

Հայաստանի ԳԱԱ  
Տեղեկագիր.

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա  
ФИЗИКА

1993

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

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

**В. М. Арутюнян,**  
главный редактор.  
**Э. Г. Шароян,**  
зам. главного редактора.  
**А. А. Мирзаханян,**  
ответственный секретарь.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

**Վ. Մ. Հարությունյան,**  
գլխավոր խմբագիր:  
**Է. Գ. Շարոյան,**  
գլխավոր խմբագրի տեղակալ:  
**Ա. Ա. Միրզախանյան,**  
պատասխանատու քարտուղար:

#### EDITORIAL BOARD

**V. M. Aroutiounian,**  
editor-in-chief.  
**E. G. Sharoyan,**  
associate editor.  
**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.

УДК 537.582.4:621.375.8

## ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. I

С. А. БАБАДЖАНЫАН, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 июня 1992 г.)

Рассматривается задача о возбуждении кильватерной волны в плазме последовательностью сгустков заряженных частиц в линейном приближении. Проанализирован случай резонансного усиления кильватерного поля, имеющий место при определенных соотношениях между параметрами сгустков.

1. Возможность возбуждения продольных электрических полей большой амплитуды сгустком заряженных частиц или последовательностью сгустков в плазме широко обсуждается в последние годы в литературе (см., например, обзоры [1—3]).

Линейная теория возбуждения кильватерных волн в плазме сгустками электронов в целях ускорения и фокусировки пучков заряженных частиц к настоящему времени достаточно хорошо развита [4—11]. В работах [4—7] рассмотрена задача о возбуждении кильватерных волн последовательностью заданных сгустков с продольными размерами, значительно меньшими длины возбуждаемой волны, т. е., сгустков, точечных в продольном направлении. Распределение же заряда внутри сгустков в поперечных направлениях принято параболическим. В работе [8] распределение заряда в продольном направлении в сгустках имеет гауссовский характер при параболическом распределении в поперечных направлениях. В работе [9] сделана попытка решить задачу о возбуждении ускоряющих полей в плазме конечной последовательностью точечных сгустков в рамках самосогласованной теории, т. е., с учетом обратного влияния возбуждаемых сгустками полей на их собственное движение. Проблеме обеспечения высокого коэффициента трансформации в схеме ускорения кильватерными волнами посвящена работа [10] (см. также [2]), в которой, в частности, рассматривается возбуждение кильватерных волн в пассивных структурах последовательностью точечных сгустков с линейным распределением по номеру сгустка числа частиц в  $n$ -ом сгустке. В работе [11] дано решение задачи о возбуждении кильватерной волны двумерным сгустком заданной произвольной формы.

В данной работе рассматривается задача о возбуждении кильватерной волны в плазме последовательностью  $N$  протяженных однородных сгустков с плотностями  $n_{b_k}$  ( $k=1, 2, \dots, N$ ), длинами  $d_k$ , отстоящих друг от друга на расстояниях  $l_k$  в линейном приближении.

когда, по крайней мере, необходимо выполнение условия  $n_{b_k}/n_0 \ll 1$ , где  $n_0$  — равновесная плотность электронов плазмы. Найдены выражения для возмущений плазмы — поля, скорости и плотности внутри и за  $k$ -ым сгустком в зависимости от параметров сгустков  $N$ ,  $n_{b_k}$ ,  $d_k$  и  $l_k$ . Исследованы условия резонансного усиления кильватерного поля, возбужденного последовательностью  $N$  сгустков одинаковой плотности  $n_b$  и длины  $d$  с одинаковыми расстояниями  $l$  между ними. При этом условии применимости линейного приближения сводится не только к ограничению на плотность сгустков, но и к ограничению также на число сгустков  $N$ .

2. Рассмотрим возбуждение кильватерных волн в плазме пучком, состоящим из последовательности однородных сгустков электронов с длинами  $d_k$  и бесконечными поперечными размерами, следующих друг за другом вдоль оси  $z$  со скоростью  $v_0$ , с расстояниями между задней границей  $k$ -го сгустка и передней границей  $(k+1)$ -го, равными  $l_k$ . В этом случае распределение плотности пучка запишется в виде

$$n_b(\tilde{z}) = \begin{cases} n_{b_k}, & \text{при } -\left(d_k + \sum_{s=1}^{k-1} L_s\right) \leq \tilde{z} < -\sum_{s=1}^{k-1} L_s, \\ 0, & \text{при } -\sum_{s=1}^k L_s \leq \tilde{z} < -\left(d_k + \sum_{s=1}^{k-1} L_s\right), \end{cases} \quad (1)$$

где  $n_{b_k}$  — плотность  $k$ -го сгустка,  $L_k = d_k + l_k$ ,  $\tilde{z} = z - v_0 t$  и начало координат выбрано на фронте первого сгустка.

Плазму будем полагать бесконечной, холодной, однородной с равновесной плотностью  $n_0$  и с неподвижными ионами. Мы ищем стационарные решения, когда все величины зависят от  $\tilde{z} = z - v_0 t$ . Тогда система уравнений гидродинамики для электронов плазмы и уравнений Максвелла в линейном приближении будет иметь следующий вид:

$$n_e(\tilde{z}) = n_0 \left(1 + \frac{v_e(\tilde{z})}{v_0}\right), \quad (2)$$

$$E(\tilde{z}) = \frac{m_e v_0}{e} \frac{dv_e(\tilde{z})}{d\tilde{z}}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 v_e(\tilde{z})}{d\tilde{z}^2} + \frac{\omega_p^2}{v_0^2} v_e(\tilde{z}) = -\frac{4\pi e^2}{m_e v_0} n_b(\tilde{z}), \quad (4)$$

где  $E = E_z$  — продольное электрическое поле,  $v_e(\tilde{z})$  — скорости электронов плазмы,  $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$  ( $m_e$ ,  $e$  — масса и абсолютное значение заряда электрона),  $v_e/v_0 \ll 1$ . В точках, где  $v_e(\tilde{z}) = 0$ ,  $n_e(\tilde{z}) = n_0$ . На фронте первого сгустка ( $\tilde{z} = 0$ ) выполняются граничные условия

$$n_e(\tilde{z} = 0) = n_0, \quad v_e(\tilde{z} = 0) = 0, \quad E(\tilde{z} = 0) = 0. \quad (5)$$

Система уравнений (2—4) ввиду кусочной непрерывности функции распределения частиц пучка  $n_b(\tilde{z})$  распадается на  $(2N+1)$  систем уравнений по областям непрерывности, причем в силу непрерывности решений граничными условиями для  $k$ -ой области будут значения параметров плазмы  $(k-1)$ -ой области на их общей границе. Решая их для области внутри произвольного  $k$ -го сгустка, получаем следующие выражения для возмущений плотности, скорости и напряженности поля:

$$\Delta n_{d_k}(\tilde{z}) = -n_{b_k} \left[ 1 - \cos k_p \left( \tilde{z} + \sum_{s=1}^{k-1} L_s \right) \right] + \Delta n_{l_{k-1}}(\tilde{z}), \quad (6)$$

$$v_{d_k}(\tilde{z}) = -\frac{n_{b_k}}{n_0} v_0 \left[ 1 - \cos k_p \left( \tilde{z} + \sum_{s=1}^{k-1} L_s \right) \right] + v_{l_{k-1}}(\tilde{z}), \quad (7)$$

$$E_{d_k}(\tilde{z}) = -\frac{n_{b_k} m_e \omega_p}{n_0 e} v_0 \sin k_p \left( \tilde{z} + \sum_{s=1}^{k-1} L_s \right) + E_{l_{k-1}}(\tilde{z}), \quad (8)$$

где  $k_p = \frac{\omega_p}{v_0}$ ,  $\Delta n_{l_{k-1}}$ ,  $v_{l_{k-1}}$ ,  $E_{l_{k-1}}$  — возмущения параметров плазмы за  $(k-1)$ -ым сгустком:

$$\Delta n_{l_{k-1}}(\tilde{z}) = 2 \sum_{s=1}^{k-1} n_{b_s} \sin k_p \frac{d_s}{2} \sin k_p \left( \tilde{z} + \frac{d_s}{2} + \sum_{q=1}^{s-1} L_q \right), \quad (9)$$

$$v_{l_{k-1}}(\tilde{z}) = 2 \sum_{s=1}^{k-1} \frac{n_{b_s}}{n_0} v_0 \sin k_p \frac{d_s}{2} \sin k_p \left( \tilde{z} + \frac{d_s}{2} + \sum_{q=1}^{s-1} L_q \right), \quad (10)$$

$$E_{l_{k-1}}(\tilde{z}) = 2 \sum_{s=1}^{k-1} \frac{n_{b_s}}{n_0} \frac{m_e \omega_p v_0}{e} \sin k_p \frac{d_s}{2} \cos k_p \left( \tilde{z} + \frac{d_s}{2} + \sum_{q=1}^{s-1} L_q \right). \quad (11)$$

Условие малости возмущения параметров плазмы по сравнению с их равновесными значениями (условие линейности задачи) приводит в общем случае к неравенствам

$$n_{b_s} \ll n_0, \quad \sum_{s=1}^N n_{b_s} \ll n_0, \quad s = 1, 2, \dots, N. \quad (12)$$

В случае, когда параметры сгустков и расстояния между ними одинаковые, выражения для возмущений плазмы за  $N$  сгустками принимают вид:

$$\Delta n_{l_N}(\tilde{z}) = 2n_0 \sin k_p \frac{d}{2} \frac{\sin k_p N \frac{l+d}{2}}{\sin k_p \frac{l+d}{2}} \sin k_p \left[ \left( \tilde{z} + \frac{d}{2} \right) + (N-1) \frac{l+d}{2} \right], \quad (13)$$

$$v_{l_N}(\tilde{z}) = 2 \frac{n_b}{n_0} v_0 \sin k_p \frac{d}{2} \frac{\sin k_p N \frac{l+d}{2}}{\sin k_p \frac{l+d}{2}} \sin k_p \left[ \left( \tilde{z} + \frac{d}{2} \right) + (N-1) \frac{l+d}{2} \right], \quad (14)$$

$$E_{l_N}(\tilde{z}) = 2 \frac{n_b}{n_0} \frac{m_e \omega_p v_0}{e} \sin k_p \frac{d}{2} - \frac{\sin k_p N \frac{(l+d)}{2}}{\sin k_p \frac{l+d}{2}} \cos k_p \left[ \left( \tilde{z} + \frac{d}{2} \right) + (N-1) \frac{l+d}{2} \right]. \quad (15)$$

Из приведенных выражений (13)–(15) видно, что при выполнении условия

$$l=d=m\lambda_p, \quad \lambda_p = \frac{2\pi}{k_p}, \quad m=1, 2, \dots \quad (16)$$

происходит  $N$ -кратное усиление возмущений плазмы (случай резонанса):

$$\Delta n_{l_N}(\tilde{z}) = 2N n_b \sin k_p \frac{d}{2} \sin k_p \left( \tilde{z} + \frac{d}{2} \right), \quad (17)$$

$$v_{l_N}(\tilde{z}) = 2N \frac{n_b}{n_0} v_0 \sin k_p \frac{d}{2} \sin k_p \left( \tilde{z} + \frac{d}{2} \right), \quad (18)$$

$$E_{l_N}(\tilde{z}) = 2N \frac{n_b}{n_0} \frac{m_e \omega_p v_0}{e} \sin k_p \frac{d}{2} \cos k_p \left( \tilde{z} + \frac{d}{2} \right). \quad (19)$$

Из этих выражений в силу условия линейности получаем следующее условие на число сгустков, при котором полученные результаты верны:

$$N \ll \frac{1}{2} \frac{n_0}{n_b}. \quad (20)$$

Если же

$$d = k\lambda_p, \quad k=1, 2, \dots, N \quad (21)$$

или

$$l+d = \frac{k\lambda_p}{N}, \quad (22)$$

где  $k$  не кратно  $N$ , то возмущения плазмы полностью локализируются внутри пучка, т. е., в области за пучком, как и впереди пучка, плазма будет невозмущенной.

В случае  $d_k \rightarrow 0$  ( $d_k \ll \lambda_p$ ), при условии, что  $\lim_{d_k \rightarrow 0} (n_b d_k) = \sigma_k \neq 0$ , полученные выражения переходят в соответствующие выражения для пучка, состоящего из заряженных плоскостей.

В заключение приведем выражение для коэффициента трансформации  $R$  для резонансного случая, определив его как отношение максимального ускоряющего поля за  $N$ -ым сгустком к максимальному тормозящему полю внутри  $N$ -го сгустка:

$$R = \frac{2N}{2N-1} \quad (23)$$

Наибольшее значение  $R=2$  достигается при  $N=1$ , а с ростом числа  $N$  сгустков  $R \rightarrow 1$ , т. е.,  $1 \leq R \leq 2$ . Уменьшение  $R$  с числом сгустков происходит за счет уменьшения длины ускорения последнего сгустка, происходящего вследствие увеличения тормозящего поля в нем.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 13, 607(1987).
2. Амагунни А. Ц., Лазнев Э. М., Нагорский Г. А. и др. ЭЧАЯ, 20, 1246(1989).
3. Katsouleas T. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования, вып. 6(14), 106(1990).
4. Ruth R. D., Chao A., W., Morton P. L., Wilson P. B. Part. Acc., 17, 171 (1985).
5. Chen P., Dawson J. M., Huff R. W. and Katsoules T. Phys. Rev. Lett., 54, 693 (1985).
6. Chen P. Part. Acc., 20, 171 (1986).
7. Wilks S., Katsouleas T., Dawson J. M., Chen P., Su J. J. IEEE Trans. plasma Sci. PS-15 (2), 210 (1987).
8. Nakajima K. Preprint КЕК 89-79. А. 6 р, 1989.
9. Балакирев В. А., Блюх Ю. П., Мухин В. В., Онищенко И. Н., Файнберг Я. Б. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования, вып. 6(14), 135(1990).
10. Laziev E. M., Tsakanov V. M. SLAC Proc., 1986, Linac Conf. SLAC-Rep.-303, 1986, p. 578.
11. Keinigs R., Jones M. E. Phys. Fluids., 30 (1), 252 (1987).

#### ԿԻՎԱՏԵՐԱՅԻՆ ԱՆԻՔՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ՊԼԱՉՄԱՑՈՒՄ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ. I.

Ս. Ա. ԲԱԲԱԶՅԱՆՅԱՆ, Է. Վ. ՍԵՂՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Դիտարկված է թանձրուկների հաջորդականության կողմից պլազմայում կիվատերային անիքների առաջացման խնդիրը գծային մոտավորությամբ: Ուսումնասիրված է կիվատերային դաշտի ուղղանկյուն ուժեղացման դեպքը, որը տեղի ունի թանձրուկների պարամետրերի միջև որոշակի առնչությունների դեպքում:

#### EXCITATION OF WAKE WAVES IN PLASMA BY A SUCCESSION OF CHARGED PARTICLE BUNCHES. I

S. A. BABADZHANIAN, E. V. SEKHOSSIAN, S. S. ELBAKIAN

The problem of excitation of wake waves in plasma by a succession of charged particle bunches is considered in the linear approximation. The case of resonant amplification of the wake field taking place for definite relations between the bunch parameters is analyzed.

БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ

О. С. ЕРИЦЯН, М. А. ГАНАПЕТЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 мая 1992 г.)

Рассматривается возможность экспериментального исследования частотной и температурной зависимости проводимости и других характеристик сверхпроводящих материалов, которые определяются взаимодействием электромагнитной волны с указанными материалами.

**1. Введение.** При взаимодействии электромагнитной волны с границами раздела сред имеет место усиление изменения азимута поляризации (изменение  $\Delta\Phi_1$  азимута поляризации волны, взаимодействовавшей со средой, происходящее из-за изменения азимута поляризации  $\Delta\Phi$  падающей волны, не равно  $\Delta\Phi$ ), обусловленное неэквивалентностью азимутов поляризации падающей волны [1]. Имеет место также изменение эллиптичности поляризации при взаимодействии волны со средой. Измерения зависимости  $\Phi_1$  от  $\Phi$  и эллиптичности поляризации\*  $\eta$  от  $\Phi$  на разных частотах падающей волны могут дать сведения о характеристиках образца и, в частности, об их зависимости от частоты и температуры при изменении последней.

**2. Отражение плоской электромагнитной волны частоты  $\omega$  от границы образца.** Рассмотрим отражение плоскополяризованной электромагнитной волны частоты  $\omega$  от границы  $z=0$  исследуемой среды, занимающей область  $z \geq 0$ . Волна падает из вакуума, волновой вектор лежит в плоскости  $xz$ . Диэлектрическую и магнитную проницаемости среды и ее электропроводность обозначим через  $\epsilon, \mu, \sigma$ . Решая задачу отражения и преломления на границе, приходим к следующим соотношениям (азимуты поляризации отсчитываются от направления оси  $y$ —нормали к плоскости падения):

а) Зависимость между  $\Phi_1$  и  $\Phi$

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} \arctg \left( \frac{2\rho_0 \operatorname{tg} \Phi}{1 - \rho_0^2 \operatorname{tg}^2 \Phi} \cos \alpha \right), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  и  $\alpha$ —модуль и аргумент комплексного выражения:

$$x = \frac{k_{2z} - \bar{\epsilon} k_z}{k_{2z} + \bar{\epsilon} k_z} \cdot \frac{\mu k_z + k_{2z}}{\mu k_z - k_{2z}},$$

\* Эллиптичность поляризации  $\eta$  есть отношение малой полуоси эллипса поляризации электрического поля волны к большой полуоси.

$$(\rho_0 = |x|, \alpha = \arg x, \text{т. е.}, x = \rho_0 e^{i\alpha}),$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad k_{2z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{\mu} - \sin^2 \vartheta},$$

$$k_z = \frac{\omega}{c} \cos \vartheta, \text{ где } \vartheta \text{ — угол падения;}$$

б) Коэффициент усиления по азимуту

$$f \equiv \frac{d\Phi_1}{d\Phi} = \frac{\rho_0^2 \sec^2 \Phi (1 + \rho_0^2 \sec^2 \Phi)}{(1 - \rho_0^2 \operatorname{tg}^2 \Phi)^2 + (2\rho_0 \operatorname{tg} \Phi \cos \alpha)^2} \cos \alpha; \quad (2)$$

в) Отношение полуосей эллипса поляризации отраженной волны

$$r = \frac{\sqrt{(\rho_0 \cos \alpha \cos \Phi_1 - \sin \Phi_1)^2 + (\rho_0 \sin \alpha \cos \Phi_1)^2}}{\sqrt{(\rho_0 \cos \alpha \sin \Phi_1 - \cos \Phi_1)^2 + (\rho_0 \sin \alpha \sin \Phi_1)^2}}. \quad (3)$$

Эллиптичность поляризации равна  $r$ , если  $r < 1$ , и равна  $\frac{1}{r}$ , если  $r > 1$ .

Три соотношения (1), (2), (3) дают принципиальную возможность для определения трех параметров  $\varepsilon(\omega, T)$ ,  $\mu(\omega, T)$ ,  $\sigma(\omega, T)$  на разных частотах на основании измерения трех величин  $\Phi_1$ ,  $f$ ,  $r$  при фиксированной температуре, а также для исследования температурной зависимости  $\varepsilon(\omega, T)$ ,  $\mu(\omega, T)$ ,  $\sigma(\omega, T)$ .

Современная волноводная техника дает возможность для таких измерений также на сверхвысоких частотах, где измерения затруднены из-за невозможности применения методов геометрической оптики.

**3. Измерение коэффициента усиления.** Рассмотрим вопрос о практическом осуществлении измерения коэффициента усиления. Заметим, во-первых, что путем изменения с заданной частотой  $\Omega$  параметров падающей волны имеем возможность применять резонансное усиление для измерения параметров отраженного света. Так, изменение в малых пределах азимута поляризации падающей волны приводит к возможности модуляции интенсивности волны, прошедшей через анализатор, поставленный перед отраженным лучом. Если, например, направление пропускания поляризатора, поставленного перед падающей волной, менять периодически с частотой  $\Omega$  и амплитудой  $\Delta\Phi_m$  около фиксированного азимута  $\Phi_0$  по закону  $\Phi = \Phi_0 + \Delta\Phi_m \cos \Omega t$ , то интенсивность волны, прошедшей через анализатор, будет меняться периодически. А это дает возможность применять резонансное усиление, чем можно повысить чувствительность измерений.

Пусть направление пропускания анализатора составляет угол  $\varphi = 45^\circ$  с большой полуосью эллипса поляризации отраженной волны. Тогда при изменении азимута поляризации падающей плоскополяризованной волны с амплитудой  $\Delta\Phi_m$  около произвольного фиксированного значения  $\Phi_0$  амплитуда изменения интенсивности волны, прошедшей через анализатор, будет равна:

$$\Delta J_m = J_0 \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2} |f| \cdot \Delta \Phi_m,$$

где  $J_0$  — интенсивность отраженной волны.

По измерению амплитуды  $\Delta J_m$  изменения интенсивности определяются  $|f|$ :

$$|f| = \frac{1}{J_0} \frac{\Delta J_m}{\Delta \Phi_m} \cdot \frac{1 + \eta^2}{1 - \eta^2}.$$

Произведя такие измерения для разных значений  $\Phi_0$ , можно получить зависимость  $|f|$  от  $\Phi$ .

Измерение зависимости  $|f|$  от  $\Phi$  по описанному способу можно произвести также для других значений угла  $\varphi$  между направлением пропускания анализатора и большой полуосью эллипса поляризации отраженной волны. Однако в общем случае в выражение

$$\frac{\Delta J_m}{\Delta \Phi_m} = \left| \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2} f \sin 2\varphi + \frac{2\eta \cos 2\varphi}{(1 + \eta)^2} \frac{d\eta}{d\Phi} \right| J_0$$

входит также производная от  $\eta$  по  $\Phi$ , которая при  $\varphi = 45^\circ$ , как следует из приведенного выражения, не фигурирует в  $\frac{\Delta J_m}{\Delta \Phi_m}$ . Этим и определяется целесообразность измерений при  $\varphi = 45^\circ$ . С другой стороны, измерение  $\Delta J_m$  для разных  $\varphi$  дает новые сведения, а именно, сведения о  $\frac{d\eta}{d\Phi}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ерицян О. С.. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 70 (1984).

#### ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ԱՆԿՈՆՏԱԿՏ ԵՂԱՆԱԿ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Մ. Ա. ԳԱՆԱՊԵՏՅԱՆ

Քննարկված են գերհաղորդիչ նյութերի հաղորդականության հաճախական և շերտաստիճանային կախվածության և այդ նյութերի հետ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցությունից որոշվող այլ բնութագրերի փորձարարական հետազոտման որոշ հարցերը:

#### A NON-CONTACT METHOD FOR STUDYING THE CHARACTERISTICS OF SUPERCONDUCTING MATERIALS

H. S. ERITSYAN, M. A. GANAPETYAN

The possibility of experimental investigation of frequency and temperature dependence of the conduction of superconducting materials and other characteristics, determined by interaction of electromagnetic wave with these materials, is considered.

МЕХАНИЗМ ФОТОХРОМНОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ  
НИОБАТА ЛИТИЯ С ДВОЙНЫМИ ПРИМЕСЯМИГ. Т. АВАНЕСЯН, Э. С. ВАРТАНЯН, Р. С. МИКАЕЛЯН, Р. К. ОВСЕПЯН,  
А. Р. ПОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

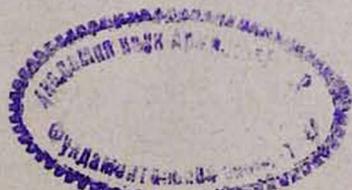
(Поступила в редакцию 15 июля 1992 г.)

В работе проведено экспериментальное исследование фотохромного эффекта в кристаллах ниобата лития, легированных двойными примесями  $Fe:Cu$  и  $Fe:Mn$ . Наблюдаемые явления объясняются в рамках предложенной балансовой модели, основанной на перезарядке между примесными центрами различных типов.

Легирование кристаллов ниобата лития является одним из наиболее эффективных способов воздействия на фотоиндуцированные свойства этих кристаллов. В частности, много работ посвящено исследованиям влияния легирования различными примесями на параметры фоторефрактивного эффекта в кристаллах ниобата лития [1,2]. При этом, как было показано в [3,4], использование для легирования сочетания примесей открывает новые возможности в управлении фоторефрактивными параметрами кристаллов ниобата лития, а также приводит к проявлению в кристаллах ниобата лития некоторых новых свойств. Так, в [4] было обнаружено, что двойное легирование при некоторых сочетаниях примесей приводит к проявлению фотохромного эффекта (ФХЭ), то есть, фотоиндуцированному обратимому увеличению коэффициента поглощения света в видимой области спектра.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования фотохромного эффекта в кристаллах ниобата лития, легированных сочетаниями примесей  $Fe:Cu$  и  $Fe:Mn$ , и предложена модель ФХЭ, основанная на перезарядке между примесными центрами различных типов.

В экспериментах по ФХЭ использовались кристаллы ниобата лития с примесями  $Fe:Cu$  (0,05:0,05 масс.%) и  $Fe:Mn$  (0,05:0,05 масс.%). В работе приводятся в основном данные по сочетанию примесей  $Fe:Cu$ , так как результаты по сочетанию примесей  $Fe:Mn$  аналогичны, за исключением особо оговоренных случаев. Надо заметить, что ФХЭ нами был обнаружен только в кристаллах, легированных указанными сочетаниями примесей, то есть, легирование отдельно примесями  $Fe$ ,  $Cu$  или  $Mn$  не приводит к ФХЭ. На рис. 1 приведены спектры пропускания кристаллов ниобата лития с примесями  $Fe$ ,  $Fe:Cu$  и  $Fe:Mn$  при достаточно малых интенсивностях света. В экспериментах по исследованию динамики поведения ФХЭ измерялась интенсивность све-



та, прошедшая через кристалл ниобата лития, и вычислялось значение коэффициента поглощения. Динамика темновой релаксации измерялась

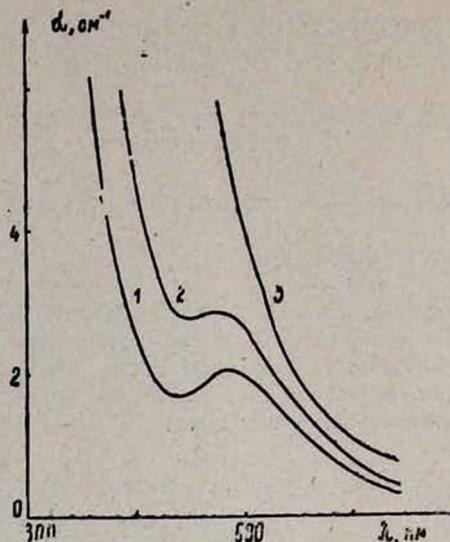


Рис. 1. Спектры пропускания ниобата лития с примесями: 1.  $LiNbO_3:Fe$ , 2.  $LiNbO_3:Fe:Mn$ , 3.  $LiNbO_3:Fe:Cu$ .

при помощи коротких импульсов ( $\sim 0,5$  сек) со скважностью 1:50 на длине волны наводящего излучения, что не оказывает существенного влияния на время темновой релаксации. В экспериментах использовались кристаллы  $X$ —и  $Y$ —срезов, а также кристаллы  $Z$ —срезов. Известно, что фоторефракция в кристаллах  $X$ —и  $Y$ —срезов приводит к рассеянию света, в кристаллах же  $Z$ —среза возможна запись отражательных голограмм, что может исказить результаты измерений коэффициента поглощения. Для устранения этих искажений в экспериментах на кристаллах  $X$ —и  $Y$ —срезов применялись широкоапертурные системы, позволяющие собрать рассеянное излучение, а на кристаллах  $Z$ —срезов в качестве источника света наряду с лазером использовалась также ртутная лампа, исключающая возможность записи голограмм. ФХЭ наводился лазерным излучением (либо некогерентным излучением ртутной лампы) на длинах волн 488, 510 нм, а изменение коэффициента поглощения  $\Delta\alpha$  регистрировалось на длинах волн наводящего излучения и длине волны 632 нм, которая не приводит к изменению коэффициента поглощения. На рис. 2 приведены временные зависимости наведения и релаксации ФХЭ в кристаллах  $LiNbO_3:Fe:Cu$  под действием аргонового лазера с длиной волны 510 нм мощностью 10 мВт. Для сравнения там же приводятся аналогичные временные зависимости для фоторефрактивного эффекта.

Как видно, если времена наведения ФХЭ и фоторефракции практически одинаковы, то времена процессов релаксации существенно

различаются. Для ФРЭ время релаксации  $\tau$  составляет несколько месяцев, а для ФХЭ время релаксации—десятки минут (заметим, что

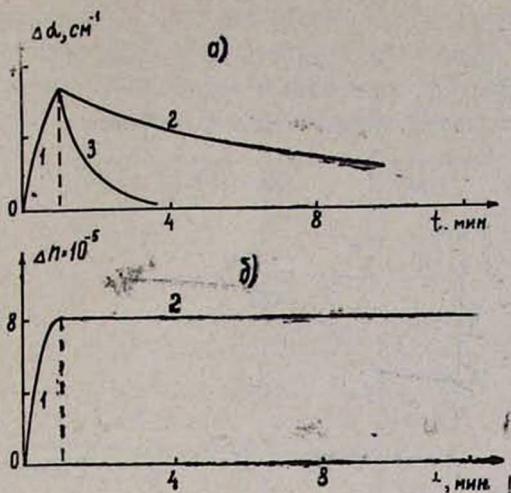


Рис. 2. Временные зависимости наведения (1), темновой релаксации (2) и релаксации под действием излучения с длиной волны 632 нм (3) фотохромного (а) и фоторефрактивного (б) эффектов в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$ .

