \tau_1)] \cdot \frac{1}{\omega}. \quad (10)$$

В диапазоне частот, когда $\omega\tau_2 \gg 1$ и $0 < \omega\tau_1$, имеем:

$$\operatorname{arctg}(\omega\tau_2) = \frac{\pi}{2}, \quad \operatorname{arctg}(\omega\tau_1) = 0, \quad \bar{S}_x(\omega) = \frac{\pi D}{2\omega}, \quad (11)$$

т.е. суперпозиция релаксационных процессов приводит к спектральной функции с обратной пропорциональностью от частоты (т.е. к $1/f$ -шуму). Таким образом, если $p(t_y) \sim 1/t_y$, то согласно (11) $S_x(f) \sim 1/f$. Требуемое распределение $p(\tau_y)$ можно получить, если процессы, обуславливающие $1/f$ -шум, либо активационные, либо определяются туннелированием носителей заряда.

Характер полученной нами температурной зависимости α в образцах I группы свидетельствует о том, что $1/f$ -шум обусловлен термоактивационными процессами, энергия активации которых порядка 0,22 эВ.

Настоящая работа выполнена в рамках грантов 96-907 и 96-909 Министерства науки и образования РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.О. Мхитарян, З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции "Флуктуационные явления в физических системах", г. Пушкино, с.38, 1985.
2. Mantena, E.E. Loebner. Proc. 3-rd Int. Conf. on Photoconductivity, New York, p. 53, 1971.
3. З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян, М.Г. Азарян, И.И. Сайдашев, Ю.В. Шмарцев. ФТП, 18, 1173 (1984).
4. З.О. Мхитарян, В.М. Арутюнян, З.Н. Адамян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 23, 149 (1988).
5. C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, et al. Solid-State Electron., 20, № 2, 77 (1977).
6. J. A. Copeland. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-18, 50 (1971).
7. К.Д. Глинчук, В.Е. Родионов. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, № 7, 27 (1972).
8. F. N. Hooge, L. K. Vandamme. Phys. Letters, 66 A, 315 (1978).
9. K. Luo, W. F. Love, S. C. Miller. J. Appl. Phys., 60, 3196 (1986).
10. В. М. Арутюнян, З. О. Мхитарян. Изв. Вузов СССР, Радиофизика, 31, 1541 (1988).
11. М. Букингем. Шумы в электронных приборах и системах. М., Мир, 1986.

LOW-FREQUENCY NOISE IN SAMPLES MADE OF SILICON DOPED WITH ZINC

Z.H. MKHITARIAN, Z.N. ADAMIAN, V.M. AROUTIOUNIAN

The low-temperature noise of p-type Si with Zn impurity is studied in the temperature range from 77K to 300K and in the frequency range from 20 Hz to 20 kHz. The parameters of levels which are responsible for the generation-recombination noise are estimated from the results of the generation-recombination noise measurements. The analysis of $1/f$ -noise is represented by temperature dependence of the parameter α , determining the level of the $1/f$ -noise. The peculiarities of the $1/f$ -noise associated with the different techniques of fabrication of the studied samples are discussed.

ՑԻՆԿԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՑԱՐԿԱՃԱՆԱՅԻՆ ԱՐՄՈՒԿՆԵՐ

Զ.Հ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Զ.Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվել են ցինկի խառնուրդ պարունակող p-սիլիցիումի ցածրհաճախային աղմուկները 20Հց – 20կՀց հաճախությունների և 77 K – 300 K ջերմաստիճանների տիրույթներում: Գեներացման - ռեկոմբինացման (Գ-Ռ) աղմուկների չափումների արդյունքներից ելնելով գնահատվել են Գ-Ռ աղմուկները պայմանավորող մակարդակների պարամետրերը: $1/f$ -աղմուկի վերլուծությունը ներկայացված է $1/f$ աղմուկի մակարդակը բնորոշող α պարամետրի ջերմաստիճանային կախվածության տեսքով: Բացահայտվել և քննարկվել են $1/f$ -աղմուկի առանձնահատկությունները՝ պայմանավորված հետազոտվող նմուշների պատրաստման տարբեր տեխնոլոգիաներով:

МОШНЫЙ АСИНХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН МНОГОЦЕЛЕВОГО НАЗНАЧЕНИЯ

А.Р. ТУМАНЯН, Х.А. СИМОНЯН, В.Ц. НИКОГОСЯН

Ереванский физический институт

А.Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 сентября 1996 г.)

Описаны концепция и схемное решение мощного "асинхронного" протонного многоступенчатого циклотрона, который обеспечивает, по сравнению с традиционным, ряд преимуществ и может быть применен одновременно для разных целей, в частности, как мощный протонный драйвер для управляемых ускорителем трансмутационных технологий, в качестве источника для протонной терапии, для производства различных изотопов и т.д. Рассмотрена возможность размещения четырехступенчатого циклотрона такого типа с энергией до 1,0 ГэВ и токами до 30 мА в сооружениях Ереванского электронного синхротрона на энергию 6 ГэВ.

Введение

Для успешного решения проблем электроядерных технологий необходимы мощные ускорители протонов с токами пучков в диапазоне 10-50 мА, при энергиях 1,0-1,5 ГэВ и с высоким значением КПД. Для производства различных изотопов нужны пучки протонов с энергиями 20-40 МэВ и с токами до нескольких мА, а для протонной терапии необходимы пучки с прецизионной (порядка 1%) регулировкой энергии в диапазоне 70-235 МэВ [1]. Такие параметры можно одновременно обеспечить в предлагаемой схеме многоступенчатого циклотрона, условно названного Коаксиально-Кольцевым Циклотроном (ККЦ) [1,2].

В настоящей работе рассматривается возможность создания комплекса "асинхронных" (или "неизохронных", см. ниже) циклотронов, на конечную энергию 1,0 ГэВ и с токами пучка до 30 мА, в сооружениях Ереванского электронного синхротрона на 6 ГэВ.

Концепция ККЦ

Принцип работы ККЦ заключается в следующем. Пучки инжектируются на орбиты больших радиусов, имеющие малые значения напряженности ведущих магнитных полей (меньше 0,4-0,5 Т), а ступени циклотронов вставляются коаксиально или концентрически одна в другую. Такая концепция построения многоступенчатого комплекса циклотронов приводит, по сравнению с традиционными, к следующим преимуществам.

1. Коаксиальное расположение ступеней циклотронов приводит к упрощению техники инжектирования и уменьшению потерь пучка при транспортировке.

