

ISSN 0002-3035

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

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

EDITORIAL BOARD

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

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

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

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

К ТЕОРИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Г.Б. НЕРСИСЯН, Г.Г. МАТЁВОСЯՅՆ, Р.А. ГЕВОРКЯՆ

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 июня 1995 г.)

Рассмотрено прохождение нерелятивистской заряженной частицы через магнитоактивную холодную электронную плазму. Получено общее выражение для поляризационных потерь энергии при произвольных значениях угла влета частицы относительно направления магнитного поля. Полученное выражение исследовано количественно для двух значений угла влета частицы: $\vartheta=0$ и $\vartheta=\pi/2$.

1. Введение

За последнее время, с введением в строй синхротронных ускорителей легких и тяжелых ионов [1,2], широкое распространение получила идея термоядерного реактора на тяжелых ионных пучках [3]. С этим связано стимулирование интереса к исследованию торможения ионных пучков в горячей плотной плазме. В основном исследовались поляризационные потери энергии заряженных частиц в плазме для широких значений параметров плазмы и скорости движения пучка [4-6].

В этой связи особенно интересна работа [6], где исследованы потери энергии вблизи порога возбуждения ленгмюровских и ионно-звуковых волн, а также нелинейные потери энергии быстрых заряженных частиц, которые отличаются от обычных линейных потерь энергии на 10%. В отличие от этого, силы торможения существенно меняются при учете изменения эффективного заряда пробного иона в результате процессов ионизации и рекомбинации в плазме [7].

Обычно при рассмотрении торможения ионного пучка в плазме считают, что плотность пучка много меньше плотности плазмы, и ионы пучка рассматривают независимо друг от друга (см., например, [4-7]). Учет парных корреляций ионов приводит к тому, что полное изменение энергии осциллирует в зависимости от плотности пучка и может отличаться от значения, полученного в рамках модели некоррелированного движения ионов, на 10-20% [8].

При рассмотрении торможения заряженных частиц в плазме считается, что магнитное поле отсутствует. Однако в реальных экспериментах наличие магнитного поля необходимо для удержания плазмы, что приводит к существенному изменению спектра собственных колебаний плазмы [9,10] и, следовательно, может повлиять на величину сил торможения.

В настоящей работе рассматриваются потери энергии быстрой, но нерелятивистской заряженной частицей в магнитоактивной холодной электронной плазме для двух значений угла влета частицы относительно направления магнитного поля: $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi/2$. Показано, что наличие магнитного поля наиболее существенным образом влияет на величину сил торможения в случае $\vartheta = \pi/2$.

2. Общая формула для поляризационных потерь

Рассмотрим нерелятивистскую заряженную частицу с зарядом q , влетающую в магнитоактивную плазму под некоторым углом ϑ относительно направления магнитного поля (ось z). Будем считать, что изменение энергии частицы много меньше кинетической энергии. Тогда плотность заряда пробной частицы определяется выражением

$$\rho_0(\mathbf{r}, t) = q \delta(x - a \sin(\Omega_c t)) \delta(y - a \cos(\Omega_c t)) \delta(z - u_0 t) \quad (1)$$

где u_0 и v — компоненты скорости частицы вдоль и поперек магнитного поля B_0 ($u_0 = u \cos \vartheta$, $v = u \sin \vartheta$, где u — скорость движения частицы), $\Omega_c = q B_0 / Mc$ и $a = v / \Omega_c$ — ларморовская частота и ларморовский радиус вращения частицы.

Уравнение Пуассона для электрического потенциала с плотностью заряда (1) решается с помощью преобразования Фурье [11], согласно которому выражение для $\varphi(\mathbf{r}, t)$ имеет вид:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp[-in(\psi + \Omega_c t)] \int_0^{\infty} J_n(\chi a) J_n(\chi \rho) \chi d\chi \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(ik_z \xi) a k_z}{(k_z^2 + \chi^2) \varepsilon(k_z, \chi, k_z u_0 + n\Omega_c)} d k_z \quad (2)$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя n -го порядка, $\xi = z - u_0 t$, ρ, ψ, z цилиндрические координаты точки наблюдения, $\varepsilon(k_z, \chi, \omega)$ — продольная диэлектрическая проницаемость магнитоактивной плазмы, которая зависит только от модуля поперечной компоненты волнового вектора χ [9,10]. При выводе выражения (2) использовалось известное разложение функции $\exp[iz \sin(\Omega_c t)]$ в ряд Фурье [12].

Потери энергии частицей за единицу времени определяются произведением электрического поля ($\mathbf{E} = -\nabla\varphi$) в точке нахождения частицы и ее скорости движения. Из выражения (2) имеем:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} J_n^2(\chi a) \chi d\chi \operatorname{Im} \int_0^{\infty} \frac{(k_z u_0 + n\Omega_c) d k_z}{(k_z^2 + \chi^2) \varepsilon(k_z, \chi, k_z u_0 + n\Omega_c)} \quad (3)$$

Дальнейший анализ формулы (3) проведем для случая движения частицы в холодной электронной плазме. В этом случае продольная диэлектрическая проницаемость имеет следующий вид [9,10]:

$$(k_z^2 + \chi^2) \varepsilon(k_z, \chi, \omega) = k_z^2 \varepsilon(\omega) + \chi^2 h(\omega), \quad (4)$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad h(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega(\omega + i\nu)}, \quad (5)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$, $\omega_c = e B_0 / mc$ — плазменная и циклотронная частоты электронов, ν — эффективная частота электрон-ионных столкновений.

По поводу верхнего предела интеграла по χ в формуле (3) заметим следующее. В модели холодной плазмы этот интеграл расходится логарифмически и бесконечное значение верхнего предела

должно быть заменено на некоторую конечную величину χ_m . Для двух значений угла влета $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi/2$ будем считать, что $\chi_m \approx \omega_p / v_T = 1 / r_D$, и $\chi_m \approx \omega_c / v_T = 1 / a_c$ соответственно [9-11], где r_D , v_T — дебаевский радиус и тепловая скорость электронов, a_c — циклотронный радиус электронов.

3. Движение пробной частицы вдоль магнитного поля ($\vartheta = 0$)

В этом случае из формулы (3) в пределе $v < \omega_p, \omega_c$ имеем:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2q^2}{u_0} \int_0^{\chi_m} \chi d\chi \int_0^{\infty} \delta[(\omega^2 / u_0^2) \varepsilon(\omega) + \chi^2 h(\omega)] \omega d\omega. \quad (6)$$

Как следует из выражения (6), частица теряет энергию за счет возбуждения колебаний двух типов, частоты которых определяются по формуле

$$\omega_{\pm}^2(\chi) = \frac{1}{2} \left[\omega_H^2 - \chi^2 u_0^2 \pm \sqrt{(\omega_H^2 + \chi^2 u_0^2)^2 - 4\omega_p^2 \omega_c^2} \right], \quad (7)$$

где $\omega_H^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$ — верхнегибридная частота. Первое решение $\omega_+(\chi)$ — определяет верхнегибридные колебания, второе $\omega_-(\chi)$ — нижнегибридные колебания [9,10]. Как следует из (7), при значениях $\chi \geq \chi_0 = k_p(\omega_c / \omega_H)$, где $k_p = \omega_p / u_0$, произойдет отсечка нижнегибридных колебаний и для этих значений χ они не возбуждаются. Вычисляя в формуле (6) интеграл по ω , найдем:

$$-\frac{dW}{dt} = q^2 k_p^2 u_0 \left[\int_0^{\lambda} dx \frac{f_+^2(x)x}{f_+^2(x) + x^2} + \int_0^{\gamma} dx \frac{f_-^2(x)x}{f_-^2(x) + x^2} \right], \quad (8)$$

где $\lambda = \chi_m / k_p \approx u_0 / v_T$, $\gamma = \omega_c / \omega_H$, $\beta = \omega_c / \omega_p$,

$$2f_{\pm}(x) = \pm(1 - \beta^2 - x^2) + \sqrt{(x^2 + 1 + \beta^2)^2 - 4\beta^2}. \quad (9)$$

Как следует из (8) и (9), в пределе слабых магнитных полей ($\beta < 1$) потери энергии стремятся к обычным боровским потерям [5,11]. В пределе сильных магнитных полей ($\beta > 1$) выражение (8) стремится к постоянному значению $q^2 k_p^2 u_0 / 2$. Для любого значения β потери энергии не превышают боровских потерь.

4. Движение частицы поперек магнитного поля ($\vartheta = \pi/2$)

В этом случае $u_0 = 0$ и из (3) следует:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2q^2 \Omega_c^2}{\pi v} \sum_n Q_n (a/a_c) \sqrt{\frac{n^4 (b^2 - n^2)}{(p^2 - n^2)(p^2 + b^2 - n^2)}}, \quad (10)$$

где a_c — ларморовский радиус электронов плазмы, $p = \omega_p / \Omega_c$, $b = \omega_c / \Omega_c$, $1 \leq n \leq n_1$ и $n_2 \leq n \leq n_3$, $n_1 = E(\min(p; b))$, $n_2 = 1 + E(\max(p; b))$, $n_3 = E(\sqrt{p^2 + b^2})$, символом $E(x)$ обозначена целая часть числа x ,

$$Q_n(x) = \pi \int_0^x J_n^2(\tau) d\tau. \quad (11)$$

При больших значениях аргумента ($x > 1$) функция $Q_n(x)$ имеет вид [12]

$$Q_n(x) \approx \alpha_n + \ln(x) + (-1)^n [si(2x) - si(2)], \quad (12)$$

где $si(x)$ — интегральный синус,

$$\alpha_n = \pi \int_0^1 J_n^2(\tau) d\tau. \quad (13)$$

Легко видеть, что α_n быстро стремится к нулю по мере увеличения n . Укажем первые три значения последовательности α_n : $\alpha_1 \approx 0.23$, $\alpha_2 \approx 9 \cdot 10^{-3}$, $\alpha_3 \approx 1.8 \cdot 10^{-4}$.

Из выражения (10) следует, что в случае $\omega_c < \omega_p$ ($B_0 < mc \omega_p / e$) при $\sqrt{p^2 + b^2}$ целом и в случае $\omega_c > \omega_p$ ($B_0 > mc \omega_p / e$) при p или $\sqrt{p^2 + b^2}$ целом потери могут стать очень большими и в принципе могут превышать боровские потери энергии.

Произведем необходимые численные оценки. Для значения параметра $\lambda = 10$ протон, движущийся в электронной плазме с концентрацией $n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и с индукцией магнитного поля $B_0 = 10 \text{ кГс}$ и $B_0 \approx 50 \text{ кГс}$, теряет энергию соответственно в 3.6 и 400 раз быстрее, чем в плазме без магнитного поля.

В конце нашего рассмотрения заметим, что учет теплового движения электронов и ионов плазмы, а также релятивистских эффектов привел бы к появлению новых резонансных членов в формулах (6), (8) и (10) и, следовательно, к новым возможностям для увеличения энерговыделения в магнитоактивной горячей плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.F.Godlove. Proc. Symp. on Accel. Aspects of Heavy Ion Fusion. Darmstadt, GSI-82-8, 435 (1982).
2. J.Meyer-ter-Vehn et al. Phys. Fluids B, 2, 1313 (1990).
3. Studies on the Feasibility of Heavy Ion Beams for ICF. Annual Report, GSI-82-6 (1991, 1992).
4. Z.Zinamon. Ion Beams-Target Interaction. Nuclear Fusion by Inertial Confinement, chapter 5. Madrid, 1993.
5. Th.Peter. J. Plasma Phys., 44, 269 (1990).
6. Th.Peter and J.Meyer-ter-Vehn. Phys.Rev.A, 43, 1998 (1991).
7. Th.Peter and J.Meyer-ter-Vehn. Phys.Rev.A, 43, 2015 (1991).
8. J.D.Avanzo, M.Lontano and P.F.Bortignon. Phys. Rev. A, 45, 6126 (1992).
9. Н.Кролл, А.Трайвелпис. Основы физики плазмы. М., "Мир", 1975.
10. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Физическая кинетика. М., "Наука", 1979.
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
12. Г.Бейтмен, А.Эрдейн. Высшие трансцендентные функции. М., "Наука", 1974.