для кристалла с примесью  $\text{Fe}:\text{Mn}$  темновое время релаксации ФХЭ еще меньше и равно примерно 5 минутам). Причем, при воздействии лазерного излучения с длиной волны 632 нм это время сокращается до десятков секунд. Спектры пропускания до и после воздействия на кристалл  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$  лазерного излучения с  $\lambda = 488$  нм приведены на

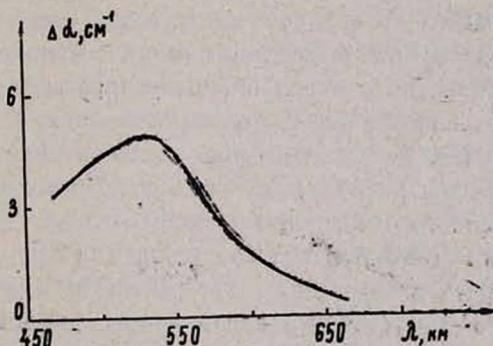


Рис. 3. Спектр изменения коэффициента поглощения ( $\Delta \alpha$ ) в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$  после облучения светом на длине волны 488 нм

рис. 3. Видно, что воздействие лазерного излучения приводит к появлению широкой дополнительной полосы поглощения, включающей длину волны наводящего излучения. Спектр  $\Delta \alpha$  качественно не зависит

от длины волны наводящего излучения (при длине волны наводящего излучения меньше 550 нм), но наибольшая чувствительность наблюдается при освещении в полосе поглощения  $Fe^{2+}$  в ниобате лития. Из приведенной на рис. 4 зависимости стационарного значения коэффициента поглощения на длине волны наводящего излучения ( $\lambda = 488$  нм) от интенсивности света видно, что ФХЭ обладает существенной не-

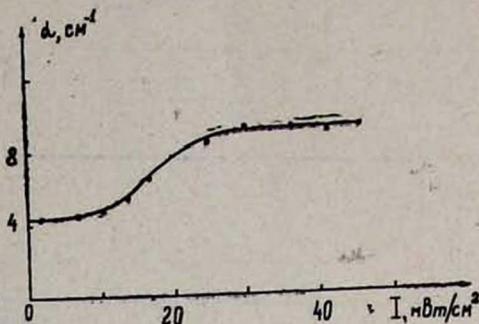


Рис. 4. Зависимость стационарного значения коэффициента поглощения от интенсивности света на длине волны 488 нм.

линейностью (порогом) по интенсивности света, что очень важно для использования ФХЭ в системах оптической обработки информации.

Совокупность полученных экспериментальных данных указывает на то, что механизм фотохромного эффекта существенно отличается от известного механизма фоторефрактивного эффекта и не связан с образованием в кристалле электрического поля пространственного заряда, как при ФРЭ (это следует, в частности, из различия времен релаксации). В [4,5] была предложена качественная модель ФХЭ в кристаллах ниобата лития с двойным легированием, основанная на перезарядке примесных центров различных типов. В настоящей работе проведено подробное математическое исследование модели ФХЭ. Для конкретности мы рассмотрим ансамбль, состоящий из очень большого числа атомов  $Fe$  и  $Cu$ . Известно [6], что в  $LiNbO_3$  существенны два валентных состояния примеси железа ( $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ ) и два валентных состояния примеси меди ( $Cu^+$  и  $Cu^{2+}$ ). Поглощая квант света, электрон с  $Fe^{2+}$  может перейти в зону проводимости, образовав центр  $Fe^{3+}$ . Электрон, находящийся в зоне проводимости, может захватиться центром  $Fe^{3+}$ , образовав центр  $Fe^{2+}$ . Аналогичные процессы могут иметь место для переходов  $Cu^+ \leftrightarrow Cu^{2+} + e^-$ . Известно также, что величина коэффициента поглощения в видимой области спектра в кристалле  $LiNbO_3 : Fe (LiNbO_3 : Cu)$  определяется отношением  $Fe^{2+} / Fe^{3+} (Cu^+ / Cu^{2+})$ .

На рис. 5 приведена схема взаимного расположения уровней, обусловленных центрами железа и меди, взятая из работ [7,8], а также

из спектров поглощения кристаллов с одной примесью. Примем, что  $G_1(G_2)$  и  $R_1(R_2)$  — сечения поглощения и скорости рекомбинации для примесных центров  $Fe(Cu)$ . Концентрацию центров железа обозначим через  $N_1$ , меди через  $N_2$ , а полное число электронов на уровнях 1 и 2 обозначим  $n$ . Ясно, что уровни заполнены лишь частично, то есть

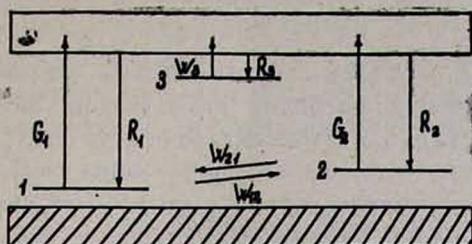


Рис. 5. Расположение энергетических уровней примесных центров железа и меди в ниобате лития.

$n < (N_1 + N_2)$ . Количество электронов на уровнях 1 и 2 обозначим через  $n_1$  и  $n_2$ , а в зоне проводимости через  $n_0$ . В отсутствие освещения в зоне проводимости электронов нет, все электроны распределены некоторым образом по центрам  $Fe$  и  $Cu$ . В пределе комнатных температур ( $kT < E$ ) предполагается наличие некоторого механизма, устанавливающего равновесное распределение электронов между уровнями  $Fe$  и  $Cu$ . Переходы между уровнями  $Cu$  и  $Fe$  могут происходить с излучением фонона. Скорость такого процесса  $W_{21}$  достаточно мала, что обуславливает большие наблюдаемые времена темновой релаксации. Скорость обратного процесса  $W_{12}$  еще меньше ( $W_{12} \ll W_{21}$ ), поскольку такой процесс идет с поглощением фононов:  $W_{12} = W_{21} \exp(-E/kT)$ . Именно скоростью  $W_{21}$  и определяется время релаксации ФХЭ, отличное от времени релаксации фоторефракции.

Таким образом, качественно механизм ФХЭ можно описать следующим образом: под действием света электрон с  $Fe^{2+}$  переходит в зону проводимости, а затем захватывается центром  $Cu^{2+}$ , образуя центр  $Cu^+$ . Тем самым в кристалле меняется отношение  $Cu^+/Cu^{2+}$ . А как было показано в [6], увеличение отношения  $Cu^+/Cu^{2+}$  приводит к значительному увеличению коэффициента поглощения кристалла ниобата лития (в [6] изменение отношения  $Cu^+/Cu^{2+}$  достигалось путем отжига в соответствующей атмосфере). Приведенное в [6] спектральное распределение дополнительного поглощения за счет увеличения отношения  $Cu^+/Cu^{2+}$  достаточно хорошо совпадает со спектром дополнительного поглощения при ФХЭ, приведенным на рис. 3. Это означает, что дополнительное поглощение при ФХЭ действительно в основном обусловлено центром  $Cu^+$ . Кстати, именно поэтому происходит быстрая релаксация ФХЭ при воздействии света с длиной волны 632 нм, поскольку эта длина волны хорошо поглощается центрами  $Cu^+$  и очень слабо — примесью железа (рис. 1 и 3).

Изложенная выше модель ФХЭ описывается следующей системой уравнений:

$$dn_1/dt = -G_1 I n_1 + R_1 (N_1 - n_1) n_0 + W_{21} (N_1 - n_1) n_2 - W_{12} (N_2 - n_2) n_1, \quad (1)$$

$$dn_2/dt = -G_2 I n_2 + R_2 (N_2 - n_2) n_0 + W_{11} (N_2 - n_2) n_1 - W_{21} (N_1 - n_1) n_2, \quad (2)$$

$$n = n_1 + n_2 + n_0. \quad (3)$$

При условии пренебрежения диффузией электронов из освещенной области и фотовольтаическим током можно считать, что  $n = \text{const}$ . Примем также, что  $n_0 \ll n$  (концентрация фотоэлектронов очень мала). Коэффициент поглощения определим в виде  $\alpha = G_1 n_1 + G_2 n_2$  и будем искать зависимость стационарного значения  $\alpha$  от интенсивности света  $I$ . Система нелинейных уравнений (1)–(3) в стационарном случае ( $\dot{n}_1 = \dot{n}_2 = 0$ ) аналитически не решается, но некоторые качественные выводы можно сделать, рассмотрев предельные случаи. В предельном случае  $W_{12} = W_{21} = 0$  (отсутствие механизма темнового перераспределения электронов)  $\alpha$  не зависит от интенсивности света и определяется отношением  $(G_2 R_1 / G_1 R_2)$ . Если же  $W_{21}$  и  $W_{12}$  не равны нулю, то в пределе ( $I \rightarrow \infty$ )  $\alpha$  по-прежнему определяется отношением  $(G_2 R_1 / G_1 R_2)$ . В случае же малых интенсивностей ( $I \rightarrow 0$ ) стационарное значение  $\alpha$  определяется отношением  $W_{21} / W_{12}$ . Таким образом, при увеличении интенсивности света от нуля до бесконечности через интенсивность порядка  $NW/G$  происходит перестройка коэффициента поглощения  $\alpha$ , так как часть электронов ( $\Delta$ ) переходит с уровня 1 на уровень 2. При этом

$$\Delta \alpha = [G_1 (n_1 - \Delta) + G_2 (n_2 + \Delta)] - [G_1 n_1 + G_2 n_2] = (G_2 - G_1) \Delta. \quad (4)$$

Ясно, что знак  $\Delta \alpha$  зависит от соотношения  $G_1$  и  $G_2$ . В данном случае  $G_2 > G_1$ , то есть, при ФХЭ происходит увеличение коэффициента поглощения. На длине волны 632 нм (после предварительного облучения кристалла на длине волны 483 нм) ситуация обратная, и согласно (1)–(3), реально происходит просветление кристалла. Этот вывод подтверждается кривой 3 на рис. 2.

Полученная при численном расчете на ЭВМ из выражений (1)–(3) зависимость  $\alpha = f(I)$  представлена на рис. 6 (кривая 1). Видно, что коэффициент поглощения, как и следовало из качественных рассуждений, зависит уже от интенсивности света  $I$ , то есть, предложенная модель приводит к фотохромному эффекту. Однако характер полученной зависимости не совпадает с экспериментальной кривой, приведенной на рис. 4. Описанная система из двух типов центров не может привести к перегибу зависимости  $\alpha$  от интенсивности света.

Одним из возможных механизмов перегиба при ФХЭ может быть наличие дополнительного уровня захвата электронов, то есть, ловушек. Эти неглубокие ловушки расположены у дна зоны проводимости, что допускает тепловое возбуждение в зону проводимости при комнатной температуре. Концентрация неглубоких ловушек  $N_3$  достаточно мала (менее 10% от концентрации примесей меди и железа). Мате-

матически добавление третьего уровня выражается добавлением к системе уравнений (1)—(3) еще одного уравнения:

$$dn_3/dt = -W_3 n_3 + R_3 (N_3 - n_3) n_0, \quad (5)$$

где  $n_3$  — степень заполнения ловушек,  $W_3$  — вероятность теплового возбуждения, а  $R_3$  — скорость рекомбинации на ловушки.

Численное решение системы уравнений (1)—(3) и (5) позволяет получить зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от интенсивности света, наводящего фотохромный эффект (кривая 2 на рис. 6), которая качественно совпадает с экспериментальной зависимостью (рис. 4).

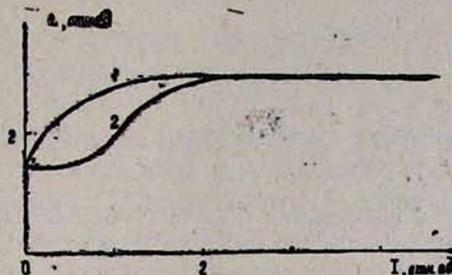


Рис. 6. Расчетные кривые зависимости коэффициента поглощения от интенсивности света: 1—для системы балансных уравнений (1)—(3), 2—для системы уравнений (1)—(3), (5).

Таким образом, экспериментально обнаруженные особенности проявления фотохромного эффекта достаточно хорошо объясняются в рамках предложенной балансной модели. В то же время в модели используется фоновое взаимодействие между примесями, а при равномерном распределении примесей вероятность взаимодействия между примесными центрами (по крайней мере, фоновое) крайне мала. Следовательно, фотохромный эффект в кристаллах ниобата лития обусловлен также особенностями легирования сочетанием примесей; в частности, неравномерным вхождением двойных примесей в кристалл.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Phillips W., Amodel J. J. RCA Review, **33**, 94 (1972).
2. Kurz H., Kratzig E., Keune W. Appl. Phys. Lett., **12**, 355 (1977).
3. Staebler D. L., Phillips W. Appl. Phys. Lett., **24**, 268 (1974).
4. Вартамян Э. С., Овсепян Р. К., Погосян А. Р. Кристаллография, **35**, 900 (1990).
5. Avanesyan G. T., Vartanyan E. S. et al. Phys. Stat. Sol. (a), **126**, 245 (1991).
6. Kratzig E., Orlowski R. Ferroelectrics, **27**, 241 (1980).
7. Glass A. M., von der Linde D., Negran T. J. Appl. Phys. Lett., **24**, 233 (1974).
8. Staebler D. L., Phillips W. Appl. Optics, **13**, 808 (1974).

ՏՈՏՈՐՐՈՄ ԷՅԵԿՏԻ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ  
ԵՐԿԵԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈԲԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Գ. Տ. ԱՎԱՆԵՍՅԱՆ, Է. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Բ. Ս. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ,  
Բ. Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ա. Բ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է ֆոտոքրոմ էֆեկտը երկխառնուրդային  $Fe:Cu$  և  $Fe:Mn$  ներմտծված, լիթիումի նիոբատի բյուրեղներում: Դիտված օրինաչափությունները բացատրվում են առաջարկվող հաշվեկշռային մոդելով, որը հիմնված է տարբեր տիպի խառնուրդային կենտրոնների միջև վերալիցքավորման վրա:

MECHANISM OF PHOTOCROMIC EFFECT IN DOUBLE DOPED  
LITHIUM NIOBATE CRYSTALS

G. T. AVANESYAN, E. S. VARTANYAN, R. S. MIKAELYAN,  
R. K. HOVSEPYAN, A. R. POGOSYAN

Experimental study of photochromic effect in  $LiNbO_3$  crystals codoped with  $Fe:Mn$  and  $Fe:Cu$  has been carried out. To account for the observed effects a balance model based on the charge transfer between different types of impurity centers is proposed.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, вып. 1, 24—30 (1993)

УДК 621. 382. 2

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА  
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ  $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА

Գ. Տ. ԿԱՐԱԿՅԱՆ, Ա. Ա. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ի. Ր. ՕԳԱՆՅԱՆ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 сентября 1991 г.)