2. Обеспечивается широкая сепарация орбит, т.е. большой шаг смещения орбиты по радиусу за один оборот $\Delta R_{об}$, что, в свою очередь, приводит к возможности одновременного инжектирования и ускорения нескольких независимых пучков и, тем самым, к увеличению суммарного тока ускоряемого пучка. Это можно осуществить в случае применения традиционных схем циклотронов с различными типами азимутальной вариации магнитных полей. В случае же применения схем Циклотронов с Разделенными Орбитами (ЦРО) увеличение интенсивности целесообразно осуществлять установкой идентичных циклотронов одного над другим с использованием общих ускоряющих резонаторов [3].

3. Выбор большого радиуса циклотрона приводит к возможности установки большого количества магнитных элементов и ускоряющих резонаторов. Первое, в свою очередь, приводит к возможности усиления фокусировки пучка, а второе – к дополнительному увеличению сепарации орбит и к увеличению прироста энергии на обороте $\Delta E_{об}$. Последнее приводит к уменьшению числа оборотов (n) пучка.

4. Уменьшение n , в свою очередь, приводит как к уменьшению ограничения интенсивности пучка от продольных эффектов пространственного заряда, которые пропорциональны n^{-3} , так и к ослаблению допусков на магнитную систему.

5. Существенное увеличение значения $\Delta R_{об}$ приводит к значительному облегчению решения проблемы 100%-ного вывода пучков.

6. Выбор больших диаметров циклотронов и высоких значений частот ускоряющих напряжений позволяет создавать "асинхронные", или "неизохронные", режимы работы циклотронов, т.е со значительным изменением частоты обращения частиц в одной ступени с помощью изменения номера гармоники (кратности) вч напряжения путем перестройки магнитной дорожки. Преимущество такого режима заключается в том, что появляется возможность ограничить рост расстояния по радиусу между начальной и конечной орбитами с возможностью неограничиваемого увеличения среднего радиуса установки и, главное, соответствующего неограничиваемого уменьшения напряженности магнитных полей. Последнее существенно облегчает задачу создания малогабаритных магнитных элементов без использования сверхпроводимости, что немаловажно для промышленных ускорителей. Примеры таких режимов приведены ниже.

Однако создание таких режимов возможно только в случаях обеспечения условия

$$q = \frac{h}{N_p} = \frac{f_{\text{rf}}}{N_p f_0} = \frac{f_{\text{rf}} 2\pi R}{N_p v} \gg 10, \quad (1)$$

где q – относительный номер гармоники, h – номер гармоники, N_p – количество резонаторов в ступени циклотрона, f_0 – частота обращения частиц, f_{rf} – частота ускоряющего поля, R – средний радиус орбиты, v – скорость частиц.

ККЦ ЕрФИ

В качестве демонстрационного примера рассмотрен вариант размещения четырехступенчатого асинхронного ККЦ на энергию до 1,0 ГэВ и с токами 1-30 мА в существующем кольце и прилегающих сооружениях электронного синхротрона на энергию 6 ГэВ Ереванского физического института (ЕрФИ). Размеры радиационных сооружений приведены в работах [1,2].

Результаты расчетов суммированы в Таблице 1. Для расчетов использовалась созданная в ЕрФИ математическая модель и компьютерная программа РАМАД.

Все четыре ступени циклотронов проектируются по схеме ЦРО, так как результаты анализа показывают [4], что только такая схема в принципе способна надежно обеспечить ускорение больших токов (10 мА и более) при малых потерях. Первые две ступени ККЦ ЕрФИ проектируются в виде асинхронных циклотронов с постоянным значением шага сепарации орбит, равной 13 см, вследствие чего номера их гармоник h меняются в значительных пределах (см. Таблицу 1), а средние величины магнитных полей приобретают такие малые значения, что вопрос изготовления малогабаритных магнитных элементов представляется не проблематичным. При этом значение частоты ускоряющего поля принято равным 129 МГц (т.е. равным ускоряющей частоте существующего синхротрона) с целью максимального использования оборудования (вч генераторов, фидерных линий, и др.) синхротрона и соответствующего снижения стоимости конверсии электронного ускорителя в протонный. Относительно малые значения прироста энергии на обороте в первых двух ступенях, приведенные в Таблице 1, обусловлены величиной транзит-фактора частиц при выбранном значении ускоряющей частоты.

Необходимо отметить, что при настройке магнитной системы асинхронного циклотрона в моменты "перескока" с одной гармоники на другую будет теряться некоторое количество банчей пучка. Поэтому наладку магнитной системы необходимо осуществлять при уменьшенных значениях тока пучка протонов. Однако выбранное значение частоты ускоряющего напряжения является недостаточно высоким для создания асинхронных режимов работы в последних двух ступенях ККЦ ЕрФИ при существующих диаметрах радиационных помещений. Поэтому эти ступени будут работать при постоянном значении номера гармоники и с изменяющимся значением шага сепарации орбит (см. Таблицу 1).

Протонные пучки с энергией 1,0 ГэВ из четвертой оконечной ступени выводятся в существующий большой экспериментальный зал для управления моделями различных подкритических реакторов, а пучки с энергиями 20-40 МэВ и прецизионно варьируемые в диапазоне 70-235 МэВ выводятся вертикально и транспортируются в специально разрабатываемые изотопный и терапевтический корпуса.

В качестве ускоряющих резонаторов предполагается использовать

современные конструкции, аналогичные разработанным и смоделированным в [4-6] и развивающие напряжение до 1,1 МВ.

Таблица 1.

Параметры	Ступени			
	1	2	3	4
$E_{и}$ [MeV]	10	70	300	600
$E_{э}$ [MeV]	70	300	600	1000
$R_{и}$ [m]	6,0	13,0	19,3	32,6
$R_{э}$ [m]	10,1	17,2	23,4	36,2
$H_{и}$ [T]	0,076	0,11	0,14	0,12
$H_{э}$ [T]	0,12	0,14	0,17	0,16
N	8	16	32	56
N_m	8	16	32	56
N_p	4	8	16	28
N_c	12	24	48	84
$\Delta E_{об}$ [MeV]	2,0	8,0	17,6	30,8
$\Delta R_{об,и}$ [cm]	13,0	15,0	36,0	36,0
$\Delta R_{об,э}$ [cm]	13,0	15,0	16,9	16,1
n	30	28	17	13
h	112 - 76	96 - 72	80	112

Здесь N , N_m , N_p , N_c – количество секторов, магнитных блоков, резонаторов и свободных промежутков, соответственно, H – напряженность среднего поля на орбите, индекс (и) означает "инжекция", (э) – "эжекция", (об) – "оборот", остальные обозначения приведены в тексте статьи.