ON THE THEORY OF POLARIZATION LOSSES OF CHARGED PARTICLE ENERGY IN MAGNETIZED COLD PLASMA

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

Transition of a nonrelativistic charged particle through the magnetized cold electronic plasma is considered. General expression for polarization losses of the particle energy is obtained for arbitrary incidence angle with respect to the magnetic field direction. The obtained expression is analyzed quantitatively for two incidence angles: $\vartheta=0$ and $\vartheta=\pi/2$.

РАСЧЕТ ПОДВИЖНОСТИ КВАЗИДВУМЕРНЫХ НОСИТЕЛЕЙ
 ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ
 МЕТОДОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ
 2. РАССЕЯНИЕ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ШЕРОХОВАТОСТЯХ
 И СПЛАВНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТЯХ КВАНТОВОЙ ЯМЫ.

А.Л.АСАТРЯН, А.Л.ВАРТАНЯН, А.А.КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 июля 1995г.)

Методом энергетических потерь, развитым в [1] для полупроводниковых структур с квазидвумерным газом носителей заряда, вычислена подвижность при рассеянии на поверхностных шероховатостях и сплавных неупорядоченностях квантовой ямы. Показано, что учет рассеяния на поверхностных шероховатостях при температурах, близких к комнатным, значительно улучшает соответствие теории с известными экспериментальными данными.

Для вычисления подвижности носителей заряда (НЗ) в полупроводниковой структуре с одиночной квантовой ямой в [1] получено выражение

$$\mu^{-1} = \frac{\varepsilon_0 S_0}{8\pi^2 \bar{v} n_s e^3} \int_0^{\bar{k}} q^2 \frac{\langle |V(q)|^2 \rangle f(\varepsilon_q, \bar{\varepsilon}) dq}{\left[1 + \frac{S_0}{q} A_0(q) \right]^2}, \quad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная квантовой ямы, n_s – поверхностная плотность НЗ, $\langle |V(q)|^2 \rangle$ – потенциал рассеивающего поля, S_0 – параметр экранирования, $\varepsilon_q = \hbar^2 q^2 / 8m$. Выражения для параметров S_0 , \bar{k} , $\bar{\varepsilon}$, \bar{v} , $f(\varepsilon_q, \bar{\varepsilon})$ как для вырожденного, так и для невырожденного газа НЗ приведены в [1]. В рамках приближения бесконечно глубокой квантовой ямы в [2] получено следующее выражение для $A_0(q) \equiv A_0(qL)$:

$$A_0(x) = a(x) \left\{ \frac{3x}{4\pi^2} + \frac{2}{x} \left[1 - a(x) \cdot \frac{1 - \exp(-x)}{x} \right] \right\} +$$

$$+a(x) \cdot \left\{ \frac{(1 - \exp(-x))^2}{x} \cdot \frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_1 \delta_2 \exp(-x)}{1 - \delta_1 \delta_2 \exp(-2x)} \right\}, \quad (2)$$

где $x = qL$, L — ширина квантовой ямы,

$$a(x) = \left[1 + \left(\frac{x}{2\pi} \right)^2 \right]^{-1}, \quad \delta_1 = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}, \quad \delta_2 = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_2}, \quad (3)$$

а ε_1 и ε_2 — диэлектрические постоянные окружающих квантовую яму сред.

Следует заметить, что в случае вырожденного электронного газа выражение (1) совпадает с формулой для вычисления подвижности в борновском приближении, полученной Стерном и Ховардом [3].

1. Рассеяние на поверхностных шероховатостях

Рассеяние двумерных электронов на поверхностных шероховатостях квантовых ям и инверсионных слоев в условиях вырождения электронного газа подробно изучено в [4,5]. Экспериментально было установлено, что этот механизм рассеяния является доминирующим в тонких квантовых ямах [6] и в сверхрешетках [7] вплоть до комнатных температур. Поэтому представляет значительный интерес расчет подвижности НЗ при рассеянии на поверхностных шероховатостях в условиях невырожденности электронного газа.

В предположении, что только одна из поверхностей ямы имеет шероховатости [6], случайный потенциал можно представить в виде [8]

$$\langle |V(q)|^2 \rangle = \frac{\pi^3 \hbar^4 \Delta^2 \lambda^2}{m^2 L^6} \exp(-q^2 \lambda^2 / 4) F_{IR}, \quad (4)$$

где Δ — среднее значение отклонения ширины ямы от L , λ — средний продольный размер этого отклонения, m — эффективная масса НЗ, а множитель F_{IR} описывает обусловленные поверхностными шероховатостями слабые флуктуации энергии размерного квантования из-за проникновения волновой функции электрона в область конечного барьера. Для рассматриваемого нами случая бесконечного барьера $F_{IR} = 1$.

После подстановки (4) в (1) получим

$$\mu_n^{-1} = \frac{4\pi^{9/2} \hbar \Delta^2 \lambda^2}{eL^6} \int_0^1 \frac{x^4 \exp[-x^2(1+k_T^2 \lambda^2)] dx}{[x + p_0 A_0 (2k_T Lx)]^2}, \quad (5)$$

где $k_T = (2mk_B T / \hbar^2)^{1/2}$, $p_0 = S_0 / 2k_T$.

В [6] проведено экспериментальное исследование температурной зависимости подвижности двумерных электронов в квантовой яме AlAs/GaAs/AlAs с гелиевых до комнатных температур. Ввиду того, что примесное рассеяние НЗ подавлено из-за селективного легирования и исключено рассеяние на сплавных неупорядоченностях, делается заключение, что температурная зависимость подвижности в низкотемпературной области в основном обусловлено рассеянием НЗ на поверхностных шероховатостях. В области $T \leq 100K$ имеется удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Однако в области температур $T > 100K$ ход теоретической кривой температурной зависимости подвижности резко отличается от наблюдаемого в эксперименте. Такое расхождение объясняется влиянием термически активационных процессов, в первую очередь, фононным рассеянием и параллельной проводимостью низкоподвижных электронов в области AlAs.

С целью объяснения наблюдаемой в эксперименте [6] температурной зависимости подвижности двумерных электронов при высоких температурах сопоставим теоретические результаты по температурной зависимости подвижности при различных механизмах рассеяния.

Фононное рассеяние двумерных электронов теоретически изучено в ряде работ (см., например, литературу в [9,10]). Установлено [10], что в GaAs как при высоких ($T > 100K$), так и при промежуточных ($T < 100K$) температурах пьезоэлектрическое рассеяние на акустических фонах не играет заметной роли и поэтому следует учитывать рассеяние на акустических фонах в рамках модели деформационного потенциала. При этом подвижность электронов определяется по формуле [10]

$$\mu_{ac} = \frac{2e\hbar^3 \rho u^2 L}{3m^2 E_1^2 k_B T}, \quad (6)$$

где ρ — плотность кристалла, u — продольная скорость звука, E_1 — постоянная деформационного потенциала.

Рассматривая рассеяние электронов на оптических фононах, следует учитывать, что в квантовых ямах типа $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ рассеяние электронов на неполярных оптических фононах подавлено по сравнению с рассеянием на полярных оптических фононах [10]. При этом эффекты динамического и статического экранирования практически компенсируют друг друга и поэтому оправдано использование неэкранированной модели [11]. Именно в рамках этой модели исследовано рассеяние двумерных электронов на полярных оптических фононах в работе [12], согласно которой

$$\mu_{po} = \frac{2\hbar\epsilon_p}{\pi m k_0 e N_0}, \quad (7)$$

где $\epsilon_p^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_s^{-1}$, $k_0 = (2m\omega_0 / \hbar)^{1/2}$, $\hbar\omega_0, N_0 = [\exp(\hbar\omega_0 / k_B T) - 1]^{-1}$ — число, а $\hbar\omega_0$ — энергия оптических фононов, ϵ_∞ — высокочастотная, а ϵ_s — статическая диэлектрические постоянные.

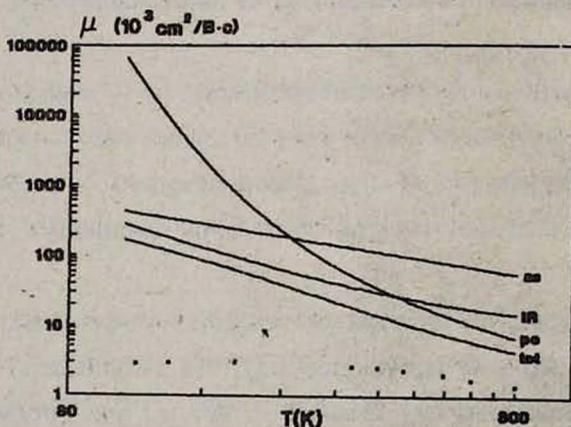


Рис.1 График зависимости $\mu(T)$ для квантовой ямы с параметрами [13]:

$\rho u^2 = C_1 = 14,03 \cdot 10^{11}$ дн/см²; $E_1 = 7$ эВ; $\epsilon_\infty = 10,82$; $\epsilon_0 = 12,53$; $\hbar\omega_0 = 0,0353$ эВ
 $m = 0,067 m_0$; $L = 60$ Å; $n_s = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻²; $\Delta = 5$ Å; $\lambda = 70$ Å при рас-
 сеянии на 1) акустических фононах (ac), 2) полярных оптических фононах
 (po), 3) поверхностных шероховатостях (IR), 4) $\mu_{tot}^{-1} = \mu_{ac}^{-1} + \mu_{po}^{-1} + \mu_{IR}^{-1}$, 5)
 квадратами обозначены экспериментальные значения работы [6].

На рис.1 вместе с экспериментальными данными представлены результаты расчетов температурной зависимости подвижности, вычисленные с помощью формул (5), (6), (7), а также обратная полная подвижность $\mu_{tot}^{-1} = \mu_{ac}^{-1} + \mu_{po}^{-1} + \mu_{IR}^{-1}$ при следующих значениях параметров [13]: $\epsilon_{\infty} = 10,82$; $\epsilon_s = 12,53$; $\hbar\omega_0 = 0,0353$ эВ, $L = 60 \text{ \AA}$, $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Как следует из рис.1, рассеяние на поверхностных шероховатостях является одним из основных механизмов в широкой температурной области вплоть до комнатной.

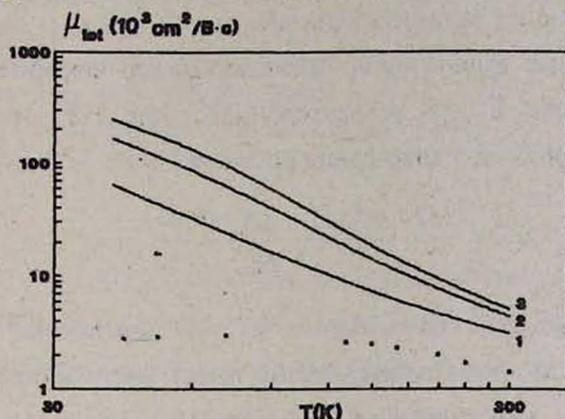


Рис.2 График зависимости $\mu(T)$ для квантовой ямы (со значениями параметров, приведенных в подписи к рис.1) при $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (1), $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (2), $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (3).

На рис.2 представлена зависимость $\mu_{tot}(T)$ при различных значениях концентрации двумерных электронов. Ввиду того, что μ_{ac} и μ_{po} не зависят от n_s , можно утверждать, что с уменьшением концентрации НЗ механизм рассеяния на шероховатостях поверхности становится преобладающим.

