

ՀԽՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1990

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԳՐԱ

Ս. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վաղդանյան, Գ. Մ. Ղաթրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մալխոյան, Է. Գ. Շառայան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սաֆուկյան, Ա. Հ. Մխիթարյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

УЧЕТ КОНЕЧНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ СГУСТКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

А. Ц. АМАТУНИ, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 2 марта 1990 г.)

Выяснено влияние конечности поперечных размеров сгустка на генерацию нелинейных кильватерных волн в плазме. Получены выражения для полей внутри сгустка и возникающей в этом случае фокусирующей поперечной силы.

Нелинейные явления, возникающие при генерации кильватерных волн бесконечным, в поперечных направлениях, сгустком электронов в плазме рассматривались в ряде работ [1—8]. Учет поперечных размеров сгустка выявляет определенные условия, при которых полученные в [1—8] результаты могут сохраниться.

1. Рассмотрим взаимодействие с плазмой релятивистского цилиндрического сгустка электронов длины d , поперечных размеров a , движущегося со скоростью v_0 вдоль оси z через бесконечную в обоих направлениях (z, r) плазму, полагая, что вся система находится во внешнем, достаточно сильном магнитном поле B_0 , направленном вдоль скорости сгустка. Мы рассматриваем стационарное состояние системы, когда все ее характеристики являются функциями переменных $\tilde{z} = z - v_0 t$ и r . Ионы плазмы неподвижны, плазма в невозмущенном состоянии нейтральна, а наличие сильного внешнего магнитного поля B_0 приводит к тому, что упорядоченные скорости электронов плазмы имеют только одну составляющую v_{ez} . Искомые электрические поля в системе имеют отличные от нуля компоненты E_z и E_r , а магнитное поле — B_θ . Уравнения, описывающие рассматриваемую систему плазма-пучок, состоят из уравнений Максвелла, уравнений движения и уравнений непрерывности для электронов плазмы. Движение электронов сгустка и распределение их по $\tilde{z}$ и r предполагаются заданными. Плотность электронов сгустка однородна по $\tilde{z}$, а распределение по r выбрано в виде

$$n_b(r) = \begin{cases} n_0 (1 - r^2/a^2), & r \leq a, \\ 0, & r > a \end{cases} \quad 0 \leq \tilde{z} \leq d.$$

Начальная плотность электронов плазмы n_e равна ее плотности на фронте сгустка $n_e(d, r) = n_0$.

Вводя обычным образом потенциалы $\varphi(\tilde{z}, r)$ и $A(\tilde{z}, r)$, принимая условие Лоренца и полагая, что на фронте сгустка $\varphi(d, r) = 0$,

$E(d, r) = 0$, $B(d, r) = 0$, $v_e(d, r) = 0$ получаем для скалярного потенциала уравнение

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\gamma^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi e (n_0 - n_e(z, r) - n_b(r)),$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v_0/c$.

Введем безразмерные величины $z_1 = z/\lambda_p$ ($\lambda_p = c/\omega_p$), $r_1 = r/a$, $\chi = 1 + e\varphi/mc^2\gamma^2$. Воспользовавшись вытекающими из нелинейных уравнений движения и непрерывности (с учетом граничных условий) выражениями для электронов плазмы

$$\chi = \sqrt{1 + \rho_e^2} - \beta \rho_e, \quad n_e = \frac{n_0 \beta \sqrt{1 + \rho_e^2}}{\beta \sqrt{1 + \rho_e^2} - \rho_e},$$

где $\rho_e = P_{ez}/mc$ — безразмерный импульс электронов плазмы, мы приходим к следующему уравнению для безразмерного потенциала

$$\frac{\gamma^2 \lambda_p^2}{a^2} \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} \left(r_1 \frac{\partial \chi}{\partial r_1} \right) + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z_1^2} + \gamma^2 \left[1 - \frac{\beta \chi}{\sqrt{\chi^2 - 1/\gamma^2}} \right] = \frac{n_{b0}}{n_0} (1 - r_1^2). \quad (1)$$

При $a \rightarrow \infty$ мы приходим к уравнению для бесконечного в поперечных направлениях сгустка, решение $\chi_0(z_1)$ которого совпадает с ранее полученными нелинейными решениями [2—3]. Из уравнения (1) сразу видно, что условиями применимости ранее полученных результатов [1—7] будут

$$\frac{\gamma^2 \lambda_p^2}{a^2} \ll 1, \quad \frac{r^2}{a^2} \ll 1. \quad (2)$$

Уточнение этих условий может быть получено нахождением решений уравнения (1).