При реализации программы работ на начальном этапе предполагается осуществить ускорение протонов с током в диапазоне 1-10 мА для управления демонстрационным реактором мощностью до 10 МВт. В дальнейшем, по мере необходимости, ток протонов можно увеличить до 30 мА путем наращивания по вертикали идентичных циклотронов с использованием общих резонаторов.

В данной работе не затронут большой и важный объем вопросов, касающихся подробных численных расчетов конкретных вариантов, моделирования основных систем и узлов, оптимизации параметров ККЦ на основе детальных исследований динамики пучков и т.д. Основная цель данного сообщения – показать, что на пути создания асинхронного ККЦ ЕрФИ отсутствуют принципиальные запреты.

В заключение авторы выражают благодарность ряду ведущих сотрудников ЕрФИ и некоторых институтов России и США за обсуждения и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р.Туманян и др. "Циклотрон для атомной энергетики", Атомная техника за рубежом, №8 (1996).
2. A.R.Tumanian, Kh.A.Simonian and Z.G.Guiragossian. "Powerful cyclotron for accelerator driven transmutation technologies", presented at the International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Sweden, June 1996.
3. I.A.Shelaev, "Superconducting separated orbit cyclotron for electronuclear reactor", JINR Rapid Communications, no. 5[62]-93.
4. U.Trinks, "Exotic cyclotrons – future cyclotrons", CERN Accelerator School Cyclotrons, May 1994, CERN 96-02, 1996.
5. Proceedings of Workshop on Critical Beam Intensity Issues in Cyclotrons, Santa Fe, NM, December 4-6, 1995.
6. N.Fietier, P.Mandrillon. "A three-stage cyclotron for driving the energy amplifier", CERN/AT/95-03(ET), Geneva, 1995.

ԲԱԶՄԱՆՊԱՏԱԿԱՅԻՆ ՀԶՈՐ ԱՍԻՆԽՐՈՆԱՅԻՆ ՑԻԿԼՈՏՐՈՆ

Ա.Ր.ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ, Խ.Ա.ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Վ.Ց.ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Ա.Հ.ԽՈՒՎԱՎԵՐԴՅԱՆ

Աշխատանքում տրված են հզոր պրոտոնային բազմաստիճան ասինխրոն ցիկլոտրոնի հիմնադրույթները: Առաջարկվող ցիկլոտրոնը սովորական ցիկլոտրոնների նկատմամբ ունի մի շարք առավելություններ: Ուսումնասիրված է Երևանի 6 ԳԵՎ էներգիայով էլեկտրոնային սինքրոտրոնի օղակաձև կառույցներում 1.0 ԳԵՎ էներգիա և 30 մԱ հոսանք ունեցող ջերմաստիճանային ցիկլոտրոնի տեղավորման հնարավորությունը:

A POWERFUL ASYNCHRONOUS CYCLOTRON FOR MULTIPURPOSE APPLICATIONS

A.R. TUMANIAN, KH.A. SIMONIAN, V.TS. NIKOGHOSIAN, A.G. KHUDAVERDIAN

The concept and general layout of a new high-power proton multistage "asynchronous" cyclotron is presented. The proposed cyclotron system has a number of advantages over the conventional one and may be simultaneously used for different purposes, particularly it can serve as a powerful proton driver in several applications of the Accelerator Driven Transmutation Technologies and also serve as a proton cancer therapy source, an isotopes processing source, etc. The possibility of fitting a four-stages cyclotron which is able to produce 1.0 GeV, 30 mA average-current protons, into the plant facilities of the existing 6-GeV Yerevan Electron Synchrotron is described.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЙ

С.Г. ГЕВОРГЯН, Г.Д. МОВСЕСЯН, А.А. МОВСИСЯН,
А.Л. ГЮЛАМИРЯН, В.А. ШИНДЯН, О.Г. ШИРИНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 19 ноября 1996г.)

Обсуждаются некоторые особенности физических свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), которые могут быть успешно использованы для детектирования элементарных частиц и ионизирующих излучений. Рассмотрены перспективы создания сверхпроводниковых детекторов принципиально нового класса на ВТСП. Оценены возможности этих детекторов, указаны реальные направления их дальнейшего существенного усовершенствования и некоторые области их применения.

В качестве методов детектирования элементарных частиц и ионизирующих излучений были предложены различные низкотемпературные свойства веществ, в том числе и многие особенности физики сверхпроводников (см. литературу в [1-6]). Как показали многочисленные исследования, некоторые из них впоследствии оказались подходящими для этого дела и в настоящее время эффективно используются не только для детектирования частиц и излучений, но также и в других областях науки и техники. Итог основных достижений в этой области до настоящего времени, а также планы на будущее можно найти в недавно опубликованном тематическом обзоре [7]. Однако подробное ознакомление с безусловно большими научно-техническими достижениями в этой области привело нас к заключению, что тем не менее существуют некоторые существенные упущения и недостатки в деле детектирования частиц и излучений с помощью сверхпроводников, а именно: отсутствие методов, использующих высокотемпературные сверхпроводники при детектировании элементарных частиц и

ионизирующих излучений, а также громоздкость и дороговизна криогенной техники, используемой в действующих и проектируемых детектирующих системах.

В настоящей статье обсуждены некоторые особенности электрофизических свойств высокотемпературных сверхпроводников, которые могут быть успешно использованы для создания новых высокочувствительных и менее дорогих (с точки зрения используемой криогенной техники) детекторов частиц и излучений.

Известно, что по сравнению с гелиевыми сверхпроводниками глубина скин-слоя ВТСП материалов из-за сравнительно плохой электропроводности очень велика [8]. Вследствие этого радиочастотное (РЧ) электромагнитное поле, приложенное к поверхности ВТСП плёнки толщиной в несколько микрометров, будет пронизывать её насквозь в нормальном состоянии и почти полностью (с точностью до эффекта Мейснера [9]) будет экранировано в сверхпроводящем состоянии. В противоположность этому, плёнка такой же толщины из гелиевого сверхпроводника благодаря малой скин-глубине существенно экранирует внешнее РЧ поле как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях [10].

Именно эта сильно выраженная разница экранировки РЧ электромагнитного поля ВТСП плёнкой определённой толщины в нормальном и сверхпроводящем состояниях была успешно использована нами для прецизионной и бесконтактной регистрации сверхпроводящих фазовых переходов тонкоплёночных ВТСП структур и, в частности, для детектирования лазерного (с длиной волны 0,63 мкм) и инфракрасного (с длиной волны 0,8 мкм) монохроматических излучений, естественного дневного света, также, как и постоянных магнитных полей и токов, пропущенных через ВТСП тонкоплёночные структуры.