2. Рассеяние на сплавных неупорядоченностях

Двумерный фурье-образ случайного потенциала сплавных неупорядоченностей в системе $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As} - \text{GaAs}$ можно, согласно [8], представить в виде

$$\langle |V(q)|^2 \rangle = \Omega x(1-x)(\Delta V)^2 \int dz \varphi^4(z), \quad (8)$$

где Ω — объем элементарной ячейки сплава, ΔV — разность между энергиями краев зоны проводимости в GaAs и AlAs, $\varphi(z)$ — волновая функция НЗ в квантовой яме, которая в приближении бесконечно глубокой ямы, в квантовом пределе дается выражением $\varphi(z) = (2/L)^{1/2} \cdot \sin(\pi z/L)$, а интегрирование проводится в пределах ямы. Ввиду того, что $\langle |V(q)|^2 \rangle$ не зависит от q , случайный потенциал в r -пространстве имеет δ -образный характер и поэтому не экранируется двумерным электронным газом. Это позволяет в (1) знаменатель подынтегральной функции заменить единицей.

Непосредственные вычисления, проведенные по формуле (1) как для вырожденного, так и для невырожденного газа НЗ, приводят к одному и тому же выражению для подвижности:

$$\mu^{-1} = \frac{3\Omega}{2} \cdot \frac{m^2 x(1-x)(\Delta V)^2}{\hbar^3 eL} \quad (9)$$

Такая "нечувствительность" подвижности к типу статистики НЗ при рассеянии на сплавных неупорядоченностях имеет место и при расчете подвижности методом кинетического уравнения [14], результат которого отличается от выражения (9) только лишь численным коэффициентом 0,34.

Таким образом, резюмируя результаты проведенных в [1] и в данной работе расчетов подвижности квазидвумерного газа НЗ развитым в [1] методом энергетических потерь для рассмотренных конкретных механизмов рассеяния, можно подтвердить физическую обоснованность и применимость этого метода в кинетике. Следует думать, что этот метод приведет к разумным физическим результатам и в других, не рассмотренных выше случаях расчетов кинетических коэффициентов квазидвумерных электронных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Л. Асатрян, А.Л. Вартанян, А.А. Киракосян. Известия НАН Армении, Физика, 29, 101 (1994).
2. А.А. Kirakosian, A.L. Vartanian. Physics of Solid Surfaces, Proc. fourth symp.

- surface phys., 36, 306 (1987).
3. F. Stern, W.E. Howard. Phys. Rev. 163, 816 (1967).
 4. A.Gold. Appl. Phys. Lett. 46, 439 (1986), Z. Phys. B-Condens.Matter, 71, 295 (1988), Appl. Phys. Lett, 54, 2100 (1989).
 5. A.Gold, V.T.Dolgoplov. Phys. Rev. B, 33, 1076 (1986).
 6. H.Sakaki, T.Noda, K.Hirakawa, M.Tanaka, T.Matsusue. Appl. Phys. Lett, 51, 1934 (1987).
 7. I.Dharssi, P.N.Butcher, J.Phys.: Condens. Matter, 2, 4629 (1990).
 8. U.Bockelmann, G.Abstreiter, G.Weiman, W. Schlapp. Phys. Rev.B., 41, 7864 (1989).
 9. N.Mori, T.Ando. Phys. Rev.B., 40, 6175 (1989).
 10. V.K.Arora, A.Naeem. Phys. Rev.B, 31, 3887 (1985).
 11. X.L.Lei. J.Phys. C, 18, L593 (1985).
 12. P.J.Price. Ann. Phys. 133, 217 (1981).
 13. D.Chattopadhyay. Solid St. Commun., 62, 395 (1987).
 14. D.Chattopadhyay. Phys. Rev.B., 31, 1145 (1985).

MOBILITY CALCULATION OF QUASI-TWO-DIMENSIONAL CHARGE
CARRIERS IN SEMICONDUCTOR STRUCTURES BY ENERGY LOSS METHOD
2. SCATTERING ON SURFACE ROUGHNESSES AND ALLOY DISORDER OF
QUANTUM WELL

A.L.ASATRIAN, A.L.VARTANIAN, AND A.A.KIRAKOSIAN

The energy loss method developed in [1] for the mobility calculation in low-dimensional semiconductor structures with quasi-two-dimensional gas of charge carriers is used to calculate the mobility in the case of an interface roughness and the alloy disorder scattering of a quantum well. Taking into account the interface roughness scattering at temperatures close to room temperature improves considerably the accordance of the theory with the known experimental data.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ И СЛАБОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

О.С. ЕРИЦЯН, И.М. МУРАДЯН, М.С. ГИШЯН, Г.А. ТОВМАСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июня 1994 г.)

Рассмотрено распространение света вдоль оси холестерического жидкого кристалла в присутствии магнитооптической активности и пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Получено дисперсионное уравнение. Обсуждено смещение границ области дифракционного отражения и получены выражения для вкладов в поворот плоскости поляризации, обусловленных магнитооптической активностью и пространственной дисперсией.

1. Введение

Право-левая асимметрия пространственной структуры холестерических жидких кристаллов (ХЖК) обуславливает способность вращения плоскости поляризации распространяющегося в них света [1]. Имеются еще два широко распространенных механизма право-левой асимметрии – магнитооптическая активность и пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости, которые также могут существовать в ХЖК, обуславливая новые свойства этих сред. Отметим появление новых областей дифракционного отражения в присутствии сильной пространственной дисперсии [2] и необратимость волн в присутствии магнитооптической активности [3].

Ниже получено дисперсионное уравнение в присутствии упомянутых трех типов право-левой асимметрии, из которого следует обсуждаемая вкратце необратимость волн.

Для упомянутых трех типов гиротропии, как следует из полученных в дальнейшем выражений, характерна различная

зависимость поворота плоскости поляризации от частоты и шага спирали, что дает основание для разделения вкладов различных механизмов гиротропии в общем повороте плоскости поляризации. Думается, что установление вида зависимости от частоты и шага спирали тех вкладов в поворот, которые обусловлены рассматриваемой в настоящей работе слабой пространственной дисперсией и магнитооптической активностью, представляет также самостоятельный интерес.

2. Материальные уравнения, дисперсионное уравнение и соотношения между компонентами амплитуд полей

Материальные уравнения в присутствии пространственной дисперсии и магнитооптической активности имеют вид

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \mathbf{E} + \gamma \text{rot} \mathbf{E} + i[\mathbf{g} \mathbf{E}],$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости, диагональный в локальной системе координат x, y, z ($\epsilon_{xx} = \epsilon_1, \epsilon_{yy} = \epsilon_2$), с осью z , параллельной оси среды, γ — параметр, описывающий пространственную дисперсию, \mathbf{g} — вектор гирации, описывающий магнитооптическую активность и параллельный оси z . Ниже будем рассматривать распространение вдоль оси z , так что если вместо $\gamma \text{rot} \mathbf{E}$ в (1) записать его общее выражение [4]

$$\gamma_{ijl} \frac{\partial E_l}{\partial x_j},$$

то в наших соотношениях будут фигурировать только γ_{xyz} и $\gamma_{yxz} = -\gamma_{xyz}$. В (1) под γ будем подразумевать значение γ_{xyz} , установленное в магнитном поле. Отметим тем не менее, что разложение γ_{ijl} по степеням магнитного поля начинается с квадратичных членов [5], поэтому имея в виду малость γ и считая $\mathbf{g} \sim \gamma$, величину γ можем считать неизменной при внесении среды в магнитное поле, если не учитывать кубические и высшие степени этих параметров. Под ϵ_{ij}

также будем подразумевать значения этих величин, установленные в магнитном поле.

Для получения дисперсионного уравнения будем пользоваться методом перехода в волновом уравнении к компонентам полей и индукций, отнесенным к осям x, y, z локальной системы координат [6,3]. Представим векторы E, D, B, H в виде (записываем выражение только для E)

$$E(z,t) = \sum_m \mathcal{E}_m \exp i(K_m z - \omega t). \quad (2)$$

В соотношениях (2) $K_m = 2\pi/\lambda_m$, λ_m — пространственный период изменения компонент \mathcal{E}_{mx} , \mathcal{E}_{my} поля, отнесенных к осям x, y . Подставив (2) в волновое уравнение, приходим к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) \mathcal{E}_{mx} + i \left[\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g \right] \mathcal{E}_{my} &= 0, \\ -i \left[\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g \right] \mathcal{E}_{mx} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) \mathcal{E}_{my} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$a = 2\pi/\sigma$, где σ — шаг спирали.

Из (3) получаем уравнение для K_m как условие существования нетривиального решения системы (3):

$$\begin{aligned} K_m^4 - \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 + 2a^2 + 2a \frac{\omega^2}{c^2} \gamma + \frac{\omega^4}{c^4} \gamma^2 \right) K_m^2 - 2 \left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) \frac{\omega^2}{c^2} g K_m + \\ + \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) - \frac{\omega^4}{c^4} g^2 \right] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (3) получаем также соотношения между амплитудами \mathcal{E}_{mx} и \mathcal{E}_{my} для каждого из четырех фиксированных m (соответствующих четырем решениям уравнения (3)):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{my} &= i \frac{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right)}{\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g} \mathcal{E}_{mx}, \\ \mathcal{E}_{mx} &= -i \frac{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right)}{\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g} \mathcal{E}_{my}. \end{aligned} \quad (5)$$

3. Необратимость волн

В [3] и [7] необратимость волн рассмотрена для однородных сред, обладающих пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости и для сред со спиральной структурой, в отсутствие пространственной дисперсии (присутствие внешнего магнитного поля везде подразумевается). В (4) присутствуют оба механизма необратимости, соответствующие упомянутым двум ситуациям, так как пространственная дисперсия, закрученность среды, магнитооптическая активность присутствуют одновременно. Поэтому имеются два источника необратимости:

а) Одновременное существование магнитооптической активности ($g \neq 0$) и пространственной дисперсии ($\gamma \neq 0$). При $a=0$ (переход к однородной среде без закрученности) получаем случай, рассмотренный в [7] (но соответствующий случаю распространения волны вдоль направления вектора гирации \vec{g} ; в [7] направление распространения ничем не ограничено).

б) Одновременное существование магнитооптической активности и закрученности ($g \neq 0, a \neq 0$). Необратимость при $g \neq 0$ отсутствует, когда одновременно равны нулю a (нет закрученности) и γ (нет пространственной дисперсии).

В конце настоящего пункта отметим, что с помощью (4) можно определить смещение граничных частот области дифракционного отражения ХЖК при одновременном присутствии пространственной

дисперсии и магнитооптической активности. А именно, смещенные границы определяются из условия, что на граничных частотах уравнение (4) должно иметь кратные корни (см. [3], случай $\gamma=0$).

4. Поворот плоскости поляризации

Поворот плоскости поляризации θ на длине пути луча L определяется по формуле [1, 2]:

$$\theta = \frac{k^4 \Delta^2}{8a(k^2 - a^2)} L, \quad k = \frac{\omega}{c} \sqrt{(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2}, \quad \Delta = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (6)$$

Этой формулой можно пользоваться при выполнении условия $k \ll a$, как раз обеспечивающего малую эллиптичность поляризации суммарной волны в среде при падении на ее границу плоскополяризованной волны [3].

4.1 Вклад пространственной дисперсии

Согласно [3], учет пространственной дисперсии эквивалентен замене в дисперсионном уравнении $a \rightarrow a + \delta a$, где $\delta a = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \gamma$.

Поэтому изменение $\delta\theta_\gamma$ поворота плоскости поляризации, обусловленное присутствием пространственной дисперсии, равно

$$\delta\theta_\gamma = \frac{\partial\theta}{\partial a} \delta a \quad (7)$$

Пользуясь соотношением (6) для θ , получаем (пренебрегая k^2 в выражении $k^2 - a^2$)

$$\delta\theta_\gamma = -\frac{3}{16} k^4 \Delta^2 a^{-4} \frac{\omega^2}{c^2} \gamma L. \quad (8)$$

Этой формулой определяется вклад пространственной дисперсии в общий поворот плоскости поляризации.