Теоретически показано существование и экспериментально доказано наличие точки максимума на траекториях точек срыва коллекторных переходов четырех- и пятислойных полупроводниковых структур.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большую часть проблем современной электроники и вычислительной техники можно решить путем использования полупроводниковых многослойных структур. Обобщенная теория многослойных неоднородных полупроводниковых структур (МНПС) приводится в работах [1—3]. Эта теория позволяет достаточно полно проанализировать свойства ВАХ электронно-дырочных переходов МНПС при разных механизмах токопрохождения. В частности, объясняется наличие максимума на зависимости траектории точки срыва напряжения от тока управления  $j_{cp} = j_{cp}[V_{cp}(j_y)]$  (где  $j_{cp}$  и  $V_{cp}$ —ток и напряжение срыва прибора,  $j_y$ —ток управления прибора,

ՏՈՏՈՐՐՈՄ ԷՅԵԿՏԻ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ  
ԵՐԿԵԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈԲԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Գ. Տ. ԱՎԱՆԵՍՅԱՆ, Է. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ր. Ս. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ,  
Ռ. Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ա. Ռ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է ֆոտոքրոմ էֆեկտը երկխառնուրդային  $Fe:Cu$  և  $Fe:Mn$  ներմտծված, լիթիումի նիոբատի բյուրեղներում: Դիտված օրինաչափությունները բացատրվում են առաջարկվող հաշվեկշռային մոդելով, որը հիմնված է տարբեր տիպի խառնուրդային կենտրոնների միջև վերալիցքավորման վրա:

MECHANISM OF PHOTOCROMIC EFFECT IN DOUBLE DOPED  
LITHIUM NIOBATE CRYSTALS

G. T. AVANESYAN, E. S. VARTANYAN, R. S. MIKAELYAN,  
R. K. HOVSEPYAN, A. R. POGOSYAN

Experimental study of photochromic effect in  $LiNbO_3$  crystals codoped with  $Fe:Mn$  and  $Fe:Cu$  has been carried out. To account for the observed effects a balance model based on the charge transfer between different types of impurity centers is proposed.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, вып. 1, 24—30 (1993)

УДК 621. 382. 2

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА  
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ  $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА

Г. С. КАРАЯН, А. А. МАКАРЯН, А. Г. МАНУКЯН, И. Р. ОГАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 сентября 1991 г.)

Теоретически показано существование и экспериментально доказано наличие точки максимума на траекториях точек срыва коллекторных переходов четырех- и пятислойных полупроводниковых структур.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большую часть проблем современной электроники и вычислительной техники можно решить путем использования полупроводниковых многослойных структур. Обобщенная теория многослойных неоднородных полупроводниковых структур (МНПС) приводится в работах [1—3]. Эта теория позволяет достаточно полно проанализировать свойства ВАХ электронно-дырочных переходов МНПС при разных механизмах токопрохождения. В частности, объясняется наличие максимума на зависимости траектории точки срыва напряжения от тока управления  $j_{cp} = j_{cp}[V_{cp}(j_y)]$  (где  $j_{cp}$  и  $V_{cp}$ —ток и напряжение срыва прибора,  $j_y$ —ток управления прибора,

который может быть и фототоком), полученной экспериментально для пяти- и шестислойных структур в работах [4, 5].

Теоретически существование этого максимума объясняется тем, что с ростом тока управления структуры лавинный механизм токопрохождения уступает место тепловому и омическому механизмам, при которых, в отличие от лавинного, ток срыва при возрастании тока управления монотонно убывает. Однако из-за недостатка необходимых опытных данных количественное сравнение теории и эксперимента до сих пор осуществить не удалось. Поэтому такое объяснение существования максимума носило лишь гипотетический характер, экспериментальные же исследования в этом направлении могли бы дать результаты, подтверждающие теорию. Так как тип управляющего сигнала (электрический, оптический) не играет никакой роли в вышеуказанном явлении, то целесообразно проведение экспериментов при оптическом воздействии на структуру (во избежание влияния гальванических связей). Помимо этого, преследовалась также цель получить новые приборы оптоэлектроники.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные исследования проводились на структурах двух типов—четырёх- и пятислойных, что обусловлено простотой технологии изготовления этих структур, относительной лёгкостью измерения их исходных параметров и необходимых электрических характеристик, а также точностью методов сравнения теоретических и экспериментальных результатов.

Структуры изготавливались методами диффузионной технологии. Для четырёхслойных структур применялась технология изготовления обычных тиристоров. Пятислойные структуры изготавливались путём последовательной двусторонней диффузии бора и фосфора в кремний *n*-типа. Перед диффузией фосфора делалась фотолитография, чтобы снять управляющий вывод с четвертой базы структуры. Этот вывод необходим для измерения исходных параметров структуры методом, предложенным в работе [6], и измерения электрических характеристик ее отдельных частей. Для управления структур оптическим сигналом на их соответствующих базах сделаны окна. До изготовления структур предварительно проводился расчёт их технологических исходных параметров (ИП), обеспечивающих структурам необходимые свойства: в частности, протекание в них процессов, которые обеспечивали бы возникновение максимума на зависимости  $j_{ср} = j_{ср}[V_{ср}(j_y)]$ .

Для структур обоих типов измерялись вольт-ёмкостные характеристики переходов, ВАХ отдельных коллекторных переходов (в случае пятислойных структур), семейства ВАХ структур при различных значениях потока светового излучения, падающего на их соответствующие базы, и при разных источниках света (когерентный, некогерентный).

Результаты эксперимента приводятся здесь лишь частично, так как некоторые из них приведены в наших предыдущих работах [6,7].

На рис. 1 дано типичное семейство ВАХ (включая и темновую ВАХ—кривая 1) одной из четырехслойных структур при разной интенсивности освещения светодионом АЛ107А ( $\lambda=0,9-1,2$  мкм).

Анализ полученных экспериментальных результатов убеждает в том, что траектория точки срыва напряжения имеет максимум. Измерены координаты этого максимума на плоскости ( $j, V$ ). На рис. 2 приведена траектория точки срыва напряжения последнего коллекторного перехода пятислойной структуры. На семействе ВАХ четырехслойной структуры (рис. 1) эта траектория показана пунктирной линией.

Проведено измерение ИП структур с целью их сравнения с расчетным набором ИП. Установлено, что свойства ВАХ не зависят ни от типа управляющего сигнала (электрический или оптический), ни от типа источника освещения (когерентный, некогерентный).

На основе развитой в [1—3] теории проведен расчет необходи-

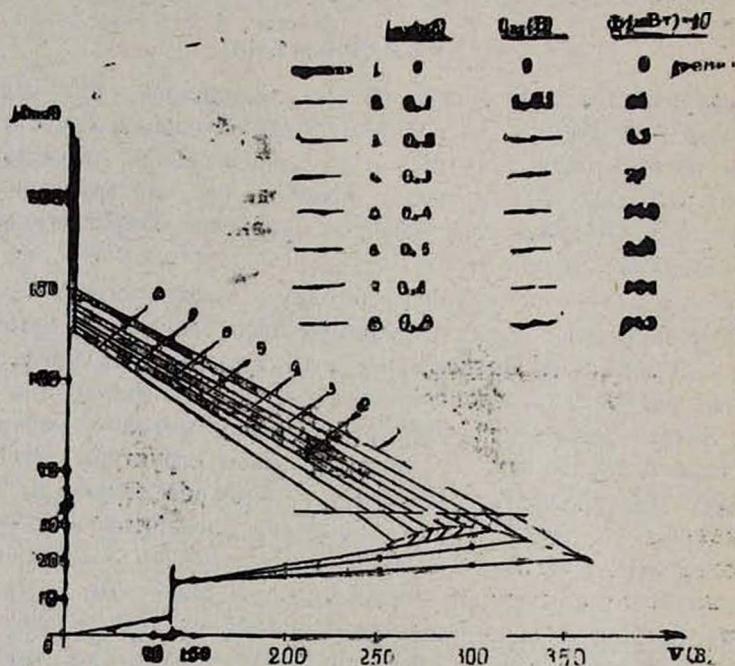


Рис. 1. Типичное семейство ВАХ четырехслойной структуры при различных значениях входных параметров (тока  $I_{вх}$  и напряжения  $U_{вх}$  и соответствующих им величин потока излучения  $\Phi$  светодиода АЛ107А.

мых характеристик рассматриваемых структур. Путем подстановки опытных значений ИП проводилось количественное сравнение соответствующих экспериментальных и теоретических характеристик, получено удовлетворительное согласие.

Для пятислойных структур, кроме проверки существования максимума на траектории точки срыва напряжения, исследовалось так-

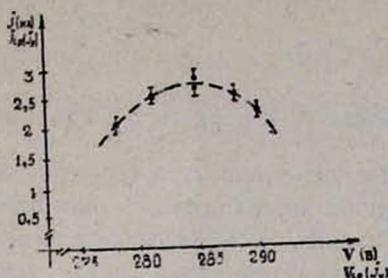


Рис. 2. Траектория точки срыва напряжения последнего коллекторного перехода пятислойной структуры.

же влияние эффекта плазменно-полевого взаимодействия (ЭППВ) на значение этого максимума.

### 3. ТЕОРИЯ

Модели рассматриваемых структур показаны на рис. 3.

Чтобы избежать повторения, рассмотрим лишь четырехслойную структуру, а для пятислойных структур приведем лишь отличающиеся конечные результаты.

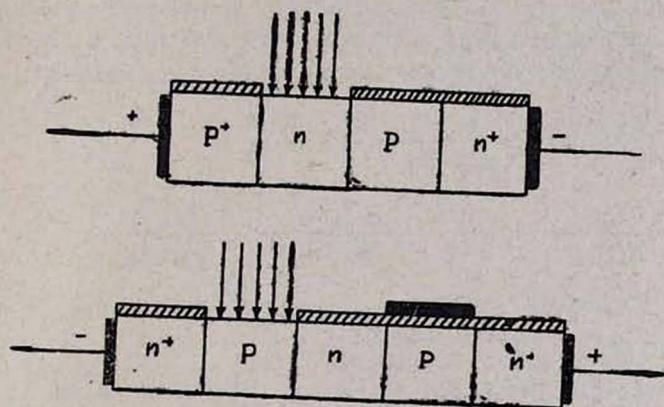


Рис. 3. Модели рассматриваемых структур.

Семейство ВАХ четырехслойной структуры с оптическим управлением (тиристорная оптопара) описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} j = i_1(e^{V_1} - 1) + \beta_2 i_1(1 - e^{-V_2}) + i_1 \delta_1 e^{\frac{V_1}{2}} - j_{y_1}, \\ j(1 - m_2) = \beta_2 i_1(e^{V_1} - 1) + \beta_2 i_3(e^{V_2} - 1) + \Theta_2(1 - e^{-V_2}) + \varphi_2 + j_{y_2}, \\ j = i_3(e^{V_3} - 1) + \beta_3 i_3(1 - e^{-V_3}). \end{cases} \quad (1)$$

(Напряжения на переходах измеряются в единицах  $\frac{kT}{e}$ ). Здесь  $V_k$  — напряжение на  $k$ -ом переходе,  $i_k$  и  $\Theta_k$  — токи насыщения  $k$ -го эмиттерного и коллекторного переходов.  $\beta_k$  — коэффициент передачи носителей по  $k$ -й базе,  $\delta_1$  и  $m_2$  — коэффициенты объемной рекомбинации и лавинного умножения эмиттерного и коллекторного переходов соответственно,  $\varphi_2$  — плотность тока, обусловленного внутренними процессами коллектора, а

$$j_{y_1} = \frac{eL_2 g_0}{\text{sh} \frac{W_2}{L_2}} \cdot \frac{\text{ch} \frac{W_2}{L_2} - 1}{(1 + \beta_2 i_1 a_2)} \quad \text{и} \quad j_{y_2} = \frac{eL_2 g_0 \beta_2 i_1}{\text{sh} \frac{W_2}{L_2} i_{c2}} \left( \text{ch} \frac{W_2}{L_2} - 1 \right)$$

есть плотности тока электронно-дырочных пар, рожденных под влиянием оптического излучения в объеме второй базы со скоростью  $g_0$  и с длиной диффузионного пробега  $L_2$ ;  $W_2$  — ширина этой базы. Принимается, что в эмиттерных переходах нет омических утечек, в третьем переходе пренебрежимо мала рекомбинация носителей. Управляющий поток фотонов попадает во вторую квазинейтральную базу.

Из системы (1) нетрудно получить выражения для зависимостей тока и напряжения срыва коллекторного перехода от величины фототока  $j_{y_1}$ , продифференцировав которые по  $j_{y_1}$ , получим:

$$\begin{aligned} \frac{dV_{\text{ср}}}{dj_{y_1}} &= - \frac{\beta_0 + \beta_2}{\varphi_2 + m_2 j_{\text{ср}}} > 0, \\ \frac{dj_{\text{ср}}}{dj_{y_1}} &= -1 + \frac{i_1 \delta_1^2}{2} \cdot \frac{\beta_2 m_2'}{(\beta_2^* + m_2)^2} \cdot \frac{\beta_2 + \beta_3}{\varphi_2 m_2' j_{\text{ср}}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_0 &\equiv \frac{j_{y_2}}{j_{y_1}} = \frac{\beta_2 i_1 (1 + \beta_2 i_1 a_2)}{i_{c2}} > 0, \\ \beta_2^* &= \beta_2 + \beta_3 - 1 > 0. \end{aligned}$$

Из (2) следует, что если  $j_{\text{ср}} > j_{\text{кр}}$ , то  $dj_{\text{ср}}/dj_{y_1} < 0$  и с ростом  $j_{y_1}$  точка срыва на плоскости  $(j, V)$  приближается к началу координат. Если же  $j_{\text{ср}} < j_{\text{кр}}$ , то  $dj_{\text{ср}}/dj_{y_1} > 0$  и точка срыва перемещается вверх по оси  $Oj$  и вниз по оси  $OV$ . Значение  $j_{\text{кр}}$  определяется из уравнения

$$\varphi_2 + m_2' j_{\text{ср}} = \frac{i_1 \delta_1^2}{2} \frac{\beta_2 m_2'}{(\beta_2^* + m_2)^2} (\beta_0 + \beta_2) \quad (3)$$

При заданном механизме токопрохождения через переход, т. е., при известных  $\varphi_2(V)$  и  $m_2(V)$  уравнение (3) можно решить либо аналити-

чески, либо численно на ЭВМ и найти соответствующее значение тока  $j_{y1}^{кр}$ , при котором траектория точки срыва напряжения имеет максимум.

В случае пятислойной структуры с  $\beta_2^* = \beta_2 + \beta_3 - 1 > 0$ ,  $\delta_3 = 0$ ,  $r_1 = r_3 = \infty$  для траектории точки срыва напряжения на четвертом переходе значения тока срыва  $j_{4cp}$  и  $j_{y1}^{кр}$  определяются из следующих соотношений:

$$j_{4cp} = \frac{i_1 \delta_1^2}{4} \cdot \frac{1}{\gamma_1 \gamma_2} \left[ \left( \frac{\gamma_1 \gamma_5}{m_4 \hat{\beta}_4} \right)^2 - 1 \right] - \frac{\gamma_3}{\gamma_1} j_{y1}, \quad (4)$$

$$\varphi_4 + m_4 j_{4cp} = \frac{i_1 \delta_1^2}{2 \gamma_1 \gamma_2} \cdot \frac{\gamma_1^2 \gamma_5^2}{(m_4 + \hat{\beta}_4)^3} \cdot m_4 \cdot \left[ \frac{\gamma_1 \gamma_5}{\gamma_3} (\beta_2 + \beta_0) - (m_4 + \hat{\beta}_4) \right].$$

Здесь

$$\gamma_1 = 1 - \frac{\beta_2 i_1 (1 - \beta_3)}{\Theta_2 - \beta_3^2 i_3}; \quad \gamma_2 = 1 - \frac{\beta_3^2 i_1}{\Theta_2 - \beta_3^2 i_3}; \quad \gamma_3 = 1 - \frac{\beta_2 i_1 (1 - \beta_3)}{\Theta_2 - \beta_3^2 i_3};$$

$$\gamma_5 = \frac{\beta_2 \beta_3 \beta_4 i_3}{\Theta_2^*}; \quad \hat{\beta}_4 = \frac{\beta_4 (\Theta_2 - \beta_3^2 i_1)}{\Theta_2^*}; \quad \Theta_2^* = \Theta_2 - \beta_3^2 i_1 - \beta_3^2 i_3,$$

$m_4$  — коэффициент лавинного умножения четвертого коллекторного перехода,  $\varphi_4$  — плотность тока, обусловленного внутренними процессами этого перехода,  $r_1$  и  $r_3$  — сопротивления омических шунтов первого и третьего эмиттерных переходов.