На самом деле, если ВТСП плёнку разместить на поверхности открытой плоской катушки, приготовленной из проволоки с хорошей электропроводностью (например, типа спирали Архимеда, как это показано на рис.1), то при её переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние под внешним воздействием (будь то элементарные частицы, ионизирующее излучение, постоянные магнитные поля или же токи, пропущенные через ВТСП плёнку) вблизи поверхности плоской

измерительной (детектирующей) катушки будет наблюдаться существенное искажение распределения РЧ поля плёнкой. Экспериментально было показано, что это искажение распределения силовых линий плоской катушки ВТСП плёнкой при сверхпроводящем фазовом переходе возможно успешно зарегистрировать применением измерительной (детектирующей) техники, основанной на генераторах на туннельном диоде (ТД) [11-13], где традиционно используемые объёмные цилиндрические катушки заменены необычными плоскими катушками [14]. Мы считаем, что это стало возможным, в первую очередь, благодаря удачно выбранной конструкции детектирующего элемента, каковым является необычная открытая плоская катушка, а также из-за значительно большей (по сравнению с гелиевыми сверхпроводниками) величине скин-глубины ВТСП плёнки, являющейся чувствительным элементом детектора. Высокая стабильность частоты генерируемых маломощными генераторами на ТД колебаний также оказалась определяющей [11-15]. Для получения высокой чувствительности (путём уменьшения уровня шумов) понадобилось дополнительное усовершенствование существующей ранее традиционной детектирующей техники, основанной на генераторах на ТД. С этой целью нами был использован охлаждаемый опорный генератор, аналогичный измерительному [11], который заменил применяемые обычно кварцевый опорный генератор или синтезатор частоты, действующие при комнатных температурах [15]. Таким образом удалось значительно уменьшить уровень шумов отклонения (the deviation noises) и почти полностью компенсировать температурный ход детектирующей системы во всём интервале рабочих температур. Для снижения уровня тепловых шумов дополнительно был использован криогенный смеситель, собранный на таком же туннельном диоде, какой использовался в измерительном (детектирующем) генераторе [13]. В результате только этих двух новшеств отношение сигнал/шум возросло на 2-3 порядка. Создание же работающих вплоть до комнатных температур маломощных, высокостабильных по частоте генераторов на ТД с открытыми плоскими измерительными катушками нелегко из-за относительно низкой добротности открытых измерительных катушек. Нашей группе удалось преодолеть эти трудности [14].

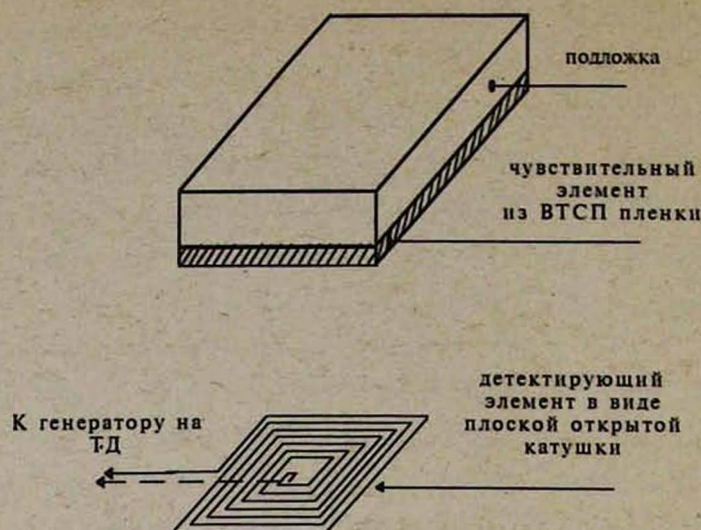


Рис.1. Схематическое изображение детектирующего и чувствительного элементов в детекторах "экранирующего" типа.

Заметим, что в вышеописанной детектирующей системе удобной регистрируемой величиной является частота генерации $F_{\text{изм}}$ (или $\Delta F = F_{\text{изм}} - F_{\text{опорн}}$, или её сдвиг $\delta(\Delta F)$) [11,13,14]. Легко показать, что максимальный сдвиг частоты генератора на ТД при экранировке РЧ измерительного поля открытой плоской детектирующей катушки ВТСП плёнкой при её сверхпроводящем переходе примерно равен $\delta(\Delta F) = 0.41F$ и может быть достигнут для большеразмерных высококачественных сверхпроводящих плёнок: В случае, когда частота измерительного генератора $F_{\text{изм}} = 10$ МГц, максимальный ожидаемый эффект примерно равен $\delta(\Delta F)_{\text{макс}} = 4$ МГц. Нами экспериментально получен результат $\delta(\Delta F)_{\text{эксп}} = 2$ МГц для плёнок достаточно хорошего качества. Для сравнения отметим, что в случае объёмной цилиндрической катушки при той же частоте измерительного генератора $F_{\text{изм}} = 10$ МГц эффект составлял $\delta(\Delta F) = (20-200)$ Гц в зависимости от расположения плёнки в катушке. Таким образом, при использовании плоской катушки эффект на 4-5 порядков больше. Такой результат можно объяснить тем, что в случае объёмной катушки коэффициент её заполнения ВТСП плёнкой очень мал из-за малого отношения объёма плёнки, из которого вытесняется измерительное РЧ

поле, к объёму подложки. Вследствие этого при сверхпроводящем фазовом переходе плёнки распределение РЧ поля в окрестности плёнки внутри объёмной катушки существенно не искажается. В противоположность этому, при использовании плоской катушки на той её стороне, где находится ВТСП плёнка, силовые линии измерительного РЧ поля при фазовом переходе плёнки существенно искажаются. Мы считаем, что именно это превосходство в чувствительности предлагаемых детекторов, основанных на ВТСП материалах с использованием открытых плоских катушек, может оказаться принципиально важным для разработки будущих детекторов частиц и излучений.

Предварительные экспериментальные исследования привели нас к заключению, что даже на сегодняшней, столь предварительной стадии развития этих детекторов принципиально нового класса на ВТСП (по сути дела, их можно именовать "экранирующими" детекторами) по своим техническим возможностям они уже приближаются к ныне действующим гелиевым сверхпроводниковым детекторам элементарных частиц и ионизирующих излучений. Достигнутая уже сегодня на этих детекторах чувствительность, например, к лазерному излучению с длиной волны 0,63 мкм или к естественному дневному свету имеет порядок 10^{-9} – 10^{-10} Вт/см²/Гц^{1/2}. При этом эффект болометрический, с характерным временем регистрации порядка нескольких секунд. Быстродействие порядка 10^{-5} – 10^{-6} сек достигнуто при регистрации изменений величин приложенных постоянных магнитных полей или токов, пропущенных через ВТСП плёнки. Это, по-видимому, обусловлено нетепловым характером разрушения куперовских пар магнитным полем или токами, протекающими в ВТСП плёнках. При этом быстродействие в первом приближении ограничивается частотой измерительного генератора ($F_{изм}=10$ МГц). Как показывают наши экспериментальные оценки, при соответствующем усовершенствовании эти детекторы могут иметь и лучшие параметры. На самом деле, существует множество реальных и вполне реализуемых возможностей для дальнейшего улучшения их параметров. Среди них главными являются:

1. Оптимизация технологии приготовления ВТСП плёнок разных составов для создания чувствительных элементов для детекторов

"экранирующего" типа с максимально возможным значением скин-глубины и одновременно, по возможности, с минимальной глубиной проникновения слабых магнитных полей в сверхпроводник.