4.2 Вклад магнитооптической активности

Такой вклад обусловлен тем, что параметр g входит с различными знаками в изменение величин K_m , соответствующих дифрагирующей и недифрагирующей поляризации [3] (т.е. внешнее магнитное поле ускоряет волну с одной циркулярной поляризацией и замедляет волну с обратной циркулярной поляризацией):

$$K_{1,2}(g) = K_{1,2} + \frac{\omega^2}{c^2} g B',$$

$$K_{3,4}(g) = K_{3,4} - \frac{\omega^2}{c^2} g B', \quad (9)$$

$$B = \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \right]^{1/2},$$

K_m — корни уравнения (4) при $g=0$; $K_m(g)$ — корни при $g \neq 0$. С помощью выражения для угла поворота плоскости поляризации на длине пути луча L [1,2]

$$\theta = \frac{1}{2} [(K_1 + a) - (K_3 - a)] L, \quad (10)$$

из которого получается также выражение (6) для θ , приходим к следующей формуле для магнитооптического вклада в угол поворота плоскости поляризации:

$$\delta\theta_g = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} g}{\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}} L. \quad (11)$$

Последнее соотношение можно записать в следующем виде, пренебрегая первым членом в подкоренном выражении относительно второго:

$$\delta\theta_g = \frac{\frac{\omega}{c} g L}{2a \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}} \quad (12)$$

Таким образом, углы поворота, обусловленные закрученностью среды, пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости и магнитооптической активностью, имеют совершенно различную зависимость от частоты, шага спирали, а также от компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Отметим, что само существование величины g обусловлено частотной дисперсией диэлектрической проницаемости.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Беляков, А.С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. В.Г. Каменский, Е.И. Кац. Оптика и спектр., 45, 1106 (1978).
3. О.С. Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, " Айастан", 1988.
4. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М, Наука, 1979.
5. М.В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. М. - Л, ТИТЛ, 1951.
6. С. W. Oseen. Trans. Farad. Soc., 29, 883 (1933).
7. О.С. Ерицян. УФН, 138, 645 (1982).

INFLUENCE OF MAGNETOOPTICAL ACTIVITY AND WAVE SPATIAL DISPERSION ON THE OPTICAL PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS

H. (O.) S. ERITSYAN, I. M. MURADYAN, M. S. GISHYAN, H. H. TOVMASIAN

The light propagation along the axis of the cholesteric liquid crystals in the presence of magnetooptical activity and spatial dispersion of dielectric permittivity is considered. The dispersion equation is obtained. The shift of the diffracted reflection region's boundaries is discussed and the expressions for the contribution to the rotation of the polarization plane, conditioned by the magnetooptical activity and the spatial dispersion, are obtained.

РАДИОЗОНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННОЙ
КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СТРАТОСФЕРЕ

Г.А. АСАТРЯН, В.Х. БАБАЯН, А.Р. АРСЕНЬЕВ, Ю.И. СТОЖКОВ

Ереванский физический институт
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

(Поступила в редакцию 25 февраля 1995 г.)

Для измерения нейтронной и заряженной компонент космических лучей в атмосфере создан новый радиозонд и проведены первые измерения на средних широтах (жесткость геомагнитного обрезания 2.5 ГВ). Этот радиозонд предназначен для одновременного измерения временных вариаций нейтронной и заряженной компонент в атмосфере и для определения суточной волны интенсивности.

1. Введение

Анизотропия космических лучей в межпланетном пространстве является одним из актуальных вопросов космофизики. Измерения суточной волны интенсивности космических лучей в стратосфере не только дополняют экспериментальные данные для исследования анизотропии космических лучей в верхних слоях атмосферы, но и позволяют изучать природу анизотропии, связанной с процессами, происходящими на Солнце.

Проведенный нами эксперимент по исследованию суточной волны интенсивности общей заряженной компоненты космических лучей в стратосфере показал, что амплитуда суточной волны в стратосфере составила по измерениям в Ереване (жесткость геомагнитного обрезания 7.6 ГВ): для вертикального потока и интервала давлений 5-50 г/см² (4.2±0.5)% с максимумом интенсивности в 11-12 ч. LT [1]. Из этих результатов следует, что амплитуда суточной волны на порядок больше, чем амплитуда, полученная по данным наземных нейтронных мониторов, а также резко отличается фаза суточной волны. Объяснение природы полученных различий встретилось с серьезными трудностями. Для

изучения вопроса о возможной роли нейтронной компоненты, а также с целью изучения вариаций нейтронной компоненты космических лучей в стратосфере нами создан новый радиозонд для измерений нейтронной и общей заряженной компонент космического излучения в стратосфере.

2. Описание радиозонда

Радиозонд состоит из следующих основных частей: нейтронного и гейгеровского счетчика, барографа, электронных схем, преобразователя высокого напряжения и питающих батарей. Блок-схема радиозонда приведена на рис.1.

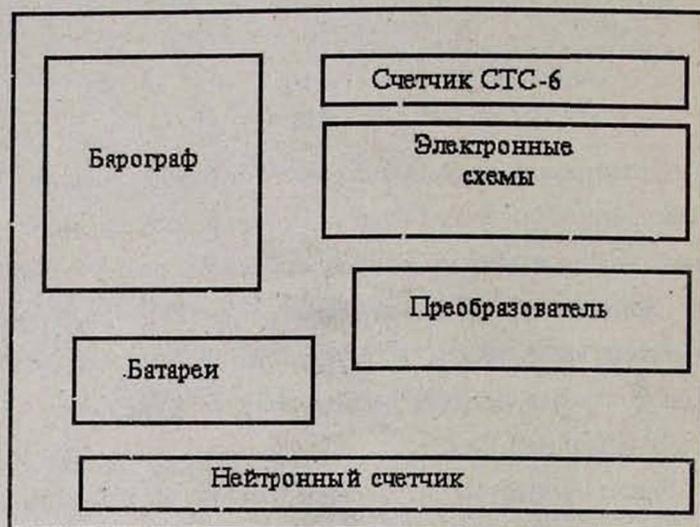


Рис. 1. Блок-схема радиозонда.

Для регистрации нейтронной компоненты в радиозонде установлен гелиевый счетчик, а для регистрации общей заряженной компоненты – газоразрядный счетчик типа СТС-6, используемый в радиозонде "Икар". Счетчики заранее градуируются в лабораторных условиях. Они облучаются радиоактивными источниками, и их показания сравниваются с эталонными счетчиками.

Впоследствии при обработке данных вводятся соответствующие поправки.

Для выбора рабочей характеристики счетчика проводились измерения скорости счета счетчика в зависимости от подаваемого напряжения.

Барограф используется для определения высоты полета радиозонда и определения глубины атмосферферы.

В радиозонде имеется двухканальный радиопередатчик, сигналы которого принимаются наземным приемным пунктом. По одному каналу передаются данные нейтронного счетчика, а по другому – данные об интенсивности заряженной компоненты.

Преобразователь предназначен для получения высокого напряжения от батарей для питания счетчиков.

3. Результаты пробных измерений

Созданный радиозонд был запущен в стратосферу с помощью шара-зонда в пункте с жесткостью геомагнитного обреза 2.5 ГВ. Результаты измерений приведены на рис. 2.

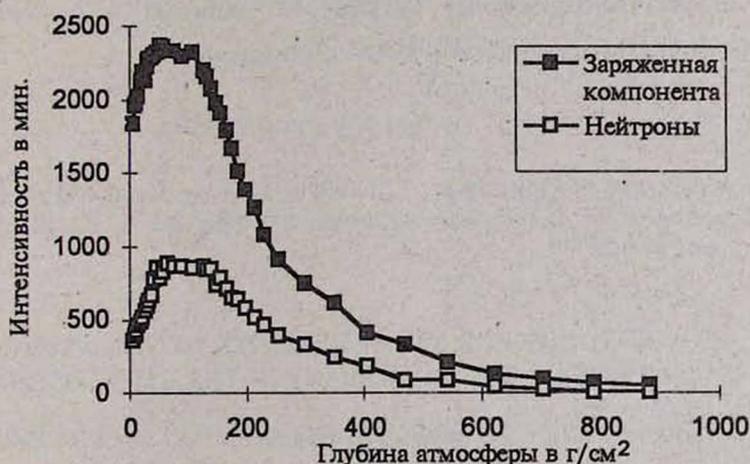


Рис.2. Интенсивность космических лучей, измеренная с помощью радиозонда.

Для заряженной компоненты получена характерная кривая поглощения с максимумом при ~ 70 г/см². Ход кривой для заряженной компоненты хорошо согласуется с имеющимися измерениями. Для нейтронной компоненты получена аналогичная кривая с более пологим максимумом.

Полученные данные свидетельствуют о том, что созданный радиозонд качественно правильно отражает ход кривой интенсивности нейтронной компоненты в стратосфере. Количественная проверка полученных результатов по измерению интенсивности нейтронной компоненты космических лучей в стратосфере затруднена, поскольку подобных измерений еще не проводилось.

4. Заключение

Для исследований вариаций интенсивности нейтронной и общей заряженной компоненты космических лучей в стратосфере нами, на основе радиозонда "Икар" создан новый радиозонд, использующий гелиевые нейтронные счетчики. Пробные измерения показали, что радиозонд может быть использован для измерений интенсивности заряженной и нейтронной компоненты и, в частности, для исследования весьма актуального вопроса о суточной волне интенсивности космических лучей в стратосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.A.Asatrian, Yu.I.Stozhkov. Diurnal effect in galactic cosmic ray intensity according to the stratospheric measurements. Proc.18th ICRC, Bangalore, 1983, v.3, pp.299-302.

RADIOSONDE FOR MEASUREMENTS OF THE NEUTRON COMPONENT OF COSMIC RAYS IN THE STRATOSPHERE

G.A.ASATRIAN, A.R.ARSENIEV, V.Kh.BABAYAN, YU.I.STOZHKO

To measure the neutron and charged particle components of cosmic rays in the stratosphere the special radiosonde was constructed and the first measurements of these components at the middle latitude (geomagnetic cutoff rigidity $R=2.5$ GV) were made. This radiosonde was designed to measure simultaneously the time variations of the neutral and charged components of the cosmic rays and in particular to determine the daily-wave of the particles.

ՈԱԴԻՈՉՈՆԴ ՍՏԲԱՏՈՍՖԵՐԱՅՈՒՄ ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՆԵՅՏԲՈՆԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐԻՉԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Գ. Ա. ԱՄԱՏՐՅԱՆ, Ա. Ռ. ԱՌՍԵՆՅԵՎ, Վ. Խ. ԲԱԲԱՅԱՆ, ՅՈՒ. Ի. ՍՏՕԺԿՈՎ

Մթնոլորտում տիեզերական ճառագայթների նեյտրոնային եւ լիցքավորված քաղաղրիչների ինտենսիվության չափման համար ստեղծվել է նոր ուղիղաչափ եւ կատարվել են առաջին չափումները միջին լայնություններում (գեոմագնիսական կոշտության հատումը 2,5 ԳՎ): Այս ուղիղաչափը նախատեսված է մթնոլորտում նեյտրոնային եւ լիցքավորված քաղաղրիչների ժամանակային վարիացիաների միաժամանակյա չափման եւ ինտենսիվության օրեկան ալիքի որոշման համար:

УДК 539.124.6

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНАТА СВИНЦА С ПРИМЕСЬЮ ИОНОВ Gd^{3+}

А. Г. МАЛОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 апреля 1995 г.)

Методом позитронной аннигиляции обнаружено увеличение полуширины кривой и появление боковых пиков в спектрах угловой корреляции аннигиляционных квантов в образцах германата свинца с примесью ионов Gd^{3+}

Германат свинца $\alpha-Pb_5Ge_3O_{11}$ является интересным объектом для исследований из-за целого ряда практически важных свойств. Нами были выполнены измерения [1] на беспримесных образцах методом аннигиляции позитронов.