Как видно из (4), те же зависимости от  $j_{y1}$ , характерных токов и напряжений сохраняются также и для четвертого перехода пятислойной структуры, что свидетельствует о сохранении информации, переносимой ЭППВ из одной области в другую несоседнюю область структуры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авакянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 402 (1974).
2. Караян Г. С., Джереджян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 487 (1977).
3. Avakyan G. M., Karayan H. S., Dzheredzhyan A. A. and Manukyan A. G. Physica Status Solidi (a), 62, 547 (1980).
4. Грехов И. В., Думаневич А. Н., Евсеев Ю. А., Крылов Л. Н., Лебедев Ан. А., Липшичук И. А., Уваров А. И., Тучкевич В. М., Челников В. Е., Шуман В. Б., Якивчук Н. И. Физика р-п-переходов. Рига, 540 (1966).
5. Грехов И. В., Шуман В. Б. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, /сб. ст./ Ленинград, 202 (1969).
6. Джереджян А. А., Манукян А. Г., Гюрджян Б. М., Караян Г. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 257 (1984).
7. Авакянц Г. М., Караян Г. С., Манукян А. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 361 (1983).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ  
p-n- ԱՆՑՄԱՆ ԷԼԷԿՏՐԱԶԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Հ. Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ի. Ռ. ՕԶԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն ցույց է տրված և փորձնականորեն ապացուցված է, որ թառաշերտ և հնգաշերտ կիսահաղորդչային կառուցվածքների կոլեկտորային անցման լարման խզման կետի հետադիժը ունի մաքսիմում, որի դատճառը հաղորդականության հեղեղային մեխանիզմի փոխվելն է շերտային և օմանական մեխանիզմների:

INFLUENCE OF OPTICAL RADIATION ON THE  
CONDUCTIVITY OF p-n-TRANSITION

H. S. KARAYAN, A. H. MAKARYAN, A. H. MANUKYAN, I. R. OHANYAN

The existence of maximum on the trajectories of breakaway points of collector junctions of four- and five-layer semiconductor structures was theoretically predicted and experimentally observed.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 30—34 (1993)

УДК 539.1.074:537:538.8

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ  
ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО CsI  
В ВОДОРОДНОЙ СРЕДЕ

Г. А. АРУТЮНЯН, С. А. ЧОБАНЯН, Р. А. МНАЦАКАНЯН, Г. Б. РОСТОМЯН

Институт химической физики НАН РА, НТК «Химфизика»

С. М. ГУКАСЯН, А. А. ШАГИНЯН, Э. С. МАРТИРОСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН РА

(Поступила в редакцию 25 февраля 1992 г.)

Для понижения гигроскопичности и стабилизации электрофизических параметров пористый CsI обрабатывался низкотемпературной плазмой в среде водорода. Исследования показали, что метод является эффективным для получения стабильных параметров CsI, применяемого в электронных умножителях.

На основе явления дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках [1] созданы умножители электронов (ЭУ), обладающие высоким быстродействием ( $\sim 10^{-11}$  с) и координатным разрешением ( $\sim 10^{-3}$  см). Такие умножители можно применять взамен микроканальных пластин или диодных систем фотоэлектронных умножителей, для создания плоских экранов или детекторов ионизирующего излучения и т. д. [2,3]. В качестве диэлектриков обычно используются щелочно-галогенные кристаллы (ЩГК), пористость которых обеспечива-

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ  
p-n- ԱՆՑՄԱՆ ԷԼԷԿՏՐԱԶԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Հ. Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ի. Ռ. ՕԶԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն ցույց է տրված և փորձնականորեն ապացուցված է, որ թառաշերտ և հնգաշերտ կիսահաղորդչային կառուցվածքների կոլեկտորային անցման լարման խզման կետի հետադիժը ունի մաքսիմում, որի դատճառը հաղորդականության հեղեղային մեխանիզմի փոխվելն է շերտային և օմանական մեխանիզմների:

INFLUENCE OF OPTICAL RADIATION ON THE  
CONDUCTIVITY OF p-n-TRANSITION

H. S. KARAYAN, A. H. MAKARYAN, A. H. MANUKYAN, I. R. OHANYAN

The existence of maximum on the trajectories of breakaway points of collector junctions of four- and five-layer semiconductor structures was theoretically predicted and experimentally observed.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 30—34 (1993)

УДК 539.1.074:537:538.8

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ  
ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО CsI  
В ВОДОРОДНОЙ СРЕДЕ

Г. А. АРУТЮНЯН, С. А. ЧОБАНЯН, Р. А. МНАЦАКАНЯН, Г. Б. РОСТОМЯН

Институт химической физики НАН РА, НТК «Химфизика»

С. М. ГУКАСЯН, А. А. ШАГИНЯН, Э. С. МАРТИРОСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН РА

(Поступила в редакцию 25 февраля 1992 г.)

Для понижения гигроскопичности и стабилизации электрофизических параметров пористый CsI обрабатывался низкотемпературной плазмой в среде водорода. Исследования показали, что метод является эффективным для получения стабильных параметров CsI, применяемого в электронных умножителях.

На основе явления дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках [1] созданы умножители электронов (ЭУ), обладающие высоким быстродействием ( $\sim 10^{-11}$  с) и координатным разрешением ( $\sim 10^{-3}$  см). Такие умножители можно применять взамен микроканальных пластин или диодных систем фотоэлектронных умножителей, для создания плоских экранов или детекторов ионизирующего излучения и т. д. [2,3]. В качестве диэлектриков обычно используются щелочно-галогенные кристаллы (ЩГК), пористость которых обеспечива-

ется путем осаждения из газовой фазы в атмосфере сухого инертного газа. Вместе с тем, полученный таким образом ЩГК, в частности, CsI очень гигроскопичен, что является серьезным препятствием при его использовании в качестве ЭУ, т. к. поглощение влаги приводит к его существенному изменению и тем самым к изменению первоначальных физических параметров. Общепринятым способом устранения этого недостатка является полная изоляция ЭУ от атмосферы при изготовлении и герметизации датчика в целом. Но такой подход усложняет технологию и к тому же ненадежен, т. к. даже незначительное проникновение атмосферного воздуха в корпус приводит в негодность ЭУ. Обойти эти трудности можно было бы путем стабилизации структуры ЩГК. Например, в работах [4,5] кристаллы ЩГК обрабатывались в инертной среде при 400—600°C, что приводило к стабилизации его параметров. Однако применение этого метода к пористым системам приводит к их деструкции из-за геометрической неоднородности.

Работы последних лет по выявлению закономерностей воздействия атомов и радикалов с поверхностью твердых тел, в том числе и с ЩГК, показали, что такое взаимодействие приводит к существенному изменению состояния и свойств контактирующей поверхности [6—8]. Характерно, что в ходе таких процессов уже при низких температурах происходит также пассивация активных центров поверхности.

В настоящей работе поставлена задача исследовать низкотемпературную плазмохимическую обработку пористого CsI в атмосфере водорода с целью уменьшения его гигроскопичности и стабилизации электрофизических параметров.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Пористый йодид цезия осаждался непосредственно на катодную мелкоструктурную сетку, являющуюся элементом многопроволочного диэлектрического детектора (МДД) [2]. Плазмохимическая обработка проводилась на импульсно-статической вакуумной установке. Водород из резервуара подавался импульсами в специально сконструированный реактор объемом 500 см<sup>3</sup>. Первоначальное давление водорода в реакторе было 1 Торр. Температура реактора была комнатная. Генерация ВЧ-излучения с частотой 40 мГц осуществлялась с помощью генератора «Экран-1». Удельная поверхность пористого CsI измерялась с помощью адсорбции аргона методом БЭТ на установке «Газохром-1». Аргон и газ-носитель гелий предварительно осушивались с помощью силикагелевых ловушек и жидкого азота. Точность измерения удельной поверхности составляла  $\pm 0,1 \text{ м}^2/\text{г}$ . Инфракрасные спектры записывались на спектрометре UR—20.

Пористый CsI, будучи сильно гигроскопичным [9], при контакте с атмосферой поглощает влагу и, агрегируя, уменьшается по толщине. На рис. 1а показано относительное уменьшение толщины, измеренное

с помощью микроскопа МБИ—3. На рис. 1б и в показано изменение толщины слоя, обработанного атомарным водородом в течение 5 и 10 минут соответственно. Как видно из рисунка, при обработке в течение 5 мин. толщина уменьшается на 5—7% и стабилизируется, а в случае 10-минутной обработки уменьшение толщины не наблюдается

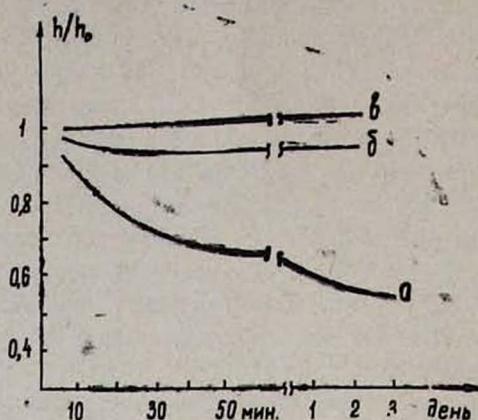


Рис. 1. Уменьшение толщины слоя испаренного йодида цезия со временем: а) необработанный; б) обработанный атомарным водородом в течение 5 мин.; в) обработанный атомарным водородом в течение 10 мин.

в течение достаточно долгого времени. Удельная поверхность свежеосажденного образца равна  $1,7 \text{ м}^2/\text{г}$ . После обработки атомарным водородом она меняется незначительно и равна  $1,5 \text{ м}^2/\text{г}$ . Такое изменение указывает на слабую агрегацию частиц. Если принять, что ЦГК имеют кубическую форму, то исходя из величины удельной поверхности их средний размер имеет величину  $\sim 1 \text{ мкм}$ . Следует отметить, что эта величина попадает в диапазон, приведенный авторами [10]. По данным этой работы, основное распределение частиц находится в интервале от 1 мкм до нескольких сот мкм.

На рис. 2 представлено инфракрасное светорассеяние пористого CsI в области 5—10 мкм, где он не имеет собственного поглощения. Как известно [11], величина рассеянного светового потока  $W$  определяется соотношением  $W = 1/\lambda^2 P$ , где  $\lambda$  — длина волны, а  $P$  — некая величина, обратно зависящая от размера рассеивающих частиц. При данной длине волны светорассеяние будет тем больше, чем больше размеры частиц. Исходя из этого следует (рис. 1а, б, в), что старение осажденного образца на воздухе приводит к агрегации частиц. Обработка атомарным водородом приводит к слабой агрегации, которая

со временем не меняется (рис. 2г). Можно предположить, что влияние атомарного водорода сводится к уменьшению концентрации и

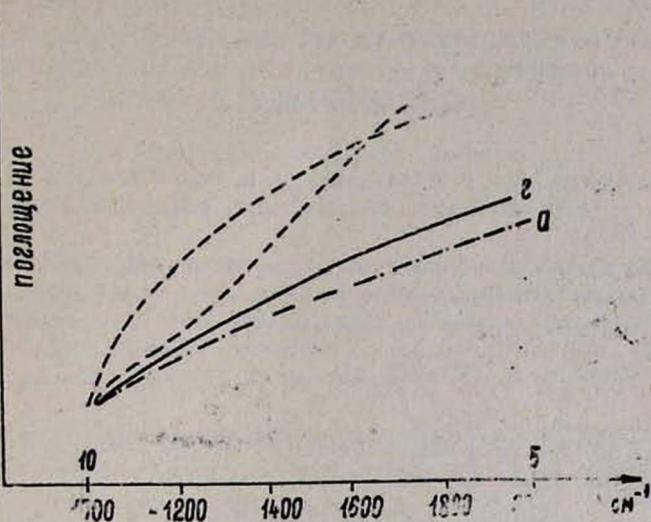


Рис. 2. Влияние старения на ИК-светорассеяние образцов: а) свежий образец; б) через 24 часа; в) через 60 дней; г) обработанный атомарным водородом образец через 24 часа.

пассивации мелкодисперсных высокоактивных центров, на которых происходит первоначальная адсорбция воды.

Таким образом, из полученных данных следует, что предложенный низкотемпературный плазмохимический метод обработки пористого ЩГК является новым и эффективным методом стабилизации электрофизических параметров ЩГК и тем самым существенно упрощает технологию их применения в качестве ЭУ в приборах.

Авторы признательны А. Р. Мкртчяну за постановку задачи и организацию работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гукасян С. М. Препринт ЕФИ—640 (30) 1983 г.
2. Гукасян С. М. Авт. свид. СССР № 795206.
3. *Gukasian S. M., Kavalov R. L., Lorikian M. P.* N. I. M., 171, 469 (1980).
4. Авт. свид. СССР № 823475.
5. Яп. патент № 61—236892.
6. Багин А. И., Малиненко Е. М. Ж. Физ. химии 50, 1732 (1976).
7. Ростомян Г. Б., Азатян В. В. и др. Химическая физика, 3, 1719 (1984).
8. Азатян В. В., Алиев Р. К., Арутюнян Г. А. и др. Кинетика и катализ, 21, 1592 (1980).
9. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. «Оптические материалы для инфракрасной техники», Изд. Наука, М., 1965, стр. 31.

10. *Chehab R, Humbert G., Leblond B.* LAL/RT, 83, 13 July (1963).

11. Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, Изд. Физматгиз, М., 1961 г.

**Ջրածնի Միջուկային Մեթոդով Մաքրահարմարացված CsI-ի Հիմնական Վրաստի Էլեկտրոնային  
Բազմապատկիչների Պարամետրերի Կայունացումը  
Պլազմային Միջավայրում**

Գ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Ա. ՉՈԲԱՆՅԱՆ, Բ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Հ. Բ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ  
Ս. Մ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Ա. Ա. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Է. Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Մակրոկեն CsI-ի հիպոսկոպիկոմիայան համար այն մշակվել է ցածր ջերմաստիճանային պլազմայով՝ ջրածնի միջավայրում: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ այդ մեթոդը էֆեկտիվ է էլեկտրոնային բազմապատկիչներում կիրառվող CsI-ի պարամետրեր կայունացնելու համար:

**PLASMOCHEMICAL METHOD FOR STABILIZATION OF  
PARAMETERS OF ELECTRON MULTIPLIERS, BASED ON  
POROUS CsI IN HYDROGEN MEDIUM**

G. A. HARUTYUNYAN, S. A. CHOBANYAN, R. A. MNATSAKANYAN,  
G. B. ROSTOMYAN, S. M. GUKASSYAN, A. A. SHAGINYAN,  
E. S. MARTIBOSYAN

To reduce the hygroscopicity and to stabilize the electrophysical parameters, the porous CsI was treated with low temperature plasma in hydrogen medium. It has been shown that the method is an effective one for stabilization of parameters of CsI used in electron multipliers.