2. Выбор оптимальной толщины ВТСП плёнки в зависимости от частоты тестирующего РЧ поля и, что более критично, в зависимости от глубины проникновения детектируемого ионизирующего излучения в глубину плёнки.

3. Уменьшение толщины подложек для увеличения болометрического эффекта. Предельный случай – вискаяя плёнка или плёнка без подложки. Ожидаемый при этом болометрический (тепловой) эффект будет максимальным.

4. Особое внимание должно уделяться разносторонним исследованиям ВТСП тонкоплёночных микромостиков в токонесущих режимах и при разных постоянных магнитных полях как возможных быстродействующих чувствительных элементов для детекторов "экранирующего" типа. Это позволит выявить истинные временные характеристики предложенных детекторов.

5. Исследование возможности существования оптимального режима работы детекторов "экранирующего" типа в зависимости от величины приложенного магнитного поля и рабочей температуры (аналогично тому, что было обнаружено ранее в детекторах на перегретых сверхпроводящих гранулах (ПСГ) [11]).

6. Использование детектирующей техники, основанной на открытых плоских катушках для усовершенствования параметров некоторых ныне действующих гелиевых детекторов (например, детекторов на ПСГ, а также полосковых детекторов [16-17]).

Предложенные нами детекторы являются бесконтактными. При необходимости возможно их пикселирование, т.е. создание матрицы, состоящей из регулярно расположенных на поверхности ВТСП плёнки большого количества открытых, плоских катушек, размерами в несколько десятков микрон каждая, являющихся резонансными контурами независимо действующих генераторов на ТД или одного быстро переключаемого генератора.

В настоящее время нами экспериментально проверяется работоспособность вышепредложенных идей и выявляются новые

практические возможности этих детекторов. Результаты этих исследований будут опубликованы позднее.

Данная работа частично поддержана грантом Meyer Foundation, присуждённым Американским Физическим Обществом (APS 57-DCMP 03/22/93), грантом US SOP №00014-96-1-0417, а также Армянским фондом фундаментальных исследований под грантом №94-737. Авторы глубоко признательны А.М. Гуляну и Д. Ван Вехтен (US Naval Research Laboratory) за многостороннюю поддержку этих исследований и полезные замечания. Мы благодарны также С.С. Терзяну за обсуждение работы, В.Т. Татояну за помощь в экспериментальных исследованиях и Г.М. Манукян за помощь при оформлении данной публикации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter. Eds. K. Pretzl, N. Schmitz, and L. Stodolsky. Berlin, "Springer-Verlag", 1987.
2. Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter II. Eds. L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix. Gif-sur-Yvette, France, "Editions Frontieres", 1988.
3. Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III. Eds. L. Brogiato, D.V. Camin, and E. Fiorini. Gif-sur-Yvette, France, "Editions Frontieres", 1989.
4. Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV. Eds. N.E. Booth and G.L. Salmon. Gif-sur-Yvette, France, "Editions Frontieres", 1992.
5. Proc. 5th Int. Workshop on Low Temp. Detectors LTD5, Berkeley, CA, 1993, published in J. Low Temp. Phys., 93, №3/4 (1993).
6. Proc. 6th Int. Workshop on Low Temp. Detectors LTD6, Beatenberg/Interlaken, Switzerland, 1995, published in Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A, 370, №1, 1-286 (1996).
7. N.E. Booth and D.J. Goldie. OUNP-96-09, University of Oxford (см. также "Superconductor Science and Technology, 9, 493 (1996)).
8. F.A. Miranda, W.L. Gordon, K.B. Bhasin, V.O. Heinen, and J.D. Warner. J. Appl. Phys., 70, 5450 (1991).
9. E.A. Lynton. Superconductivity. London, "Methuen and Co. Ltd", 1969.
10. Э.А. Канер, В.Ф. Гантмахер. УФН, 94, 193 (1968).
11. S.G. Gevorgyan. Modern Physics B, 9, №13/14, 1575 (1995).
12. S.G. Gevorgyan. Proc. of the Toledo Int. Workshop on "Superconductivity and Particle detection", Singapore, p.45, 1995.
13. С.Г. Геворгян, Г.Д. Мовсисян, М.А. Арутюнян, В.Т. Татоян, А.А. Мовсисян. ПТЭ, №2, 88 (1995).
14. S.G. Gevorgyan, G.D. Movsesyan, V.T. Tatoyan, A.A. Movsisyan, A.L. Gyulamiryan, and H.G. Shirinyan. Rev. Sci. Instrum., 1997 (accepted for publication).
15. C.T. Van Degrift and D.P. Love. Rev. Sci. Instrum., 52, 712 (1981) (см. также 46, 599 (1975)).
16. V. Jeudy, G. Jung, D. Limagne, G. Waysand. Physica B, 194-196, 1597 and 1785 (1994).
17. V. Jeudy, D. Limagne, W. Poirier, and G. Waysand. Physica B, 194-196, 1599 (1994).

IMPLEMENTATION OF HIGH- T_c SUPERCONDUCTORS FOR CREATION OF NEW TYPE DETECTORS OF PARTICLES AND RADIATION

S.G. GEVORGYAN, G.D. MOVSESYAN, A.A. MOVSISYAN, A.L. GYULAMIRYAN,
V.A. SHINDYAN, and H.G. SHIRINYAN

Some aspects of High- T_c superconductivity (HTSC), which may be successfully applied to the detection of particles and radiation are discussed. The perspectives of creation of radically new type detectors of particles and radiation, based on HTSC materials are considered. Capabilities of these detectors are evaluated and real directions of further essential improvement of their parameters are suggested.

ԲԱՐՁՐՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ
ՍԱՆԻԿՆԵՐԻ ՈՒ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ ՆՈՐ ԴԱՍԻ
ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՍՏԵՂԾՄԱՆ ՀԱՍԱՐ

Ս.Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Գ.Դ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա.Ա. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Ա.Լ. ԳՅՈՒԼԱՄԻՐՅԱՆ,
Վ.Ա. ՇԻՆԴՅԱՆ, Հ.Գ. ՇԻՐԻՆՅԱՆ

Զննարկված են բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդիչների (ԲՋԳՀ) ֆիզիկական հատկությունների, որոշ առամձահատկություններ, որոնք կարող են հաջողությամբ օգտագործվել տարրական մասնիկների ու իոնացնող ճառագայթումների դետեկտման համար: Դիտարկված են ԲՋԳՀ նյութերի հիման վրա գործող սկզբունքներն մոդ դասի գերհաղորդիչ դետեկտորների ստեղծման հեռանկարները: Գնահատված են այդ դետեկտորների ապագա հնարավորություններն ու նշված են դրանց էապես կատարելագործման հետագա ուղղությունները:

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТООТКЛИКА ПРИ ОСВЕЩЕНИИ КОНТАКТА ДВУХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

В.О. ВАРТАНЯН, А.Л. ГЮЛАМИРЯН, А.С. КУЗАНЯН, А.М. ГУЛЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 26 декабря 1996 г.)

Исследована температурная зависимость фотоотклика в приконтактной области двух высокотемпературных сверхпроводников при частотах модуляции возмущения от 2 до 2000 Гц. Наряду с термоэдс зарегистрирован потенциал, связанный с неравновесными процессами при фотовозбуждении.

В последнее время интенсивно изучаются различные структуры на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с целью их возможного применения для детектирования электромагнитного излучения и элементарных частиц. Малая энергия сверхпроводящей щели и нулевое сопротивление при температурах жидкого азота позволяют надеяться на достижение рекордных значений энергетического разрешения и низкого уровня шумов такого типа детекторов.

Экспериментальные исследования фотоотклика ВТСП условно можно разбить на две группы. Первая – это эксперименты, проведенные в условиях тока смещения, пропускаемого через сверхпроводник, когда при освещении изменяется концентрация квазичастиц, таким образом влияя на кинетическую индуктивность и высокочастотную проводимость [1+3]. Вторая группа экспериментов связана с исследованием генерации потенциала при освещении ВТСП структур [3+9]. До сих пор исследовалась генерация потенциала при освещении контакта ВТСП – нормальный металл. Однако, как для понимания сложных процессов, происходящих при фотовозбуждении ВТСП, так и для практических целей представляет интерес исследование генерации потенциала при освещении приконтактной области двух ВТСП. С этой целью в работе [10] изменили кислородную стехиометрию части (половины) тонкой с-ориентированной

пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$ и освещали границу раздела двух частей пленки. Однако при низких температурах (меньших, чем критические температуры обеих частей) не было зарегистрировано никакого отклика.

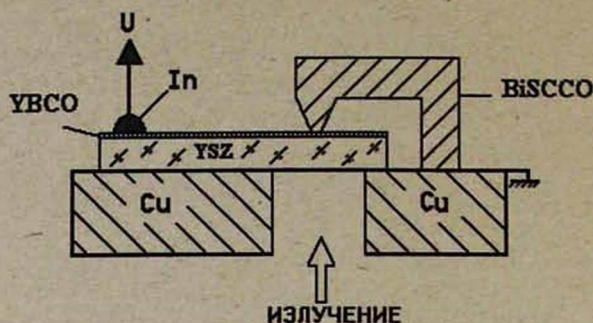


Рис.1. Схематическое изображение контакта двух ВТСП.

В данной работе мы представляем результаты экспериментов по генерации потенциала в контакте двух разных ВТСП. Контакт был образован прижатием выточенной в виде иглы керамики $\text{Pb}_{0.4}\text{Bi}_{1.6}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}$ ($T_k \sim 110\text{ K}$) к поверхности тонкой с-ориентированной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$ ($T_k \sim 90\text{ K}$), полученной методом лазерного напыления на подложке YSZ. Толщина пленки была $\sim 1\text{ мкм}$. Конфигурация контакта показана на рис.1. Диаметр головки иглообразной керамики был $\sim 0,5\text{ мм}$. Другим концом керамика прижималась к заземленному медному блоку, служащему термостатом. Контакт освещался через отверстие (диаметром 5 мм) в термостате сквозь приклеенную к нему прозрачную подложку YSZ. Для освещения использовалось модулированное (посредством механического прерывателя) излучение He-Ne лазера мощностью $\sim 10\text{ мВт}$ и апертурой $\sim 1,5\text{ мм}$. Частота модуляции оптического излучения варьировалась в пределах $2\text{ Гц} - 2\text{ кГц}$. В затененной части пленки (на расстоянии 7 мм от освещаемого контакта) был сделан второй контакт пленки с медной проволокой с помощью небольшого количества индия. Вольтамперная характеристика контакта YBCO – BiSCCO имела омический характер, а сопротивление составляло от $100\text{ }\Omega$ до $2\text{ к}\Omega$ в зависимости от прижима и температуры. Разность потенциалов между контактами усиливалась широкополосным нановольтметром в 10^6 раз и подавалась на синхронный детектор со временем интегрирования 10 с . Образец помещался в оптический криостат, позволяющий плавно регулировать температуру образца от 76 до 300 K с относительной

точностью 0,01 К. Температурные зависимости сигнала регистрировались с помощью двухкоординатного самописца.

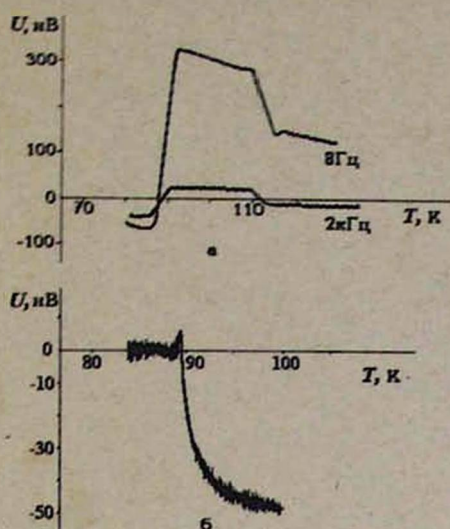


Рис.2. Температурная зависимость фотопотенциала в контакте двух ВТСП:

а) пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – керамика $\text{Pb}_{0.4}\text{Bi}_{1.6}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}$ для частот модуляции 8 Гц и 2000 Гц; б) пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для частоты 8 Гц.