При исследовании спектров ЭПР Gd^{3+} в германате свинца [2,3] было показано, что ионы примеси замещают ионы Pb^{2+} , находящиеся в положении Pb(4). Было установлено, что кроме сигналов основного тригонального центра с замещением $Gd^{3+} \rightarrow Pb^{2+}$, с нелокальной компенсацией заряда, наблюдаются малоинтенсивные сигналы еще трех центров. Эти центры возникают при образовании вакансий положительного заряда в структуре германата свинца из-за замещения двухвалентного иона трехвалентной примесью, поскольку наличие иновалентной примеси не должно нарушать электронейтральность кристалла в целом.

Было интересно исследовать влияние примеси на аннигиляционные характеристики. Образцы германата свинца в виде плоских дисков содержали примесь ионов Gd^{3+} 0.1 атомных процента. Были измерены спектры угловой корреляции аннигиляционных фотонов (УРАФ) с приборным разрешением

0.55 миллирадиан при комнатной температуре. Спектр УРАФ представлен на рис.1. Полуширина этой кривой оказалась равной (5.91 ± 0.06) миллирадиан, что несколько превышает значение для беспримесного образца (там было (5.70 ± 0.06) мрад) [1]. Согласно [1], спектр УРАФ от германата свинца состоит из двух компонент с полуширинами $\Gamma_1=5.4$ и $\Gamma_2=14.2$ мрад со сравнимыми интенсивностями. Наличие примеси несколько искажает картину, что и проявляется в увеличении полуширины спектра УРАФ. Примечательной особенностью измеренного спектра является появление двух симметричных боковых пиков при значениях углов ± 12.7 мрад. Их интенсивности составляют по $(0.8 \pm 0.1)\%$ от общей интенсивности кривой, а полуширины - по 1.5 ± 0.2 мрад. От того же образца на спектрометре "Polis" был измерен спектр времен жизни позитронов при комнатной температуре. Разложение временного спектра по программе "Positronfit" на три компоненты дало следующие результаты: $\tau_1=(230 \pm 8)$ пикосекунд; $\tau_2=(394 \pm 8)$ пс и $\tau_3=(4300 \pm 120)$ пс. Их относительные интенсивности соответственно равны $I_1=(48 \pm 2)\%$; $I_2=(51 \pm 2)\%$ и $I_3=1\%$.

$N:10^3$

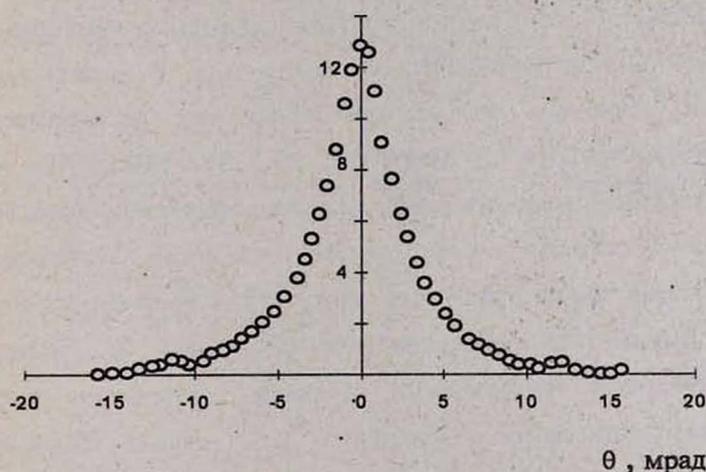


Рис.1. Экспериментальный спектр УРАФ в германате свинца с примесью ионов Gd^{3+} : по оси ординат — число совпадений N в единицу времени, по оси абсцисс — вертикальные углы θ .

В работе [3] отмечается, что внедрение примеси сопровождается укорочением расстояний Pb-O, что, по-видимому, находит свое отражение в наблюдаемом возрастании полуширины кривой УРАФ по сравнению с кривой от беспримесного образца. Возникновение во временном спектре долгоживущей компоненты τ_3 , выделяемой на пределе погрешности измерений, на наш взгляд, может быть приписано захвату позитронов вакантными узлами, образовавшимися при внедрении примеси. Эти вакансии положительного заряда могут служить эффективными ловушками для позитронов.

Определенные трудности возникают при интерпретации результатов, касающихся появления боковых пиков при измерениях на примесных образцах. По нашим оценкам, положение этих пиков соответствует аннигиляции на электронах с энергией примерно 40 эВ. Известные в литературе случаи наблюдения боковых пиков в спектрах УРАФ от монокристаллов относились к измерениям при азотных температурах. В частности, в работе [4] на монокристаллах NaF были обнаружены боковые пики при проекциях вектора обратной решетки (200) на направление, выделенное прибором. Отметим, что сателлиты, обнаруженные в этой работе, сопровождались появлением узкой компоненты при азотной температуре в беспримесных образцах и определенной кристаллографической ориентации. В нашем случае боковые пики появились только при измерениях на примесном образце при комнатной температуре. Наши измерения при температуре жидкого азота показали, что боковые пики, хотя и не исчезают, но выражены менее заметно. Поэтому естественно появление боковых пиков приписать присутствию примесных ионов Gd^{3+} , атом которого, отдав валентные электроны $5d^1$ и $6s^2$, замещает Pb^{2+} . Из оставшихся на внешних оболочках электронов только электроны, находящиеся на оболочке $5s^2$ имеют близкую к измеренной энергию. Согласно таблице энергий связи электронов, приведенной в [5] для различных элементов, именно $5s^2$ электроны обладают энергией связи 37 эВ. Нам представляется, что эти

электроны могут обусловить появление боковых пиков в наших измерениях. Тем не менее, появление боковых пиков в спектрах УРАФ от монокристаллов германата свинца с примесью ионов Gd^{3+} при комнатных температурах не совсем понятно. Окончательно прояснить этот вопрос могли бы детальные исследования поведения спектров УРАФ при различных температурах, ориентациях монокристалла и концентрациях примесных ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Малоян, А.Л.Тер-Минасян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 23, 160 (1988).
2. В.А.Важенин, Ю.Л.Шерстков. ФТТ, 17, 2485 (1975).
3. В.А.Важенин, Л.И.Левин, К.М.Стариченко. ФТТ, 23, 2255 (1981).
4. Т. Нюодо, У. Такауса. J. Phys. Soc. Japan, 42, 1065 (1977).
5. К.Зигбан. Альфа, Бета и Гамма-спектроскопия. М. Атомиздат, т.1, 1969.

POSITRON ANNIHILATION IN LEAD GERMANATE SINGLE CRYSTALS WITH IMPURITY OF Gd^{3+} IONS

A.G. MALOYAN

Using positron annihilation method an increase of half-width and arising of satellite in spectra of angular correlation of annihilation photons in lead germanate single crystals with Gd^{3+} ion impurity are found.

ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՆԻՀԻԼԱՅՈՒՄԸ Gd^{3+} ԻՈՆՆԵՐԻ
ԽԱՌՆՈՒՐԴՈՎ ԿԱՊԱՐԻ ԳԵՐՄԱՆԱՏԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ՄԱԼՈՅԱՆ

Պոզիտրոնների անիհիլացումի մեթոդով Gd^{3+} իոնների խառնուրդով կապարի գերմանատի միաբյուրեղներում ֆոտոնների անկյունային կոռելյացիոն սպեկտրներում հայտնաբերվել է կիսալայնության ավելացում եւ կողային զազարների առաջացում:

УДК 548.5:549.73

ПОЛУЧЕНИЕ АКТИВИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛЮМИНАТА ИТТРИЯ МЕТОДОМ ПРЯМОГО ОХЛАЖДЕНИЯ РАСПЛАВА

К.Л.ОВАНЕСЯН, А.Г.ПЕТРОСЯН, Р.Г.МАНУЧАРЯН, Г.О.ШИРИНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 5 мая 1995 г.)

Найдены критические параметры нагрева алюмината иттрия в жидкой фазе, определяющие переход от нормальной кристаллизации вблизи температуры плавления в область глубоких переохлаждений. Изучена реальная структура образцов в зависимости от механизма кристаллизации. Определены условия и получены монокристаллы с ионами церия, иттербия, тулия, гольмия и хрома удовлетворительного оптического качества.

Активированные монокристаллы сложных оксидных соединений, и алюмината иттрия ($YAlO_3$) в частности, играют важную роль в квантовой электронике и сцинтилляционной технике [1,2]. Благоприятные структурно-физические, кристаллохимические и спектральные свойства соединения, а также хорошо отработанная технология выращивания монокристаллов стимулируют активный поиск новых материалов на основе алюмината иттрия. Одним из факторов, лимитирующих этот поиск, является ограниченная доступность кристаллических материалов разнообразного состава. Основными методами получения сложных оксидов по-прежнему остаются методы Чохральского и Бриджмена, обеспечивающие качественные монокристаллы крупных размеров [3]. Вместе с тем, современный уровень диагностики спектроскопических свойств на образцах малых размеров ставит задачи развития методов, обеспечивающих экспресс-получение небольших монокристаллов при малых общих затратах, что может существенно активизировать поисковые работы. Потенциально одним из таких методов является прямое охлаждение расплава в температурном поле, близком к изотермическому. Различные варианты этого подхода очевидны,

являясь модификациями классических методов кристаллизации из расплава [4]. Однако, как свидетельствует опыт [5], для обеспечения условий образования кристаллов, удовлетворительного качества и размеров необходимы надежные данные по механизмам кристаллизации и их взаимосвязям с экспериментальными условиями. Это обусловлено, в частности, тем, что в зависимости от термической предыстории кристаллизация может протекать при различных переохлаждениях и, значит, по различным механизмам [6-11].

В настоящей работе изучена кристаллизация расплавов $YAlO_3$ в зависимости от температурно-временных условий, в которых они находились перед кристаллизацией. На этой основе определены граничные значения параметров нагрева в жидкой фазе, в пределах которых кристаллизация протекает вблизи температуры плавления, обеспечивая формирование крупных кристаллитов.

Опыты проводились по методике, близкой к описанной в [11]. В качестве исходных материалов использовались монокристаллический $YAlO_3$, полученный методом Чохральского из высокочистых компонентов-оксидов ($Y_2O_3-Al_2O_3$), и оксиды редкоземельных элементов. Компоненты плавилась в молибденовых тиглях объемом 2 см^3 в защитной атмосфере. Переменными параметрами являлись степень перегрева (ΔT^+) по сравнению с температурой плавления ($T_{пл}$) и время отжига (t) в жидкой фазе при ΔT^+ , которые изменялись в пределах $20-100^\circ\text{C}$ и $0,5-180$ мин соответственно. Измеренные значения максимального переохлаждения (ΔT^-), усредненные по трем измерениям, отмечались на диаграмме "степень переохлаждения - время отжига". Опыты проводились от минимальных значений ΔT^+ и t . Значения ΔT^+ , $T_{пл}$ и ΔT^- измерялись по напряжению на нагревателе с помощью цифрового вольтметра, показания которого предварительно калибровались по $T_{пл}$ известных соединений. Температура ликвидус $YAlO_3$, равная 1934°C [9], достаточно точно ($\pm 10^\circ\text{C}$) воспроизводилась во всех опытах.

Охлаждение в области ниже $T_{пл}$ проводилось со скоростью 10–20°С/мин. Скорость нагрева и охлаждения в области между $T_{пл}$ и $(T_{пл} + \Delta T^+)$ составляла 200°С/мин.

В соответствии с полученными результатами (рис.1) для каждого ΔT^+ существует определенное критическое время t , приводящее к изменению свойств расплавов, которое проявляется в переходе от нормальной кристаллизации вблизи $T_{пл}$ в область глубоких переохлаждений.