ПРОБЕГ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В АТМОСФЕРЕ ПО  
ДАНЫМ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 29.09.1989

В. Х. БАБАЯН, Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Г. А. МАРИКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 сентября 1991 г.)

На основе экспериментальных данных нейтронных супермониторов, расположенных в пункте с жесткостью геомагнитного обрезания 7.6 Гв и на высотах 3200 и 2000 метров над уровнем моря, получена величина пробега поглощения нейтронов в атмосфере, генерированных солнечными космическими лучами во время вспышки 29 сентября 1989 г.

В работе [1] показано, что при больших возрастаниях интенсивности космических лучей, вызванных мощными солнечными вспышками, метод определения барометрического эффекта с помощью одного коэффициента, соответствующего пробегу поглощения только галактических космических лучей, уже недостаточен. Дело в том, что во время таких изменений интенсивности космических лучей может существенно меняться энергетический спектр падающих на землю атмосферу частиц, что приводит к изменению свойств вторичной компоненты и, в частности, к изменению барометрического коэффициента. Поэтому для более точного определения вариаций нейтронной компоненты космических лучей в эти периоды необходимо знать также величину пробега для поглощения нейтронов, генерированных солнечной компонентой космических лучей, а так как она зависит от спектра солнечных космических лучей, то, следовательно, величина пробега может меняться от вспышки к вспышке.

Нейтронные супермониторы 18—ни—64, расположенные на высокогорных станциях «Арагац» (3200 м над уровнем моря) и «Нор-Амберд» (2000 м) с жесткостью геомагнитного обрезания 7,6 ГВ, дают уникальную возможность для определения величины пробега для поглощения нейтронов в атмосфере.

Предполагая, что во время солнечной вспышки интенсивность галактических космических лучей не подвергается сколь-нибудь значительным изменениям, и приняв, что поглощение нейтронов в атмосфере происходит по закону  $I_2 = I_1 e^{(-x/L)}$ , где  $x$ —толщина воздушного слоя между станциями,  $I_2$ —интенсивность нейтронов, регистрируемых на станции «Нор-Амберд»,  $I_1$ —интенсивность на станции «Арагац.  $L$ —пробег для поглощения нейтронов, генерированных солнечными космическими лучами.

Результаты измерений и расчетов величины пробега поглощения приведены в таблице.

Здесь  $T$ —время по Гринвичу;  $I_1/I_2$ —отношение среднечасовых значений интенсивностей нейтронов во время вспышки на высотах 3200 и 2000 метров над уровнем моря;  $\delta I/I_H\%$ —относительное возрастание интенсивности нейтронов в процентах.

ТАБЛИЦА

$T$	$I_1/I_2$	$L, \text{г/см}^2$	АРАГАЦ $\delta I/I_H\%$	НОР—АМБЕРД $\delta I/I_H\%$
11 <sup>50</sup> —12 <sup>45</sup>	2,29	130	88	83
12 <sup>50</sup> —13 <sup>45</sup>	2,19	138	33,7	33,2
13 <sup>50</sup> —14 <sup>45</sup>	2,16	140	11,5	11,5
14 <sup>50</sup> —15 <sup>45</sup>	3,16	140	4	4

Из таблицы видно, что для интервала времени 11<sup>50</sup>—12<sup>45</sup> значение величины пробега для поглощения нейтронов, генерированных солнечной компонентой космических лучей, меньше, чем величина пробега для поглощения нейтронов, генерированных галактическими космическими лучами, значение которой определено из барометрического эффекта и равно 140 г/см<sup>2</sup>. Полученный результат говорит о том, что энергетический спектр солнечных космических лучей более крутой, чем спектр галактических космических лучей.

Точность определения величины пробега для поглощения пропорциональна точности определения интенсивности нейтронов. Точное определение абсолютного потока нейтронов представляет собой значительную трудность [2].

Эта трудность в наших расчетах преодолевается тем обстоятельством, что на обеих установках регистрация нейтронов происходит практически с одинаковой ошибкой, так как установки идентичны. Для определения же величины пробега поглощения используется не сама интенсивность нейтронов, а их отношение.

Поправки на просчеты, связанные с мертвым временем, учтены при обработке экспериментальных данных. Статистическая ошибка равна ~0,1%.

В заключение приведем некоторые данные по вспышке 29.09.89 г. Из пятиминутных данных нейтронного супермонитора, расположенного на высоте 3200 метров, видно, что начало вспышки приходится на интервал между 11<sup>45</sup>—11<sup>50</sup> по Гринвичу. В это время возрастание интенсивности составило 2,5%, а в 12<sup>10</sup> достигло своего максимального значения—131%. Спад интенсивности в первые четыре часа происходил по экспоненциальному закону с постоянной времени  $T_0=54$  мин.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи. Москва, Изд. наука, 1968, стр. 29.
2. Хаякава С., Физика космических лучей. Москва, Изд. Наука, 1973, ч. 1, стр. 285.

**ՄԹՆՈՂՈՐՏՈՒՄ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎԱՋՔԸ՝  
29.09.1989 ԹՎԱԿԱՆԻ ԱՐԵԳՍԱԿՆԱՅԻՆ ԲՈՆԿՄԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐՈՎ**

Վ. Խ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆՋՅԱՆ, Գ. Ա. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

Ստացվել է մթնոլորտում նեյտրոնների կլանման վազքի մեծությունը ծովի մակերևույթից 3200—2000 մետր բարձրությունների վրա, նեյտրոնային սուպերմոնիտորների փորձարարական սվյալների հիման վրա, որոնք տեղադրված են 7,6 ԳՎ երկրամագնիսական կարծրության կրտրումով կետում: Նեյտրոնները առաջացել են արեգակնային տիեզերական ճառագայթների 1989 թվականի սեպտեմբերի 29-ի բռնկման ժամանակ:

**THE NEUTRON ABSORPTION PATH IN ATMOSPHERE ACCORDING  
TO DATA ON SEPTEMBER 29, 1989 SOLAR FLARE**

V. Kh. BABAYAN, N. Kh. BOSTANJIAN, G. A. MARIKIAN

On the basis of experimental data from neutron supermonitors set in a location with geomagnetic rigidity cutoff 7.6 GV at 3200 and 2000 m altitude the absorption path in atmosphere of neutrons generated by solar cosmic rays from the September 29, 1989 solar flare is obtained.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 37—40 (1993)

УДК 539.186.22:546.32

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

**ИЗЛУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ 344,6 НМ АТОМА  
КАЛИЯ ПРИ НАЛИЧИИ БУФЕРНЫХ ГАЗОВ АРГОНА И ГЕЛИЯ**

А. Д. ГУКАСЯН, Г. С. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 июля 1992 г.)

Исследовано излучение на  $\lambda = 344,6$  нм переходов  $6P \rightarrow 4S$  атома калия в присутствии буферных газов гелия и аргона. Исследованы зависимости интенсивности этого излучения от плотности атомов калия, давления буферного газа и интенсивности излучения рубинового лазера.

Исследование параметрических процессов в парах щелочных металлов представляет большой интерес для проблемы преобразования ИК излучения и изображений в УФ область. Оптические столкновения активных атомов с атомами буферных газов существенно влияют на параметрические процессы. Поэтому в настоящее время широко исследуются нелинейные оптические процессы в парах щелочных металлов при наличии различных буферных газов.

Ранее нами было получено и исследовано УФ излучение с длиной волны 321,7; 344,6; 383,4 нм, возникающее в парах калия при облучении его лазерным излучением в присутствии гелия [1—3].

**ՄԹՆՈՂՈՐՏՈՒՄ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎԱՋՔԸ՝  
29.09.1989 ԹՎԱԿԱՆԻ ԱՐԵԳՍԱԿՆԱՅԻՆ ԲՈՆԿՄԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐՈՎ**

Վ. Խ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆՉՅԱՆ, Գ. Ա. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

Ստացվել է մթնոլորտում նեյտրոնների կլանման վազքի մեծությունը ծովի մակերևույթից 3200—2000 մետր բարձրությունների վրա, նեյտրոնային սուպերմոնիտորների փորձարարական սվյալների հիման վրա, որոնք տեղադրված են 7,6 ԳՎ երկրամագնիսական կարծրության կրտրումով կետում: Նեյտրոնները առաջացել են արեգակնային տիեզերական ճառագայթների 1989 թվականի սեպտեմբերի 29-ի բռնկման ժամանակ:

**THE NEUTRON ABSORPTION PATH IN ATMOSPHERE ACCORDING  
TO DATA ON SEPTEMBER 29, 1989 SOLAR FLARE**

V. Kh. BABAYAN, N. Kh. BOSTANJIAN, G. A. MARIKIAN

On the basis of experimental data from neutron supermonitors set in a location with geomagnetic rigidity cutoff 7.6 GV at 3200 and 2000 m altitude the absorption path in atmosphere of neutrons generated by solar cosmic rays from the September 29, 1989 solar flare is obtained.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 37—40 (1993)

УДК 539.186.22:546.32

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

**ИЗЛУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ 344,6 НМ АТОМА  
КАЛИЯ ПРИ НАЛИЧИИ БУФЕРНЫХ ГАЗОВ АРГОНА И ГЕЛИЯ**

А. Д. ГУКАСЯН, Г. С. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 июля 1992 г.)

Исследовано излучение на  $\lambda = 344,6$  нм переходов  $6P \rightarrow 4S$  атома калия в присутствии буферных газов гелия и аргона. Исследованы зависимости интенсивности этого излучения от плотности атомов калия, давления буферного газа и интенсивности излучения рубинового лазера.

Исследование параметрических процессов в парах щелочных металлов представляет большой интерес для проблемы преобразования ИК излучения и изображений в УФ область. Оптические столкновения активных атомов с атомами буферных газов существенно влияют на параметрические процессы. Поэтому в настоящее время широко исследуются нелинейные оптические процессы в парах щелочных металлов при наличии различных буферных газов.

Ранее нами было получено и исследовано УФ излучение с длиной волны 321,7; 344,6; 383,4 нм, возникающее в парах калия при облучении его лазерным излучением в присутствии гелия [1—3].

Задача данной работы—получение и исследование УФ излучения на  $\lambda=344,6$  нм в присутствии другого инертного газа—аргона (Ar).

Исследуемая линия при отсутствии буферного газа наблюдалась в экспериментах [4]. Исследованию излучения этой линии в присутствии буферного газа He посвящены работы [1, 2].

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния другого буферного газа—аргона, на это излучение. Получены и исследованы зависимости интенсивности исследуемой линии от плотности атомов калия, давления буферного газа и интенсивности излучения рубинового лазера. Полученные данные сопоставлены с результатами работ [1, 2, 3].

Экспериментальная схема аналогична использованной в работах [1—3], причем возбуждающее излучение выше двухфотонного резонанса  $4S \rightarrow 6S$  атома калия на  $4 \text{ см}^{-1}$ . Зависимости интенсивности исследуемой линии от плотности атомов калия приведены на рис. 1. Для удобства сравнения на этом же рисунке приведены также результаты для гелия [1—2]. Сравнение кривых показывает, что зависимости

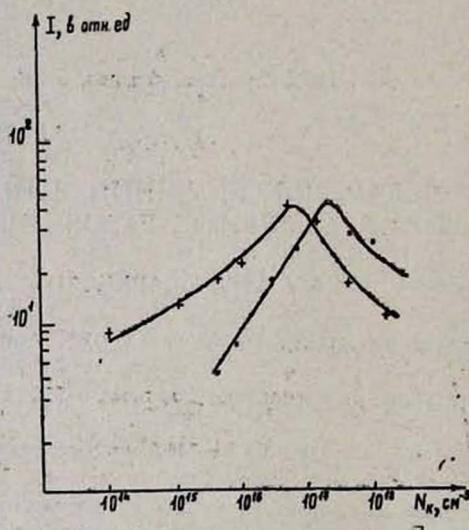


Рис. 1. Зависимости интенсивности линии 344,6 нм от плотности атомов калия при давлении буферного газа  $P=10$  Торр. He(+), Ar(·)

существенно не отличаются. Следует отметить, что при использовании гелия порог появления линии 344,6 нм ( $N_K=10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) по плотности атомов калия ниже, чем в случае аргона ( $N_K=3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Кроме того, в случае гелия максимальная интенсивность линии 344,6 нм достигается раньше по сравнению со случаем использования аргона.

На рис. 2 приведены результаты по исследованию зависимости интенсивности линии 344,6 нм от давления буферного газа в случае гелия (а) и аргона (б). Как видно, разница в максимальных интен-

сивностях незначительная, но спад интенсивности линии 344,6 нм при давлениях больше 10 Торр быстрее происходит в случае гелия.

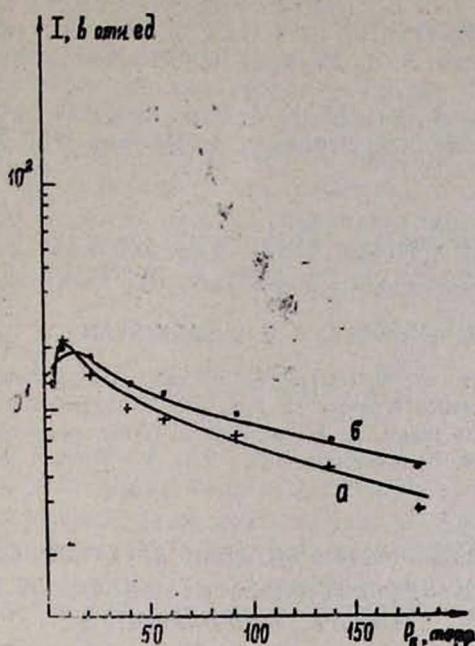


Рис. 2. Зависимости интенсивности линии 344,6 нм от давления буферного газа гелия и аргона при плотности атомов калия  $N_K = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

При исследованиях зависимости интенсивности излучения линии 344,6 нм от интенсивности возбуждающего рубинового лазера выяснилось, что пороговое значение появления линии 344,6 нм по мощности рубинового лазера при наличии гелия равно 18 МВт, а в случае аргона — 23 МВт. Аппроксимация со степенной функцией типа  $I_{\text{уф}} = I_{\text{лаз}}^\alpha$  для исследуемой линии дает приблизительно одинаковые результаты:  $\alpha \sim 1$ .

В заключение можно сказать, что приведенные результаты экспериментов с буферными газами гелия и аргона дают основание утверждать, что столкновительное сечение [1, 2] рассеяния активных атомов калия в случае гелия имеет большую величину, чем в случае аргона [5, 6, 7]. Это значит, что при получении новых фиолетовых и ультрафиолетовых линий излучения в парах калия наибольшая эффективность может быть достигнута при использовании гелия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гукасян А. Д., Мовсисян М. Е., Саркисян Г. С. Тезисы международной конференции по КиНО—91, т. 2, с. 91, Ленинград, 1991.