Типичная температурная зависимость потенциала для двух частот модуляции (8 Гц и 2 кГц) показана на рис.2а. При температурах выше 110 К этот потенциал содержит слагаемое, обусловленное разностью термоэдс от двух ВТСП: $(S_{\text{YBCO}} - S_{\text{BiSCCO}})\Delta T = S\Delta T$, где S – разность соответствующих коэффициентов Зеебека, а ΔT – амплитуда модуляции температуры в области освещаемого контакта, зависимость которой от частоты модуляции задается болометрической формулой:

$$\Delta T \sim \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}}, \quad (1)$$

где τ – характерное время тепловой релаксации приконтактной области, f – частота модуляции. С учетом отставания фазы фотоотклика это слагаемое можно представить в виде

$$U_1 = \frac{S\Delta T_0 \exp(i \arctg(2\pi f\tau))}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}}. \quad (2)$$

При температурах ниже 110 К коэффициент Зеебека керамики S_{BiSCCO}

зануляется из-за сверхпроводящего перехода, и регистрируемый потенциал увеличивается (поскольку и S_{YBCO} , и $S_{BiSCCO} > 0$), но при температуре 90K зануляется и коэффициент Зеебека пленки (так что $S_{YBCO} - S_{BiSCCO} = S = 0$). Отрицательный остаток сигнала можно приписать потенциалу, связанному с неравновесными процессами в контакте двух ВТСП, возникающему вследствие возбуждения электронов при поглощении светового излучения [11].

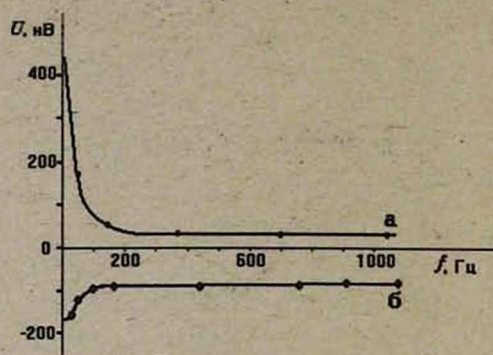


Рис.3. Зависимость максимальной амплитуды фотоотклика от частоты модуляции при температурах: а) $T=125$ К; б) $T=80$ К.

Нами исследовалась зависимость потенциала от частоты модуляции при разных температурах. При этом для каждой частоты тщательно подбиралась и регистрировалась фаза опорного сигнала синхронного детектора для получения максимального значения регистрируемого потенциала. Зависимости максимальной амплитуды отклика от частоты модуляции для двух температур (одна выше, а другая ниже обоих критических) представлены на рис.3а,б. При этом оптимальная фаза с увеличением частоты модуляции для кривой при температуре выше критических убывает от нуля до -180° , в то время как для кривой при температуре ниже критических она остается равной нулю для всего частотного диапазона. Резкое убывание амплитуды сигнала при возрастании частоты для кривой рис.3а связано с тепловой инерционностью системы (формула (2) без фазового множителя), тогда как остаточный пьедестал при высоких частотах характеризует прямую фотогенерацию потенциала со временем релаксации много меньше 0,5 мс. Это же слагаемое в чистом виде проявляется при температурах ниже критических (рис.3б). Мы пока не можем объяснить небольшое

увеличение (в 1,5 раза) амплитуды этого слагаемого в области частот меньше 8 Гц.

Измеренное поведение частотной и температурной зависимости потенциала, а также фазы фотоотклика при разных температурах можно описать следующей формулой:

$$U = U_1 + U_2 = \frac{S\Delta T_0 \exp(i \arctg(2\pi f\tau))}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} + U_2, \quad (3)$$

где $U_2 < 0$. Потенциал U_2 связан с неравновесными процессами в ВТСП и описывает поведение прямого фотоотклика. Так как в нашем случае контакт двух разных ВТСП имеет остаточное сопротивление, мы решили проверить влияние этого сопротивления на полученные результаты. Для этого мы сделали контакт тонкой *c*-ориентированной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с собой: мы разрезали одну пленку на два куска и прижали их друг к другу. Сопротивление контакта при этом было того же порядка, что и в случае разных ВТСП. От каждого куска пленки были сделаны измерительные контакты с медной проволокой посредством индия. На рис.26 показана температурная зависимость фотопотенциала при освещении контакта двух *c*-ориентированных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. В этом случае симметрией конфигурации контакта, по-видимому, обусловлено нулевое значение U_2 при температуре ниже критической, когда $S = 0$. Однако отрицательный потенциал, зарегистрированный при $T > T_k$, и его температурная зависимость наводят на мысль о возможном вкладе в термоэлектрическую часть наблюдаемого потенциала термоэдс вдоль оси *c*. Асимметричный нагрев через одну из подложек приводит к возникновению теплового градиента на малых расстояниях по толщине пленки параллельно оси *c*, включая приконтактную область. Наблюдаемый наклон кривой температурной зависимости потенциала (рис.26) также есть доказательство того, что сигнал при $T > T_k$ обусловлен термоэдс вдоль оси *c* [12]. Освещение контакта со стороны другой пленки приводит к изменению знака потенциала.

Таким образом, измерения фотоотклика в контакте двух разных ВТСП показывают, что помимо термоэлектрического отклика существует также отклик, связанный с неравновесными процессами, который наблюдается и при температурах ниже критических.

При температуре выше критической обнаружено влияние термоэлектрического эффекта по направлению оси c на малом участке вдоль толщины тонкой c -ориентированной пленки на регистрируемый потенциал между двумя точками, разнесенными на поверхности пленки, одна из которых освещается модулированным по времени излучением.

Работа выполнена по бюджетной теме 94-736, финансируемой Министерством образования и науки Республики Армения, и по гранту 00014-96-1-0504 ONR USA.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Bluzer. J. Appl. Phys., 78, 7340 (1995).
2. S.Bhattacharya, M.Rajeswari, I.Takeuchi, Z.Trajanovic, Qi Li, X.X.Li, T.Venkatesan. J. Appl. Phys., 76, 5829 (1994).
3. M.Johnson. SPIE, 92, 1677 (1992).
4. A.Kleinhammes, C.L.Chang, W.G.Moulton, L.R.Testardi. Phys. Rev. B, 44, 2313 (1991).
5. M.Sasaki, G.X.Tai, S.Tamura, M.Inoue. Phys. Rev. B, 46, 1138 (1992).
6. M.Sasaki, G.X.Tai, S.Tamura, M.Inoue. Physica C, 185-189, 959 (1991).
7. M.Sasaki, M.Koyano, H.Negichi, M.Inoue, H.Takei. Physica B, 194-196, 2137 (1994).
8. L.R.Testardi. Appl. Phys. Lett., 64, 2347 (1994).
9. A.M.Gulian and V.O.Vartanian. Physica C, 235-240, 1411 (1994).
10. D. Koller, unpublished.
11. A.M.Gulian, D.Van Vechten. Proceedings of the Sixth International Workshop on LTD. Beatenberg/Interlaken, Switzerland, p.107, 1995.
12. M.Sera, S.Shamoto, and M.Sato. Solid State Comm., 68, 649 (1988).