С повышением ΔT^+ критическое t уменьшается, что ясно наблюдается при $\Delta T^+ \leq 30^\circ\text{C}$. При $\Delta T^+ \geq 30^\circ\text{C}$ точки на диаграмме ложатся в область высоких ΔT^- уже при $t \leq 1$ мин. Таким образом,

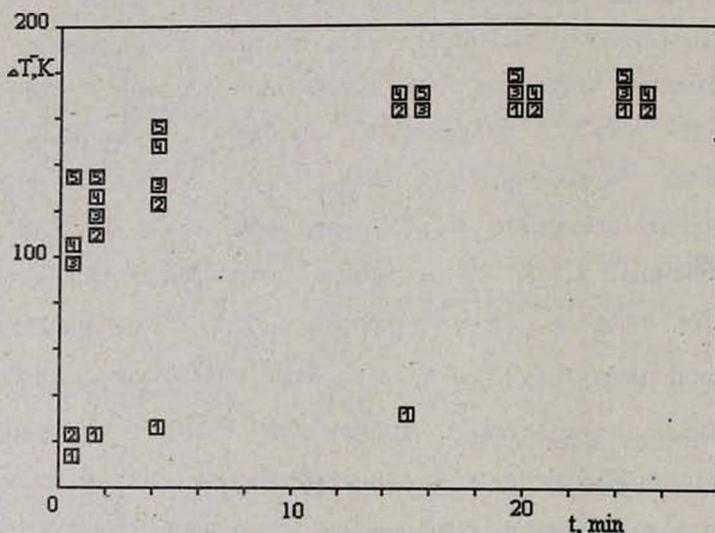


Рис.1. Взаимосвязи между временем отжига (t) и максимальным переохлаждением (ΔT^-) при величине перегрева $\Delta T^+ = 20^\circ\text{C}$ (1), 30°C (2), 50°C (3), 70°C (4), 100°C (5).

между параметрами ΔT^+ и t существует эквивалентность с точки зрения их воздействия на свойства расплавов и механизм кристаллизации. Поэтому в качестве параметра нагрева следует

рассматривать произведение $(t\Delta T^+)_\text{кр}$. По экспериментальным точкам диаграммы рис.1 в координатах $\Delta T^+(t)$ может быть построена кривая, разделяющая области низких и высоких переохлаждений.

Отдельными опытами, в которых скорость охлаждения от $T_\text{пл}$ изменялась в более широких пределах (5–50°С/мин), установлено, что значения ΔT^- сколь-нибудь существенно не зависят от скорости охлаждения. Поэтому изменения свойств расплавов, подвергнутых критическому перегреву, необратимы. Если исходить из предположения о сохранении центров кристаллизации выше $T_\text{пл}$, то критические $t\Delta T^+$ характеризуют температурно-временные условия полного исчезновения этих центров. Отметим, что в расплавах некоторых гранатов ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) [6–11] переход в область глубоких переохлаждений связывается с изменением координации в расплавах при пороговых температурах [7,9], с исчезновением потенциальных центров кристаллизации в процессе перегрева [5,10], либо с некоторой релаксацией в расплавах, время которой, являясь величиной обратно пропорциональной температуре, увеличивается для соединений с низкой температурой плавления [8].

Твердая фаза, выделяющаяся при кристаллизации вблизи $T_\text{пл}$, состоит из прозрачных кристаллитов с поперечным размером до 5 мм, что свидетельствует о нормальном росте ограниченного числа зародышей. В опытах получены прозрачные кристаллы с примесью ионов Ce^{3+} , Yb^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} и Cr^{3+} , пригодные для спектроскопических исследований. Наилучшие результаты с точки зрения прозрачности достигаются, если столбик расплава находится в температурном поле с небольшим (0,5–1°С/мм) отрицательным градиентом. В этом случае на поверхности образуется тонкая пленка с развитыми гранями, которая с понижением температуры растет вглубь расплава.

Расплавы, подвергнутые отжигу при значениях $t\Delta T^+ \geq (t\Delta T^+)_\text{кр}$, достигая при охлаждении максимальных ΔT^- , кристаллизуются

мгновенно. Полученные образцы представляют собой поликристаллические кластеры, состоящие из мелкодисперсных кристаллитов с максимальным размером 0,1 мм. Такое строение свидетельствует о кристаллизации по механизму массового образования зародышей, которые растут до столкновения с другими аналогичными центрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.J.Weber. Handbook of Laser Science and Technology, vol.1, CRC Press, 1982.
2. Scintillator and Phosphor Materials (Ed. M.J.Weber et al.). Material Research Society Symposium Proceedings, vol. 348, MAS, Pittsburg, 1994.
3. Х.С.Багдасаров. Итоги науки и техники, сер. Кристаллохимия, вып. 21, М., ВИНТИ, 1994.
4. J.C.Brice. The Growth of Crystals From Liquids. Amsterdam, London: North-Holland, 1973.
5. A.G.Petrosyan. J. Crystal Growth, 139, 372 (1994).
6. В.Сокэйне, В.Лент. J. Crystal Growth, 46, 371 (1979).
7. M.A.DiGiuseppe, S.L.Soled, W.M.Wenner, J.E.Macur. J. Crystal Growth, 49, 746 (1980).
8. M.Gobbels, S.Kimura, T.Sawada. J. Crystal Growth, 106, 712 (1990).
9. J.L.Caslavsky, D. J.Viechnicki. J.Mater.Sci., 15, 1709 (1980).
10. К.Воронько, А.Б.Кудрявцев, А.А.Соболь, Е.В.Сорокин. Исследование процессов кристаллизации расплавов галлиевых гранатов методом высокотемпературной спектроскопии комбинационного рассеяния. Тезисы VII Всесоюзной конференции по росту кристаллов, т.3, с. 35-36, Москва, 1988.
11. A.G.Petrosyan, G.O.Shirinyan, K.L.Ovanesyan, A.S.Kuzanyan. J.Crystal Growth, 52, 556 (1981).

PREPARATION OF ACTIVATED SINGLE CRYSTALS OF YTTRIUM ORTHOALUMINATE BY DIRECT MELT FREEZING TECHNIQUE

K.L.OVANESYAN, A.G.PETROSYAN,
R.G.MANUCHARYAN, and G.O.SHIRINYAN

The critical values of heating parameters of molten yttrium aluminate were experimentally found which cause transition from normal crystallization near to the melting point to a supercooled state. Crystalline structure of the solid phase is studied as a function of the solidification mechanism. Conditions are determined and single crystals doped with cerium, ytterbium, thulium, holmium and chromium ions possessing satisfactory optical quality were prepared.

ԻՏՐԻՈՒՄԻ ԱԼՅՈՒՄԻՆԱՏԻ ԱԿՏԻՎԱՅՎԱԾ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ՍՏԱՅՈՒՄԸ ՀԱԼՈՒՅԹԻ ՈՒՂՂԱԿԻ ՍԱՌԵՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Կ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ,
Ռ.Գ. ՄԱՆՈՒՉԱՐՅԱՆ, Գ.Հ.ՇԻՐԻՆՅԱՆ

Գտնված են խորիմի այլոմինատի հեղուկ փուլում տաքացման այն կրիտիկական պարամետրերը, որոնք պայմանավորում են հալման զերմաստիճանի մոտ նորմալ բյուրեղացումից խորը գերատեցման տիրույթին անցնելը: Ուսումնասիրված է նմուշների ռեալ կառուցվածքը կախված բյուրեղացման մեխանիզմից: Որոշված են պայմանները եւ ստացված են բավարար օպտիկական հասկոթյուններով ցերիումի, յուրբիումի, թալիումի, հոլմիումի եւ քրոմի խմնեքով խորիմի այլոմինատ միաբյուրեղներ:

О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИМЕСЕЙ, ВВЕДЕННЫХ В РАСПЛАВ, НА ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Э.С. ВАРТАНЯН, Л.М. КАЗАРЯН, Р.С. МИКАЕЛЯН, Р.К. ОВСЕПЯН,
А.Р. ПОГОСЯН, П.Р. РУСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 23 августа 1994 г.)

Проведены исследования по выявлению возможных механизмов воздействия примесей, введенных в расплав, на основные параметры кристаллов ниобата лития. Выделены два основных механизма такого воздействия: через изменение физико-химических свойств расплава и путем непосредственного вхождения примеси в решетку кристалла.

Влияние на параметры кристаллов ниобата лития примесей, введенных в расплав при их выращивании, общеизвестно. Наиболее яркими примерами такого влияния являются примесь магния, повышающего устойчивость ниобата лития к фоторефракции, и примесь железа, наоборот, увеличивающая фоторефрактивную чувствительность. Концентрация примесей, вводимых в расплав, колеблется обычно от 0,01 мас.%, сравнимых или немногим превышающих количество неконтролируемых примесей, до 5-6 мас.%, приближающих условия выращивания к ситуации, реализуемой в расплав-растворном методе. В этих условиях основные параметры ниобата лития могут формироваться как из-за внедрения атомов примеси в решетку кристалла, так и за счет изменения состава выращенного кристалла по основным компонентам.

В настоящей работе мы попытались разделить эти две возможности воздействия на параметры выращенных кристаллов и определить круг примесей, влияющих на параметры кристалла преимущественно по одному или другому механизму.

В качестве контролируемых параметров для кристаллов ниобата лития рассматривались и измерялись температура синхронизма при преобразовании $1,06 \rightarrow 0,53$ в направлении $\langle 010 \rangle$, температуры начала (T_S) и окончания (T_L) плавления шихты и выращенного кристалла, а также концентрация примесей в выращенном кристалле. Измерения T_S и T_L проводились на дериватографе Q-1500 и уточнялись на установке визуально-политермического анализа. Кроме того, для кристаллов ниобата лития, представляющих интерес из-за их фоторефрактивных свойств, были измерены основные фоторефрактивные и спектральные характеристики.

Результаты измерений основных характеристик кристалла и расплава приведены в таблицах 1 и 2. В работе изменение состава расплава рассматривается как добавление к конгруэнтно плавящемуся составу [1] примеси Li_2O , а изменение основных параметров – как их изменение от соответствующих параметров кристалла, выращенного из конгруэнтного состава.

Таблица 1. Изменение температуры плавления шихты ниобата лития в зависимости от наличия примесей.

Примесь	Параметр				
	C_m , масс. %	T_S , °K ± 8	T_L , °K ± 5	ΔT_S , ± 5	$\Delta T_S / C_m$ ± 5
–	0	1524	1526	–	–
(Li_2O)	0.55	1460	1526	64	116
(Li_2O)	1.55	1433	1521	91	59
(Na_2O)	2	1389	1496	135	67.5
(K_2O)	4	1245	1488	279	69.8
(Cs_2O)	2	1233	1513	291	145.5
(Rb_2O)	2	1233	1493	291	145.5
(BaO)	2	1500	1519	24	12
(MgO)	0.52	1512	1525	2	3.8
(MgO)	1.14	1519	1525	5	4.5
(Ho_2O_3)	0.65	1517	1526	7	11
(Nd_2O_3)	0.65	1512	1524	12	18.5
(Er_2O_3)	0.65	1512	1524	12	18.5
(Fe_2O_3)	0.03	1514	1525	10	330

Из таблицы 1 видно, что добавление примесей практически не изменяет температуру окончания плавления T_L , но существенно

изменяет температуру начала плавления T_S . Поэтому влияние примесей на физико-химические параметры рассмотрено как изменение T_S на 1 процент примеси в шихте ($T_S / c_{ш}$). Очевидно, что если Li_2O , Na_2O , K_2O , Cs_2O , Rb_2O и Fe_2O_3 можно отнести к примесям, существенно меняющим T_S расплава, то влиянием MgO можно пренебречь, а влияние таких примесей как BaO , Er_2O_3 и Nd_2O_3 не является определяющим.

В выращенных кристаллах определялась концентрация примеси и пересчитывалась на содержание грамм-молей соответствующего оксида в одном грамм-моле ниобата лития (c_K моль.%). В случае примеси лития это содержание определялось из состава кристалла, определенного по температуре плавления и температуре синхронного преобразования T_m .

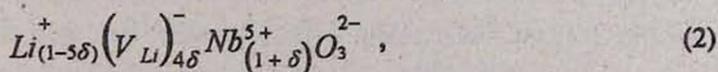
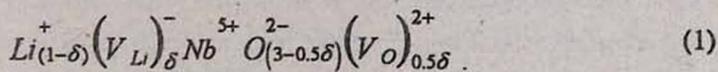
Таблица 2. Температура синхронизма в зависимости от примесей в кристалле ниобата лития.