2. Ghukasyan A. D., Movsessian M. R., Sarkisyan G. S. Laser Physics, Hot Points, 1 (1992).
3. Гукасян А. Д., Саркисян Г. С. Оптика и спектроскопия, 72, № 1, 5 (1992).
4. Мовсесян М. Е., Овакимян Т. О. ДАН Арм ССР, LXIV, 101 (1977).
5. Бадалян А. М., Глушко Б. А., Мовсесян М. Е. Препринт ИФИ—88—132, Аштарак, 1988.
6. Carlsten I. L., Szoke A., Raymer M. G., Phys. Rev., A15, 1029 (1977).
7. Бадалян А. М., Глушко Б. А., Дабагян А. А., Мовсесян М. Е. ЖПС, 73, 369 (1986).

## EMISSION OF 344,6nm SPECTRIAL LINE OF POTASSIUM ATOMS WITH He AND Ar BUFFER GASES

A. D. GHUKASYAN, G. S. SARKISYAN

The 344,6 nm line emission at  $6P \rightarrow 4S$  transitions of potassium atom has been investigated in the presence of gases He and Ar. The dependencies of line intensity on the density of potassium atoms, on the pressure of buffer gases and on the intensity of ruby laser radiation have been investigated.

### ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ 344,6 ՆՄ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՄԲ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԻ ԾԱՌԱԿԳԱՅԹՈՒՄԸ ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԱՐԳՈՆ ԵՎ ՀԵԼԻՈՒՄ ԳԱԶԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ա. Դ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է կալիումի ատոմների  $\lambda = 344,6$  նմ ալիքի երկարությամբ  $6P \rightarrow 4S$  անցման ճառագայթումը բուֆերային գազերի առկայությամբ: Որպես ալիպիսի գազեր օգտագործված են հելիումը և արգոնը: Ուսումնասիրված են այս ճառագայթման ինտենսիվության կախումը կալիումի ատոմների խտությունից, բուֆերային գազերի ճնշումից և ուրիշնային լազերի ճառագայթման ինտենսիվությունից:

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 40—43 (1993)

УДК 535.14:530.1826

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### УСИЛИТЕЛЬ КЛИСТРОННОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО ПЕРЕХОДНОГО ЭФФЕКТА

С. В. АБАДЖЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 24 августа 1992 г.)

Развита теория усиления клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта на двух пластинах. Показано, что коэффициент усиления переходного лазера возрастает на порядок.

В работе [1] развита теория усиления электромагнитной волны пучком электронов, пересекающим диэлектрическую пластину. Показано, что при такой схеме усиления можно использовать пучок элек-  
40

2. Ghukasyan A. D., Movsessian M. R., Sarkisyan G. S. Laser Physics, Hot Points, 1 (1992).
3. Гукасян А. Д., Саркисян Г. С. Оптика и спектроскопия, 72, № 1, 5 (1992).
4. Мовсесян М. Е., Овакимян Т. О. ДАН Арм ССР, LXIV, 101 (1977).
5. Бадалян А. М., Глушко Б. А., Мовсесян М. Е. Препринт ИФИ—88—132, Аштарак, 1988.
6. Carlsten I. L., Szoke A., Raymer M. G., Phys. Rev., A15, 1029 (1977).
7. Бадалян А. М., Глушко Б. А. Дабагян А. А., Мовсесян М. Е. ЖПС, 73, 369 (1986).

## EMISSION OF 344,6nm SPECTRIAL LINE OF POTASSIUM ATOMS WITH He AND Ar BUFFER GASES

A. D. GHUKASYAN, G. S. SARKISYAN

The 344,6 nm line emission at  $6P \rightarrow 4S$  transitions of potassium atom has been investigated in the presence of gases He and Ar. The dependencies of line intensity on the density of potassium atoms, on the pressure of buffer gases and on the intensity of ruby laser radiation have been investigated.

### ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ 344,6 ՆՄ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՄԲ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԻ ԾԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԱՐԳՈՆ ԵՎ ՀԵԼԻՈՒՄ ԳԱԶԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ա. Դ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է կալիումի ատոմների  $\lambda = 344,6$  նմ ալիքի երկարությամբ  $6P \rightarrow 4S$  անցման ճառագայթումը բուֆերային գազերի առկայությամբ: Որպես ալիպիսի գազեր օգտագործված են հելիումը և արգոնը: Ուսումնասիրված են այս ճառագայթման ինտենսիվության կախումը կալիումի ատոմների խտությունից, բուֆերային գազերի ճնշումից և ուրիշնային լազերի ճառագայթման ինտենսիվությունից:

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 40—43 (1993)

УДК 535.14:530.1826

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### УСИЛИТЕЛЬ КЛИСТРОННОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО ПЕРЕХОДНОГО ЭФФЕКТА

С. В. АБАДЖЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 24 августа 1992 г.)

Развита теория усиления клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта на двух пластинах. Показано, что коэффициент усиления переходного лазера возрастает на порядок.

В работе [1] развита теория усиления электромагнитной волны пучком электронов, пересекающим диэлектрическую пластину. Показано, что при такой схеме усиления можно использовать пучок элек-

тронов с широкими энергетическими и угловыми разбросами и при соответствующем подборе толщины пластины избежать трудностей, связанных с учетом отраженной волны. Усилитель такого типа эффективен в области миллиметровых длин волн.

В настоящей работе развита теория усиления клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта. При этом коэффициент усиления переходного лазера возрастает на порядок.

Расположим две диэлектрические пластины с одиноковым показателем преломления  $n$  и толщиной  $l$  перпендикулярно к оси  $z$  (рис.1). Пусть пучок электронов движется под углом  $\theta$  к оси  $z$  и пересекает обе пластины. Направим плоскую линейно-поляризованную электромагнитную волну

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 \exp[i(kz - \omega t)] + k.c. \quad (1)$$

на первую пластину, а затем с помощью зеркал  $r_1$  и  $r_2$  на вторую пластину. После взаимодействия с электромагнитной волной на первой пластине пучок электронов движется свободно в дрейфовом пространстве, а затем усиливает ее на второй пластине. Если толщина  $l$  удовлетворяет условию  $l = \frac{\lambda}{2n} r$ , где  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$  — длина волны, а  $r$  — натуральное число, то отраженная волна отсутствует. Разложим поле, распространяющееся вдоль оси  $z$ , в интеграл Фурье

$$E_y = \frac{1}{2} \int E(q) \exp[i(qz - \omega t)] dq + k.c., \quad (2)$$

где

$$E(q) = \frac{E_0 k^2 (n^2 - 1) (1 - e^{i(k-q)l})}{2\pi i (k-q) (n^2 k^2 - q^2)}. \quad (3)$$

После отражения от зеркал это разложение имеет вид

$$E_1(q) = E(q) \exp[i(k-q)L_1 + i\Phi], \quad (4)$$

где фаза  $\Phi$  зависит от расположения зеркал  $r_1$  и  $r_2$ ,  $L_1$  — проекция расстояния между пластинами.

Определим коэффициент усиления как отношение потерь энергии модулированного пучка электронов к потоку энергии волны, падающего на вторую пластину:

$$GL = -2 \operatorname{Re} \int j_y E_1^* dz / \left( \frac{c}{8\pi} E_0^2 \right). \quad (5)$$

Здесь  $L$  — зона формирования переходного излучения,  $j_y = e \int v_y f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$  — проекция тока,  $f(\mathbf{p})$  — функция распределения частиц по импульсам. Решая уравнение Власова в линейном по полю (2) приближении, найдем функцию распределения электронов в дрейфовом пространстве. Вычисляя затем у проекцию тока  $j_y$ , осциллирующую на частоте лазерного излучения, находим

$$j_y = ie^2 r_0 \omega z \int \left( \frac{v_y}{v_z} \right)^2 \frac{c^2 - v_z^2}{\varepsilon v_z^2} E(q) \exp[i(qz - \omega t)] f_0(p) dp + k.c. \quad q = \frac{\omega}{v}. \quad (6)$$

Здесь  $\varepsilon$  — энергия,  $v$  — скорость частицы. Подставляя ток (6) в формулу (5), получаем

$$\Gamma L = 4\rho r_0 \lambda L_1 (\beta_y \beta_z)^2 \frac{mc^2}{\varepsilon} \frac{(1 + \beta_z)(n^2 - 1)^2}{(1 - \beta_z)(1 - n^2 \beta_z^2)^2} \sin^2 \left[ \left( nk - \frac{\omega}{v_z} \right) \frac{L}{2} \right] \cos \left[ \left( k - \frac{\omega}{v_z} \right) L_1 + \Phi \right]. \quad (7)$$

Здесь  $\rho$  — плотность начального пучка частиц,  $r_0$  — классический радиус электронов,  $\beta = v/c$ . При расчетах выражения (7) предполагалось, что пучок частиц не имеет углового  $\delta$  и энергетического  $\Delta$  разбросов. Это приближение справедливо, если

$$\frac{\Delta}{\varepsilon} < \frac{v^2 v_z}{c^3} \left( \frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 \frac{\lambda}{L_1}, \quad \delta < \frac{v_z^2}{v_y c} \frac{\lambda}{L_1}. \quad (8)$$

Коэффициент усиления максимален, если фаза  $\Phi$  подобрана так, что величина  $\left( k - \frac{\omega}{v_z} \right) L_1 + \Phi = 2\pi r$ .

Пусть средняя энергия пучка электронов  $\varepsilon = 1$  МэВ, плотность частиц  $\rho = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\beta_y = 0,5$ ,  $\beta_z = 0,7$ . Коэффициент усиления клистрона  $\Gamma L_1 = 6,1$  на длине волны  $\lambda = 0,5 \text{ мм}$ , если толщина пластины  $l = 0,5 \text{ см}$ ,  $L_1 = 5 \text{ см}$ , а показатель преломления  $n = 1,5$ . При этом энергетический и угловые разбросы пучка частиц должны быть не хуже одного процента. Учитывая, что отношения усиления электромагнитного излучения в клистроне к усилению в лазере  $\frac{\Gamma_{\text{кл}}}{\Gamma_{\text{л}}} = \frac{\pi L_1}{\lambda} |1 - n\beta_z|$ , получаем, что выигрыш в усилении составляет 15 раз. Отметим, что транспортировку пучка частиц через пластины можно осуществить с помощью каналов, диаметр которых меньше  $\lambda$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Оганесян С. Г., Абаджян С. В. ЖТФ, 7, 539 (1981).

ԿԼԻՍՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏԻՊԻ ՈՒՃԵՆԳԱՅՈՒՅԻՉ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ  
ՃԱՌԱԳԱՅՑՄԱՆ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ս. Վ. ԱՐԱՋՅԱՆ

Զարգացված է կլիստրոնային տիպի ուժեղացուցիչի տեսությունը հարկադրական անցումային ճառագայթման հիման վրա: ցույց է տրված, որ այս տիպի լազերի ուժեղացման գործակիցը աճում է մեկ կարգով:

# CLISTRON TYPE AMPLIFIER ON THE BASIS OF STIMULATED TRANSITION EFFECT

S. V. ABAJYAN

The theory of clistron type amplification based on stimulated transition effect on two plates is developed. It is shown, that the gain of transition laser increases order of magnitude.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 43—46 (1993)

УДК 548:537.611.44

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛЫХ ЧАСТИЦ КОБАЛЬТА

В. Э. ШАРОЯН, А. Р. АРУТЮНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 сентября 1992 г.)

Методом термического разложения (пиролиза) фталоцианина кобальта  $\beta$ -модификации ( $\beta\text{-CoC}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$ ) получены малые ферромагнитные частицы кобальта с линейными размерами  $10^3\text{--}10^4$  Å и коэрцитивной силой  $H_c \sim 650\text{--}700\text{Э}$ .

Малые ферромагнитные частицы (ФЧ) обладают высокой коэрцитивной силой ( $H_c$ ) и намагниченностью насыщения ( $M_s$ ), благодаря чему широко применяются для производства новых магнитных материалов. На сегодняшний день известно несколько основных методов получения малых металлических частиц и среди них термическое разложение металлорганических соединений, как одна из разновидностей химического метода [1].

В данной работе описывается эксперимент по получению малых частиц  $\text{Co}$  методом термического разложения (пиролиза) фталоцианина кобальта  $\beta$ -модификации ( $\beta\text{-CoPc}$ , где  $\text{Pc} = \text{C}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$ ). Ранее [2, 3] экспериментально исследовалась термическая деструкция другого соединения из ряда металлофталоцианинов—фталоцианина железа ( $\text{FePc}$ ). Было показано, что в результате пиролиза  $\text{FePc}$  выделяется высокотемпературная фаза железа.

Синтезированный нами  $\text{CoPc}$  очищался химически промывкой в кислой и щелочной средах (10% водные растворы  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и  $\text{NaOH}$ ), затем двукратно возгонялся в вакууме. Дебаграмма исходного поликристаллического образца  $\beta\text{-CoPc}$  хорошо совпадает с имеющимися литературными данными [4].

Рентгеновские дифрактограммы образцов снимались на спектрометре ДРОН—3 с использованием  $\text{CuK}\alpha$  излучения ( $\lambda = 1,54$  Å). Рассматриваемый интервал углов Брэгга  $2\theta$  составлял  $14\div 55^\circ$ . Значения  $H_c$  при разных температурах отмечались из гистерезисных кривых

# CLISTRON TYPE AMPLIFIER ON THE BASIS OF STIMULATED TRANSITION EFFECT

S. V. ABAJYAN

The theory of clistron type amplification based on stimulated transition effect on two plates is developed. It is shown, that the gain of transition laser increases order of magnitude.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 43—46 (1993)

УДК 548:537.611.44

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛЫХ ЧАСТИЦ КОБАЛЬТА

В. Э. ШАРОЯН, А. Р. АРУТЮНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 сентября 1992 г.)

Методом термического разложения (пиролиза) фталоцианина кобальта  $\beta$ -модификации ( $\beta\text{-CoC}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$ ) получены малые ферромагнитные частицы кобальта с линейными размерами  $10^3\text{--}10^4$  Å и коэрцитивной силой  $H_c \sim 650\text{--}700\text{Э}$ .

Малые ферромагнитные частицы (ФЧ) обладают высокой коэрцитивной силой ( $H_c$ ) и намагниченностью насыщения ( $M_s$ ), благодаря чему широко применяются для производства новых магнитных материалов. На сегодняшний день известно несколько основных методов получения малых металлических частиц и среди них термическое разложение металлорганических соединений, как одна из разновидностей химического метода [1].

В данной работе описывается эксперимент по получению малых частиц  $\text{Co}$  методом термического разложения (пиролиза) фталоцианина кобальта  $\beta$ -модификации ( $\beta\text{-CoPc}$ , где  $\text{Pc} = \text{C}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$ ). Ранее [2, 3] экспериментально исследовалась термическая деструкция другого соединения из ряда металлофталоцианинов—фталоцианина железа ( $\text{FePc}$ ). Было показано, что в результате пиролиза  $\text{FePc}$  выделяется высокотемпературная фаза железа.