INVESTIGATION OF PHOTO RESPONSE OF TWO HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS' JUNCTION

V.H. VARTANYAN, A.L. GYULAMIRYAN, A.S. KUZANYAN, A.M. GULIAN

The temperature dependence of photoresponse of two high-temperature superconductors' junction has been investigated for the exciting radiation modulation frequency range from 2 to 2000 Hz. Together with the thermoelectricity we have registered the potential conditioned by the nonequilibrium processes due to photoexcitation.

ԵՐԿՈՒ ԲԱՐՁՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՎԱՂՈՐԴԻՐՉՆԵՐԻ
ԿՈՆՏԱԿՏԻ ՖՈՏՈԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա.Լ. ԳՅՈՒԼԱՄԻՐՅԱՆ, Ա.Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ա.Մ. ԳՈՒԼՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է երկու բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդիչների միացման շրջակայքում ֆոտոպոտենցիալի ջերմաստիճանային կախվածությունը գրգռման մոդուլացիայի հաճախությունների 2-2000 Հց տիրույթում: Ջերմաէլեկտրական պոտենցիալի հետ համատեղ գրանցվել է մաս ուղղակի ֆոտոգրգռմամբ պայմանավորված ազդանշանը:

Դ.Հ.Բադալյան, Ռ.Մ.Աբրահամյան. Պլաստիկ և հեղուկ բյուրեղներում պտտական փոխարկի անցումների ուսումնասիրությունը ատոմ-ատոմ պոտենցիալների կիրառմամբ. I. Հիմնական հավասարումներ	167
Ն.Ռ.Աղամալյան, Է.Ս.Վարդանյան, Լ.Մ.Ղազարյան, Ռ.Կ.Հովսեփյան, Ա.Ռ.Պողոսյան. Ֆոտոէլեկտրական քնուկաքնուկ ատամնահատկությունները կապարի մոլիբդատի բյուրեղներում	175
Գ.Մ.Հարությունյան, Ս.Վ.Հարությունյան, Թ.Ն.Գարեգինյան, Մ.Կ.Հովհաննիսյան. Կիսահաղորդչում բարձր կարգերի ինքնադիֆրակցիան լազերային ճառագայթման համար	182
Վ.Ս.Առաքելյան. Թեք ընկնող ուլտրաձայնային ճառագայթափնջերի ազդեցությունը բյուրեղացման կինետիկայի վրա	187
Ջ.Հ.Մխիթարյան, Ջ.Ն.Աղամյան, Վ.Մ.Հարությունյան. Յինկի խառնուրդ պարունակող սիլիցիումի ցածր հաճախային աղմուկներ	192
Ա.Ռ.Թումանյան, Խ.Ա.Սիմոնյան, Վ.Յ.Նիկողոսյան, Ա.Հ.Խոսրովբերյան. Բազմամակտակային հզոր ասինխրոնային ցիկլոտրոն	201
Ս.Գ.Գևորգյան, Գ.Դ.Մովսեսյան, Ա.Ա.Մովսիսյան, Ա.Լ.Գյուլամիրյան, Վ.Ա.Շինյան, Հ.Գ.Շիրինյան. Բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչների կիրառումը մասնիկների ու ճառագայթումների նոր դասի դետեկտորների ստեղծման համար	207
Վ.Հ.Վարդանյան, Ա.Լ.Գյուլամիրյան, Ա.Ս.Կուզանյան, Ա.Մ.Գուլյան. Երկու բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչների կոնտակտի ֆոտոազդանշանի հետազոտությունը	215

CONTENTS

D.H.Badalyan and R.M.Abrahamian. Application of atom-atom potentials in studies of rotative phase transitions in plastic and liquid crystals. I. Basic formulas	167
N.R.Agamalyan, E.S.Vartanyan, L.M.Kazaryan, R.K.Hovsepyan, and A.R.Pogosyan. Peculiarities of photoelectric properties of lead molybdate crystals	175
G.M.Haroutunian, S.V.Haroutunian, T.N.Gareginian, and M.K.Oganesian. Higher order self-diffraction for laser radiation in a semiconductor	182
V.S.Arakelyan. Influence of inclined ultrasound beams on kinetics of crystallization	187
Z.H.Mkhitarayan, Z.N.Adamian, and V.M.Aroutiounian. Low-frequency noise in samples made of silicon doped with zinc	192
A.R.Tumanian, Kh.A.Simonian, V.Ts.Nikoghosian, and A.G.Khudaverdian. A powerful asynchronous cyclotron for multipurpose applications	201
S.G.Gevorgyan, G.D.Movsesyan, A.A.Movsisyan, A.L.Gyulamiryan, V.A.Shindyan, and H.G.Shirinyan. Implementation of high- T_c superconductors for creation of new type detectors of particles and radiation	207
V.H.Vartanyan, A.L.Gyulamiryan, A.S.Kuzanyan, and A.M.Gulian. Investigation of photoresponse of two high-temperature superconductors' junction	215

СОДЕРЖАНИЕ

Д.А.Бадалян, Р.М.Абрамян. Применение атом-атом потенциалов при исследовании вращательных фазовых переходов в пластических и жидких кристаллах. I. Основные формулы.	167
Н.Р.Агамалян, Э.С.Вартанян, Л.М.Казарян, Р.К.Овсепян, А.Р.Погосян. Особенности фотоэлектрических свойств кристаллов молибдата свинца	175
Г.М.Арутюнян, С.В.Арутюнян, Т.Н.Гарегинян, М.К.Оганесян. Самодифракция высоких порядков для лазерного излучения в полупроводнике.....	182
В.С.Аракелян. Влияние наклонных ультразвуковых пучков на кинетику кристаллизации	187
З.О.Мхитарян, З.Н.Адамян, В.М.Арутюнян. Низкочастотные шумы в образцах кремния с примесью цинка	192
А.Р.Туманян, Х.А.Симонян, В.Ц.Никогосян. Мощный асинхронный циклотрон многоцелевого назначения	201
С.Г.Геворгян, Г.Д.Мовсисян, А.А.Мовсисян, А.Л.Гюламирян, В.А.Шиндян, О.Г.Ширинян. Применение высокотемпературных сверхпроводников для создания новых детекторов частиц и излучений	207
В.О.Вартанян, А.Л.Гюламирян, А.С.Кузаян, А.М.Гюлян. Исследование фотоотклика при освещении контакта двух высокотемпературных сверхпроводников.....	215