Примеси	Параметр						
	c_K , мол. %	Температура плавления крис.		ΔT_m	$R_{экр}$	$\Delta T_m / c_K$	$\Delta n / c_K$ 10^{-3}
		$T_S \pm 8$	$T_L \pm 5$				
-	10	1524	1526	273	0.946	-	-
(Li_2O)	1.2	1520	1526	323	0.97	41.6	2.5
(Li_2O)	2.0	1514	1524	407	0.983	67	4
(Na_2O)	0.19	1517	1525	387	0.989	600	35
(K_2O)	0.03	1510	1524	430	0.986	5230	308
(Cs_2O)	0.02	1513	1526	400	0.982	6350	375
(Rb_2O)	0.017	1515	1525	396	0.981	7235	426
(BaO)	0.27	1524	1526	291	0.955	52	3
(MgO)	2.5	1522	1524	314	0.968	16.14	0.97
(MgO)	5.0	1519	1522	356	0.975	16.6	0.98
(Fe_2O_3)	0.05	1519	1524	287	0.953	280	16.5
(Ho_2O_3)	0.03	1524	1526	243	0.92	1000	59
(Nd_2O_3)	0.03	1524	1526	243	0.92	1000	59

В таблице 2 приведены результаты этих измерений. Здесь, как и в предыдущем случае, влияние примеси рассматривается как изменение температуры синхронного преобразования относительно

этой же температуры для конгруэнтного состава. Считая, что изменение температуры синхронизма обусловлено изменением одного только необыкновенного показателя преломления [2], воздействие примеси можно охарактеризовать изменением показателя преломления на 1% примеси (n/c_k). В первых двух случаях, когда рассматривается примесь лития, воздействие ее ($\sim 2-4 \cdot 10^{-3}$) достоверно и характеризует возможные величины изменения показателя преломления из-за вхождения примесей в кристалл. В то же время, как видно из таблицы 2, для объяснения с помощью такого механизма воздействия примесей Na_2O , K_2O , Cs_2O или Rb_2O необходимо допустить, что влияние этих примесей на коэффициент преломления на два порядка выше, что, по-видимому, маловероятно. Зато из таблицы 1 легко увидеть, что это воздействие проще объясняется изменением состава кристалла по содержанию лития. Действительно, изменение T_s от 4 мас.% примеси K_2O составляет 279К, что значительно превышает T_s при добавлении 2 мас.% Li_2O . Последнее приводит к сдвигу состава выращенного кристалла к стехиометрическому (напомним, что 1 моль.% примеси оксида лития в кристалле изменяет показатель преломления примерно на $4 \cdot 10^{-3}$). Таким образом, примесь калия именно за счет смещения состава кристалла может приводить к существенному изменению показателя преломления и температуры синхронизма. В случае же примеси магния, наоборот, по таблице 1 изменение физико-химических свойств расплава незначительно для увеличения концентрации лития в кристалле, а сам Mg вполне мог вызвать изменение показателя преломления $\Delta n/c_k$ порядка 10^{-3} .

Первый из приведенных механизмов связан с управлением составом кристалла. Нестехиометрия кристаллов ниобата лития и связанная с ней дефектная структура обсуждались в [3-5], их основные варианты для случая низких температур могут быть представлены следующим образом:



а для концентрации дефектов при высоких температурах, когда все дефекты ионизированы:

$$m[V_{\delta}^{(m+1)}] + [Li^+] + 5[Nb^{5+}] + 4[Nb_{Li}^{4+}] = \\ = 5[V_{Nb}^{5-}] + [V_{Li}^-] + 4[Li_{Nb}^{4+}] + 2[O^{2-}] + [e^-] \quad (3)$$

Как в (1), так и в (3) концентрация дефектов определяется двумя параметрами: составом кристалла (Li_2O/Nb_2O_5) и парциальным давлением кислорода (PO_2). В [6] также показано, что основной причиной нарушения стехиометрии ниобата лития является дефицит кислорода в Nb_2O_5 , приводящий к появлению Nb^{4+} на литиевых местах в кристалле. Следовательно, повышение парциального давления кислорода приведет к уменьшению $[V_O]$, а значит и $[V_{Li}]$. Последнее означает сдвиг состава кристалла в сторону стехиометрического. Поэтому изменение парциального давления кислорода также может быть одним из возможных способов воздействия на параметры ниобата лития.

Таблица 3. Зависимость параметров кристаллов ниобата лития от парциального давления кислорода при выращивании.

N ^o	Состав атм.		Сост. распл. R _m	Состав затрав. R ₃	Темп. плав., К T _S -T _L	Темп. затрав. T ₃ , °К	T _m , К
	P _{Ar}	P _{O₂}					
1	1	0	1	0.946	1509-1525	1501	323
2	1.8	0.2	1	0.946	1512-1525	1516	326
3	0.8	1	1	0.946	1514-1526	1520	329
4	0.6	1.3	1	0.946	1517-1526	1522	329.6
5	0.6	1.4	1	0.946	1518-1525	1523	331
6	1.8	0.2	1	1.1	-	-	332
7	1.8	0.2	0.946	0.946	1525-1526	-	271.5

В Таблице 3 приведены результаты экспериментов по выращиванию кристаллов ниобата лития при различных парциальных давлениях кислорода. Как и в предыдущих случаях, измерялись T_S и T_L выращенных кристаллов. Кроме этого, контролировалась температура равновесного существования затравки с расплавом. В экспериментах исходный состав всегда был стехиометрическим, а

затравка применялась из кристалла конгруэнтного состава. Только в одном контрольном эксперименте с парциальным давлением кислорода 0,2 атм. и расплав, и затравка были взяты конгруэнтного состава.

Рассмотрение таблицы 3 позволяет заключить, что повышение парциального давления кислорода приводит к повышению температуры равновесного существования затравки с расплавом и к повышению температуры начала плавления (T_S) кристалла. Как следствие этого происходит повышение содержания лития в кристалле и повышение температуры синхронизма, то есть кислород действует подобно примесям K_2O , Na_2O , Cs_2O , Rb_2O .

Таким образом, из рассмотренных примесей по механизмам их воздействия на параметры кристаллов ниобата лития можно выделить три группы. Элементы первой группы Na, K, Cs, Rb являются типичными представителями примесей, управляющих составом выращенного кристалла через изменение физико-химических свойств расплава (к этой группе по механизму воздействия можно отнести и кислород). Изменения параметров кристаллов, выращенных из расплавов с примесью элементов первой группы, могут быть достигнуты и путем выращивания кристаллов из расплава, обогащенного литием. К элементам второй группы относятся примеси Mg и Ba, воздействие которых преимущественно проявляется от непосредственного вхождения в решетку и изменения показателя преломления кристалла. К третьей группе элементов относятся примеси Fe, Nb и Er, для которых мы вынуждены допустить оба механизма воздействия.

Перейдем к вопросу о влиянии примесей на фоточувствительные свойства кристаллов ниобата лития. Исходя из вышеизложенного, элементы первой группы не могут вносить существенных изменений в фоточувствительные свойства кристаллов, так как эти свойства не зависят от стехиометрического состава кристаллов, а определяются наличием и параметрами фоточувствительных центров в кристалле. Исключением из этого является примесь калия, для которого мы обнаружили существенное снижение температуры стирания фоторефракции, не коррелирующее

с концентрацией примеси в расплаве или кристалле.

В то же время элементы второй и третьей групп, непосредственно входящие в кристалл, могут образовывать в нем fotocувствительные центры и, соответственно, влиять на fotocувствительные свойства кристаллов ниобата лития (в частности, на фоторефрактивные, фотовольтаические и фотохромные). Мы подробно исследовали влияние этих примесей (в том числе и путем двойного легирования, то есть введения одновременно в кристалл сочетаний примесей, в частности, Fe:Cu, Fe:Mn, Fe:Ti, Fe:Hf и т.д.) на фоторефрактивные параметры кристаллов ниобата лития. Полученные результаты детально описаны в ранее опубликованных нами работах [7,8], и поэтому мы их здесь не приводим. Однако отметим, что эти исследования показали реальную возможность управления фоторефрактивными параметрами кристаллов ниобата лития путем введения примесей и их сочетаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.L.Byer, J.F.Young, R.S.Feigelson. *J.Appl.Phys.*, 41, 2320 (1970).
2. J.H.Bergman, A.A.Ashkin, et al. *Appl.Phys.*, 12, 92 (1968).
3. W.Bollman, M.Gernard. *Phys.Stat.Sol.(a)*, 9, 301 (1972).
4. W.Bollman. *Phys.Stat.Sol. (a)*, 40, 83 (1977).
5. H.Fay, W.J.Alford, H.M.Dess. *Appl.Phys.Lett.*, 12, 89 (1968).
6. Ю.С.Кузьминов, В.В.Осико, Nonstoichiometry in lithium niobate crystals. 530-535, *Кристаллография*, 39, 530 (1994).
7. Э.С.Вартанян, Р.К.Овсепян, А.Р.Погосян, Photorefractive and photochrome effects in lithium niobate crystals with double doping. *Кристаллография*, 35, 905 (1990).
8. G.T.Avanesyan, E.S.Vartanyan, et al. *Phys. Stat. Sol.(a)*, 126, 245 (1991).

ON POSSIBLE MECHANISMS OF INFLUENCE OF IMPURITIES, INTRODUCED INTO THE MELT, ON LITHIUM NIOBATE CRYSTALS PARAMETERS

E.S.VARTANYAN, L.M.KAZARYAN, R.S.MIKAELYAN,
R.K.HOVSEPYAN, A.R.POGOSYAN, and P.R.RUSYAN

The investigations of the possible mechanisms of influence of the impurities, introduced into the melt, on basic parameters of the lithium niobate crystals have been carried out. The two fundamental mechanisms of such influence are distinguished: by change of the physical and chemical properties of the melt and by means of the direct entry of impurity in the crystal lattice.

УДК 539. 107. 49

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОНИТЯНЫХ КАМЕР С ШАГОМ 3 мм В КАЧЕСТВЕ МИНИ-ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР

Р.Б. АЙВАЗЯН, Р.А. АСАТУРЯН, Э.М. МАТЕВОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 мая 1994г.)

Измерены дрейфовые характеристики многонитяных газовых камер с дрейфовыми промежутками 3 мм, работающих в самогасящем стриммерном режиме. Получено, что нелинейная область занимает всего ~ 0,3 мм около сигнальной проволоки. Показано, что хорошего пространственного разрешения (~ 0,1 мм) можно достичь для системы камер со сдвинутыми сигнальными проволоками.

Созданные в лаборатории координатных детекторов многопроволочные камеры с шагом намотки 3 мм обладают лучшими амплитудными характеристиками по сравнению с двухмиллиметровыми камерами (наивероятные амплитуды отличаются в 1,5-2 раза). Существенное улучшение этого параметра (в 3-4 раза) достигнуто переводом этих камер в самогасящийся стриммерный (СГС) режим работы. В результате эти камеры имеют ширину рабочего плато до 800 В, наивероятные амплитуды 15-20 мВ, временное разрешение 15 нс (полуширина на полувысоте), координатное разрешение 1,5 мм. Они наиболее удобны для создания больших систем регистрации частиц, не требующих прецизионных координатных точностей. В качестве регистрирующей электроники используется РПК-32, разработанный в Дубне (ОИЯИ) [1]

Поскольку в экспериментах по взаимодействию электронов с кристаллическими мишенями необходимо обеспечить точность определения координаты порядка 0,1 мм, нами исследована возможность увеличения точности с помощью измерения времени дрейфа в этих камерах, путем создания системы из минидрейфовых камер с шагом 3 мм.