Синтезированный нами  $\text{CoPc}$  очищался химически промывкой в кислой и щелочной средах (10% водные растворы  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и  $\text{NaOH}$ ), затем двукратно возгонялся в вакууме. Дебаграмма исходного поликристаллического образца  $\beta\text{-CoPc}$  хорошо совпадает с имеющимися литературными данными [4].

Рентгеновские дифрактограммы образцов снимались на спектрометре ДРОН—3 с использованием  $\text{CuK}\alpha$  излучения ( $\lambda = 1,54$  Å). Рассматриваемый интервал углов Брэгга  $2\theta$  составлял  $14\div 55^\circ$ . Значения  $H_c$  при разных температурах отмечались из гистерезисных кривых

намагничивания  $M=M(H)$ , снятых в температурном интервале  $4\div 80\text{K}$ . Максимальное значение внешнего поля было равно  $50\text{кЭ}$ . Кривые  $M=M(H)$  снимались на SQUID—магнитометре.

Пиролиз проводился в запаянных кварцевых ампулах в вакууме ( $10^{-1}\text{мм. рт. ст.}$ ) или в атмосфере инертного газа аргона при давлении  $150\text{—}200\text{ мм. рт. ст.}$  Температура термического разложения ( $T$ ) варьировалась от  $600$  до  $850^\circ\text{C}$ , время термического разложения—от  $4\text{—}5$  до  $9\text{—}10$  ч. Магнитные и структурные кривые, снятые с образцов продуктов пиролиза (ПП)  $\text{CoPc}$ , полученных термическим разложением в различных средах (инертный газ, вакуум), практически идентичны при аналогичных условиях пиролиза.

На рис. 1 представлены рентгеновские дифрактограммы исходного  $\beta\text{—CoPc}$  (кривая 1), а также ПП (кривая 2). Измерения проводились на образце, который прогревался в вакууме в течение  $6\text{ч.}$  при  $T=750^\circ\text{C}$ . На кривой 2 отсутствуют максимумы, характеризующие

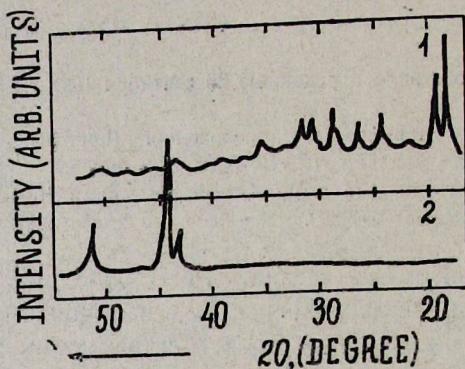


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы исходного  $\beta\text{—CoPc}$  (1) и ПП  $\beta\text{—CoPc}$  (2). Режим пиролиза:  $T=750^\circ\text{C}$ , время— $6\text{ч.}$

кристаллическую структуру исходного  $\beta\text{—CoPc}$ , что свидетельствует о разрушении последней. При этом четко просматриваются максимумы при  $2\theta=43,4; 44,3; 51,6^\circ$ , указывающие на наличие в ПП металлического  $\text{Co}$ . Частицы  $\text{Co}$  можно наблюдать в оптический микроскоп ( $\times 100$  увеличение). Линейные размеры частиц можно оценить из особенностей  $H_c$  ПП. На рис. 2 приведена экспериментальная кривая  $H_c=H_c(T^{1/2})$  для образца, дебаеграмма которого представлена на рис. 1. Видно, что  $H_c$  практически не зависит от  $T$  и достигает значений  $650\text{—}700\text{Э}$ . Известно, что одной из основных особенностей малых ФЧ является высокая  $H_c$  ( $10^2\text{—}10^3\text{Э}$ ) [1,5]. Значения  $H_c$  максимальны для однодоменных частиц и при гелиевых температурах для  $\text{Co}$  могут достигать  $H_c^{\text{max}}\sim 1,2\text{—}1,5\text{кЭ}$  [1,6]. Для суперпарамагнитных частиц (однодоменных частиц, линейные размеры ( $l$ ) которых меньше  $l$  однодоменной ферромагнитной частицы) зависимость  $H_c=H_c(T)$  задается следующей формулой [6,7]:

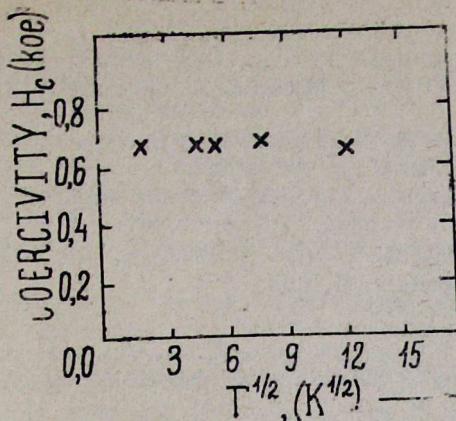


Рис. 2. Значения  $H_c = H_c(T^{1/2})$  ПП  $\beta$ - $CoPc$ . Режим пиролиза:  $T = 750^\circ C$ , время — 6ч.

$$H_c = \frac{2K}{M_s} \left[ 1 - \left( \frac{25kT}{Kv} \right)^{1/2} \right] = \frac{2K}{M_s} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_B} \right)^{1/2} \right],$$

где  $K$  — константа магнитной анизотропии,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $k$  — постоянная Больцмана,  $v$  — объем частицы,  $T_B$  — температура блокировки.

Отсутствие зависимости  $H_c$  от  $T$  в наших экспериментах указывает на то, что  $l$  частиц  $Co$  в ПП больше  $l$  одного ферромагнитного домена. Для  $Co$   $l$  ферромагнитного домена имеет значение  $\sim 300$ — $400 \text{ \AA}$  [1, 7]. В то же время высокие значения  $H_c$  этих частиц по сравнению  $H_c$  массивного металла ( $\sim 10 \text{ Э}$  [8]) указывают на то, что частицы достаточно высокодисперсны и их  $l$  меньше минимальных  $l$  частиц, проявляющих свойства массивного металла ( $10^4$ — $10^5 \text{ \AA}$  [1]). Исходя из вышесказанного, мы предполагаем, что ФЧ  $Co$  в продуктах пиролиза состоят из нескольких доменов и их  $l$  находится в пределах  $10^3$ — $10^4 \text{ \AA}$ . Это примечательный результат, так как методом пиролиза обычно получают достаточно большие ( $l = 10^5$ — $10^6 \text{ \AA}$  и выше) частицы металлов [1].  $H_c$  ансамбля малых ФЧ зависит также от расстояния ( $l_0$ ) между ними [5]. В предположении, что частицы  $Co$  распределены в ПП равномерно, можно показать, что  $l_0$  между ближайшими частицами порядка  $10^4$  и  $10^3 \text{ \AA}$  для частиц с  $l = 10^3$  и  $10^4 \text{ \AA}$  соответственно. Таким образом, в результате пиролиза образуется ансамбль невзаимодействующих малых ФЧ, растворенных в аморфной органической среде.

В заключение особо отметим тот факт, что размеры частиц прямо пропорционально зависят от времени термического воздействия. Нам представляется интересным получение малых и сверхмалых ( $l \sim 10^1$ — $10^3 \text{ \AA}$ ) частиц  $Co$  пиролизом с малым временем термического разложения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Ю. И. Кластеры и малые частицы, М. 1986.
2. Кирил И. С., Мишин В. Я., Колядин А. Б. Ж. неорг. химии, 17, 348 (1972).
3. Стукан Р. А., Кирил И. С., Мишин В. Я., Колядин А. Б. Ж. неорг. химии, 17, 1923 (1972).
4. Moser F. H., Thomas A. L. Phthalocyanine Compounds. New York. p. 345, 1963.
5. Вонсовский С. В. Магнетизм, М, 1972.
6. Yiping L, Hadjipanayis G. C., Sorensen C. M., Klabunde K. J. Appl. Phys. 67, 4502 (1990).
7. Cullity B. D. Introduction to Magnetic Materials. New York, 1972.
8. Бозорт Р. Ферромагнетизм, М., 1956.

### ԿՈՐԱԼՏԻ ՓՈՔՐ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՍՏԱՅՈՒՄԸ ԵՎ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Վ. Է. ՇԱՐՈՅԱՆ, Ա. Ր. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

β-Կոբալտ-ֆտալոցիանինի ( $\beta$ - $\text{CoC}_{22}\text{H}_{16}\text{N}_8$ ) ձեռմային բայթայմամբ (պիրոլիզով) ստացվել են կոբալտի ֆերրոմագնիսական փոքր մասնիկներ, որոնց զծային չափերը հավասար են  $10^3$ – $10^4$  Å, իսկ կոէրցիտիվ ուժը՝  $H_c \sim 650$ – $700$  էրատեղի:

## OBTAINING AND STUDY OF SMALL COBALT PARTICLES

V. E. SHAROYAN, A. R. HARUTYUNYAN

Small ferromagnetic Cobalt particles with  $10^3$ – $10^4$  Å linear sizes and coercivity  $H_c \sim 650$ – $700$  Oe have been obtained by thermal decomposition (pyrolysis) of  $\beta$ -Cobalt-Phthalocyanine ( $\beta$ - $\text{CoC}_{22}\text{H}_{16}\text{N}_8$ ).

Ս. Ա. Բարաբաջյան, Է. Վ. Սեդրոսյան, Ս. Ս. Էլրակյան. Կիլվատերային ալիքների առաջացումը պլազմայում լիցքավորված մասնիկների թանձրուկների հաջորդականությամբ. I	3
Ա. Տ. Ամատունի, Է. Վ. Սեդրոսյան, Ա. Գ. Խաչատրյան, Ս. Ս. Էլրակյան. Կիլվատերային ալիքների առաջացումը պլազմայում լիցքավորված մասնիկների թանձրուկների հաջորդականությամբ. II	8
Հ. Ս. Նրիցյան, Մ. Ա. Կանապեյան. Գերհաղորդիչ նյութերի բնութագրերի ուսումնասիրման անկոնտակտ եղանակ	14
Կ. Տ. Ավանեսյան, Է. Ս. Վարդանյան, Ռ. Ս. Միխայելյան, Ռ. Կ. Հովսեփյան, Ա. Ռ. Պողոսյան. Ֆոտոբրոմ էֆեկտի մեխանիզմը երկխառնուրդային լիթիումի նիոբատի բյուրեղներում	17
Հ. Ս. Կարայան, Ա. Հ. Մակարյան, Ա. Հ. Մանուկյան, Ի. Ռ. Օհանյան, Օպտիկական ճառագայթման ազդեցությունը p-n-անցման էլեկտրահաղորդականության վրա	24
Գ. Ա. Հարությունյան, Ս. Ա. Վորանյան, Ռ. Ա. Մնացականյան, Հ. Բ. Ռոստոմյան, Ս. Մ. Ղուկասյան, Ա. Ա. Շահինյան, Է. Ս. Մարտիրոսյան. Ջրածնի միջավայրում ծակոտկեն CsI-ի հիմքի վրա էլեկտրոնային բազմապատկիչների պարամետրերի կալումացման պլազմոքիմիական մեթոդ	30

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Վ. Խ. Բարայան, Ն. Խ. Բոստանջյան, Գ. Ա. Մարիկյան. Մթնոլորտում նեյտրոնների կլանման վազքը՝ 29.09.1988 թվականի արեգակնային բռնկման տվյալներով	35
Ա. Գ. Ղուկասյան, Գ. Ս. Սարգսյան. Կալիումի ատոմների 344,6 նմ ալիքի երկարությամբ սպեկտրալ գծի ճառագայթումը բուֆերային արգոն և հելիում գազերի առկայությամբ	37
Ս. Վ. Աբաբաջյան. Կլիստրոնային տիպի ուժեղացուցիչ հարկադրական անցումային ճառագայթման հիման վրա	40
Վ. Է. Շառոյան, Ա. Ռ. Հարությունյան. Կորալտի փոքր մասնիկների ստացումը և հետազոտումը	43

CONTENTS

S. A. Babadzhanian, E. V. Sekhpossian, S. S. Elbakian. Excitation of wake waves in plasma by a succession of charged particle bunches. I.	3
A. Ts. Amatuni, E. V. Sekhpossian, A. G. Khachatryan, S. S. Elbakian. Excitation of wake waves in plasma by a succession of charged particle bunches. II.	8
H. S. Eritsyan, M. A. Ganapetyan. A non-contact method for studying the characteristics of superconducting materials	14
G. T. Avanesyan, E. S. Vartanyan, R. S. Mikaelyan, R. K. Hovsepyan, A. R. Pogosyan. Mechanism of photochromic effect in double doped lithium niobate crystals.	17
H. S. Karayan, A. H. Makaryan, A. H. Manukyan, I. R. Ohanyan. Influence of optical radiation on the conductivity of p-n transition	24
G. A. Harutyunyan, S. A. Chobanyan, R. A. Mnatsakanyan, G. B. Rostomyan, S. M. Gukassyan, A. A. Shaginyan, E. S. Martirosyan. Plasmochemical method for stabilization of parameters of electron multipliers, based on porous CsI in hydrogen medium.	30

SHORT COMMUNICATIONS

V. Kh. Babayan, N. Kh. Bostanjan, G. A. Marikian. The neutron absorption path in atmosphere according to data on september 29, 1989 solar flare.	35
A. D. Ghukasyan, G. S. Sarkisyan. Emission of 344, 6 nm spectral line of potassium atoms with He and Ar buffer gases.	37
S. V. Abajyan. Clitron type amplifier on the basis of stimulated transition effect.	40
V. E. Sharoyan, A. R. Harutyunyan. Obtaining and study of small cobalt particles.	43

СОДЕРЖАНИЕ

С. А. Бабаджанян, Э. В. Сехпосян, С. С. Элбакян. Возбуждение кильватерных волн в плазме последовательностью сгустков заряженных частиц. I	3
А. Ц. Амагуни, Э. В. Сехпосян, А. Г. Хачатрян, С. С. Элбакян. Возбуждение кильватерных волн в плазме последовательностью сгустков заряженных частиц. II	8
О. С. Ерицяян, М. А. Ганапетян. Бесконтактный метод изучения характеристик сверхпроводящих материалов	14
Г. Т. Аванесян, Э. С. Варганян, Р. С. Микаелян, Р. К. Овсепян, А. Р. Погосян. Механизм фотохромного эффекта в кристаллах ниобата лития с двойными примесями	17
Г. С. Караян, А. А. Макарян, А. Г. Манукян, И. Р. Оганян. Влияние оптического излучения на электропроводность р-п-перехода	24
Г. А. Арутюнян, С. А. Чобанян, Р. А. Мнацаканян, Г. Б. Ростомян, С. М. Гукасян, А. А. Шагинян, Э. С. Мартиросян. Плазмохимический метод стабилизации параметров электронных умножителей на основе пористого CsI в водородной среде	30

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В. Х. Бабаян, Н. Х. Бостанджян, Г. А. Марикиян. Пробег поглощения нейтронов в атмосфере по данным солнечной вспышки 29.09.1989	35
А. Д. Гукасян, Г. С. Саркисян. Излучение спектральной линии 344,6 нм атома калия при наличии буферных газов аргона и гелия	37
С. В. Абаджян. Усилитель клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта	40
В. Э. Шароян, А. Р. Арутюнян. Получение и исследование малых частиц кобальта	43