Получение линейных дрейфовых характеристик в обычных многопроволочных камерах практически невозможно из-за существования областей с очень малыми значениями напряженности поля между соседними проволоками [2]. Это приводит к существенным нелинейным областям во времени дрейфа электронов. Введение полевых проволок между сигнальными проволоками улучшает картину поля [3] и тем самым позволяет с большой степенью точности измерять время дрейфа электронов, образованных в камере налетающей частицей. Следуя этому, мы ввели между сигнальными проволоками полевую проволоку, сохраняя все другие параметры камеры прежними (шаг 3 мм, расстояние анод-катод 5 мм, диаметр анодных проволок 50 мкм, диаметр катодных и полевых проволок 100 мкм). Большой диаметр анодных проволок выбран для получения СГС режима работы в мини-дрейфовых камерах.

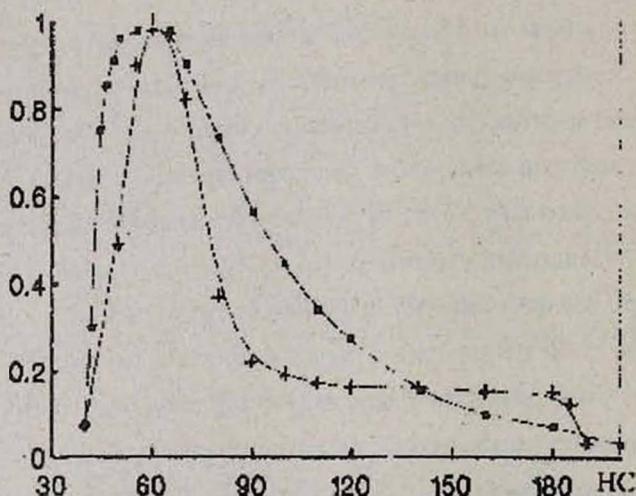


Рис. 1. Временные спектры от дрейфовой ячейки (•) и от обычной камеры (+).

Исследования рабочих характеристик камеры проводились на лабораторном стенде (радиоактивный источник ^{90}Sr). Были получены амплитудные характеристики камеры в зависимости от напряжения, приложенного к полевым и катодным проволокам. Из этих данных выбиралось напряжение питания камеры, обеспечивающее 100 %-ую

регистрацию электронов от источника ^{90}Sr . На рис. 1 приведен временной спектр от дрейфовой ячейки при отсутствии коллиматоров. Для сравнения приведен также временной спектр от обычной камеры (без полевой проволоки). Очевидно, что камера может быть использована в режиме измерения времени дрейфа. Полуширина на полувысоте соответствует скорости дрейфа ~ 5 см/мксек. Линейная зависимость времени дрейфа от места прохождения электронов была получена с помощью системы коллиматоров, расположенных до и после камеры (диаметр 1 мм).

Камера передвигалась с помощью микрометрического винта с точностью до 30 мкм/об.

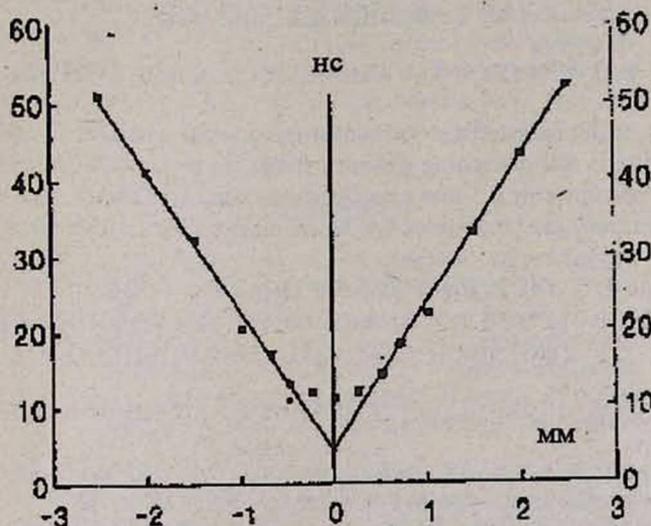


Рис.2 Зависимость времени дрейфа от координаты прохождения частицы

По данным с шагом 0,25 мм была построена зависимость времени дрейфа от места прохождения (см. рис. 2). Точки соответствуют среднему значению временных распределений (статистические ошибки не превышают размеров точек). Видно, что в дрейфовой характеристике имеется большая линейная область и небольшая область нелинейности вблизи сигнальной проволоки (0,3 мм). При создании

системы дрейфовых камер, для решения проблемы право-левой неопределенности, эти камеры будут сдвинуты относительно друг друга на $1/3$ шага. Тем самым области нелинейности перекроются, что обеспечит высокую координатную точность всей системы до $0,1$ мм.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.А.Попов, Б.А.Хачатуров. Препринт ОИЯИ, Р10-91-419, Дубна, 1991г.
2. F.Sauli. Preprint CERN 77-09, Geneva, 1977.
3. Ю.И.Давыдов, П.Стремень, А.А.Фещенко. Препринт ОИЯИ, 13-86-327, Дубна, 1986г.

A STUDY OF POSSIBILITY OF USING OF THE MULTIWIRE CHAMBER WITH 3mm SPACING AS A MINI-DRIFT CHAMBER

R.B. AIVAZYAN, R.A. ASATURYAN, E.M. MATEVOSYAN

The drift characteristics of multiwire gaseous chambers with 3 mm drift region, working in self-quenching strimmer mode are measured. The nonlinear region is obtained to occupy only 0.3 mm near the signal wire. It is shown, that a good spatial resolution (0.1 mm) can be obtained for the chamber systems with shifted signal wires.

3 մմ-ՈՑ ԲԱՅԼՈՎ ԲԱԶՄԱԼԱՐ ԽՑԻԿՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ՄԻՆԻ-ԴՐԵՅՖՏԱՅԻՆ ԽՑԻԿՆԵՐ ՕԳՏԱԳՈՐԾԵԼՈՒ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ռ.Բ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ռ.Ա. ԱՍԱՏՈՒՐՅԱՆ, Է.Մ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Չափված են 3 մմ-ոց դրեյֆային ախրայթով, ինքնամարվող սարիմներային ռեժիմում աշխատող բազմալար գազային խցիկների դրեյֆային բնութագրերը: Ստացված է, որ ոչ գծային ախրայթը կազմում է ընդամենը 0,3 մմ՝ ազդանշանային լարի շրջակայքում: Ցույց է արված, որ կարելի է ստանալ 0,1 մմ-ից ոչ վատ ապրածական լուծողականություն իրար նկատմամբ շեղված խցիկների համակարգի համար:

CONTENTS

H. B. Nersissian, G. G. Matevossian, R. A. Gevorkian. On the theory of polarization losses of charged particle energy in magnetized cold plasma 143

A. L. Asatrian, A. L. Vartanian, and A. A. Kirakosian. Mobility calculation of quasi-two-dimensional charge carriers in semiconductor structures by energy loss method. 2. Scattering on surface roughnesses and alloy disorder of quantum well 149

H. (O). S. Eritsyian, I. M. Muradyan, M. S. Gishyan, H. H. Tovmasian. Influence of magneto-optical activity and weak spatial dispersion on the optical properties of cholesteric liquid crystals 156

G. A. Asatrian, A. R. Arseniev, V. Kh. Babayan, Yu. I. Stozhkov. Radiosonde for measurements of the neutron component of cosmic rays in the stratosphere 163

A. G. Maloyan. Positron annihilation in lead germanate single crystals with impurity of Gd^{3+} ions 168

K. L. Ovanesyan, A. G. Petrosyan, R. G. Manucharyan, and G. O. Shirinyan. Preparation of activated single crystals of yttrium orthoaluminate by direct melt freezing technique 172

E. S. Vartanyan, L. M. Kazaryan, R. S. Mikaelyan, R. K. Hovsepyan, A. R. Pogosyan, and P. R. Rusyan. On possible mechanisms of influence of impurities, introduced into the melt, on lithium niobate crystals parameters 178

R. B. Aivazyan, R. A. Asaturyan, E. M. Matevosyan. A study of possibility of using of the multiwire chamber with 3 mm spacing as a mini-drift chamber 185

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Հ.Բ. Ներսիսյան, Հ. Հ. Մաթևոսյան, Ռ. Ա. Գեվորգյան. Լիցրավորված մասնիկի էներգիայի բեռնային կորուստների տեսությունը մագնիսաակտիվ սառը պլազմայում 143

Ա. Լ. Ասատրյան, Ա. Լ. Վարդանյան, Ա. Ա. Կիրակոսյան. Զվազիերկչադի լիցրակիրների շարժունության հաշվարկը կիսահաղորդչային կառուցվածքներում էներգիական կորուստների մեթոդով. 2. Յրում քվանտային փոսի մակերևութային անհարթությունների և համածովվածքային անկարգավորվածությունների վրա 149

Հ. Ս. Երիցյան, Ի. Մ. Մուրադյան, Մ. Ս. Գիշյան, Հ. Հ. Թովմասյան. Մագնիսաօպտիկական ակտիվության և թույլ տարածական դիսպերսիայի ազդեցությունը խալեստերիկային հեղուկ բյուրեղի օպտիկական հատկությունների վրա 156

Գ. Ա. Ասատրյան, Ա. Ռ. Առնեյեվ, Վ. Խ. Բաբայան, ՅՈՒ. Ի. Ստոժկով. Ռ-ադիոզոնդ սարսառսֆերայում ալեգերական ճառագայթների նեյտրոնային բաղադրիչի հետազոտման համար 163

Ա. Հ. Մալոյան. Պոզիտրոնների անխիլացումը Gd^{3+} իոնների խառնուրդով կապարի գերմանատի միարյուրեղներում 168

Կ. Լ. Հովհաննիսյան, Ա. Գ. Պետրոսյան, Ռ. Գ. Մանուչարյան, Գ. Հ. Շիրինյան. Իտրիումի պլումբումատի ակտիվացված միարյուրեղների ստացումը հարյուրի ուղղակի սառեցման եղանակով 172

Է. Ս. Վարդանյան, Լ. Մ. Դազարյան, Ռ. Ս. Միքայելյան, Ռ. Կ. Հովսեփյան, Ա. Ռ. Պոգոսյան, Պ. Ռ. Ռոսյան. Լիթիումի նիոբատի բյուրեղների պարամետրերի վրա հարյուրում խառնուրդների ազդեցության հնարավոր մեխանիզմների մասին 178

Ռ. Բ. Այվազյան, Ռ. Ա. Ասատրյան, Է. Մ. Մաթևոսյան. 3 մմ-ոց քայլով քաղցրալար խցիկները որպես մինի-դրեյֆային խցիկներ օգտագործելու հնարավորության հետազոտումը 185

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Б. Нерсисян, Г. Г. Матевосян, Р. А. Геворкян. К теории поляризационных потерь энергии заряженной частицей в магнитоактивной холодной плазме.	143
А. Л. Асатрян, А. Л. Вартанян, А. А. Киракосян. Расчет подвижности квазидвумерных носителей заряда в полупроводниковых структурах методом энергетических потерь. 2. Рассеяние на поверхностных шероховатостях и сплавных неупорядоченностях квантовой ямы.	149
О. С. Ерицян, И. М. Мурадян, М. С. Гишян, Г. А. Товмасян. Влияние магнитооптической активности и слабой пространственной дисперсии на оптические свойства холлестерического жидкого кристалла.	156
Г. А. Асатрян, В. Х. Бабаян, А. Р. Арсеньев, Ю. И. Стожков. Радиозонд для нейтронной компоненты космических лучей в стратосфере.	163
А. Г. Малоян. Аннигиляция позитронов в монокристаллах германата свинца с примесью ионов Gd^{3+}	168
К. Л. Ованесян, А. Г. Петросян, Р. Г. Манучарян, Г. О. Ширинян. Получение активированных монокристаллов алюмината иттрия методом прямого охлаждения расплава.	172
Э. С. Вартанян, Л. М. Казарян, Р. С. Микаелян, Р. К. Овсепян, А. Р. Погосьян, П. Р. Русян. О возможных механизмах воздействия примесей, введенных в расплав, на параметры кристаллов ниобата лития.	178
Р. Б. Айвазян, Р. А. Асатуриян, Э. М. Матевосян. Исследование возможности использования многонитяных камер с шагом 3 мм в качестве мини-дрейфовых камер.	185