Условия (2) возникли из-за выбора основного состояния электронов плазмы как точного решения нелинейного уравнения (7) (см. ниже). В работах [9—12] поперечные размеры сгустка учтены в линейном приближении для нерелятивистской плазмы и за основное состояние взято равномерное распределение электронов $n_e = n_0$.

Будем искать поправки к решению $\chi_0(z_1)$, связанные с учетом поперечных размеров сгустка, представив решения уравнения (1) в виде разложений

$$\chi(z_1, r_1) = \chi_1(z_1) + \chi_2(z_1) r_1^2 + \dots, \quad (3)$$

$$\chi_1(z_1) = \chi_0(z_1) + \chi_1^0(z_1) + \dots,$$

при условиях

$$|\chi_1^0| \ll |\chi_0|, \quad |\chi_2| \ll |\chi_0|. \quad (4)$$

В результате, в первом приближении по малым величинам, имеем следующую систему уравнений для χ_1^0 и χ_2 :

$$\frac{d^2 \chi_1^0}{dz_1^2} + \frac{\beta \chi_1^0}{(\chi_0^2 - 1/\gamma^2)^{3/2}} = - \frac{4\gamma^2 \lambda_p^2}{a^2} \chi_2^0(z_1), \quad (5)$$

$$\frac{d^2 \chi_2}{dz_1^2} + \frac{\beta \chi_2}{(\chi_0^2 - 1/\gamma^2)^{3/2}} = - \frac{n_{b0}}{n_0}, \quad (6)$$

где $\chi_0(z_1)$ является решением уравнения

$$\frac{d^2 \chi_0}{dz_1^2} + \gamma^2 \left[1 - \frac{\beta \chi_0}{\sqrt{\chi_0^2 - 1/\gamma^2}} \right] = \frac{n_{b0}}{n_0}, \quad (7)$$

совпадающим с точным нелинейным уравнением взаимодействия бесконечного в поперечных направлениях сгустка с холодной плазмой [3]. Из первого интеграла уравнения (7) следует $4\gamma^2 \chi_0(z_1) \gtrsim 1$, при

$1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0} \ll 1/4\gamma^2$, причем значение $\chi_0 = 1$ потенциал приобретает на

фронте сгустка, тогда как вдали от фронта он велик и на расстояниях $d_0 \approx \frac{8v_0 \gamma^2}{\omega_p}$ равен $\chi_0 \approx 4\gamma^2$. В обратном случае $1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0} \gg 1/4\gamma^2$

интервал изменения χ_0 есть $1/(1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0}) \gtrsim \chi_0 \gtrsim 1$ и на больших рас-

стояниях от фронта $\chi_0 \approx \left(1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0}\right)^{-1} \gg 1$ при $n_{b0}/n_0 \sim 1/2$. При значениях же $n_{b0}/n_0 \ll 1$ в обоих случаях, практически по всей длине сгустка $\chi_0(z_1) \sim 1$.

Обозначив

$$b(z_1) = \beta / (\chi_0^2(z_1) - 1/\gamma^2)$$

и заметив, что $b(z_1) \approx b \approx 1$ для коротких сгустков $d \ll \lambda_p$, когда значение $\chi_0(z_1)$ мало отличается от значения на фронте сгустка ($0 \leq z_1 \leq d/\lambda_p$), получим следующие решения системы (5) — (6) при значениях $n_{b0}/n_0 \lesssim 1/2$

$$\chi_2(z_1) = - \frac{n_{b0}}{n_0 b} \{1 - \cos \sqrt{b} (d_1 - z_1)\} \leq 0, \quad (8)$$

$$\chi_1^0(z_1) = \frac{4\gamma^2 \lambda_p^2}{a^2} \frac{n_{b0}}{n_0 b^2} \{1 - \cos \sqrt{b} (d_1 - z_1) - \frac{\sqrt{b}}{2} (d_1 - z_1) \sin \sqrt{b} (d_1 - z_1)\},$$

где $d_1 = d/\lambda_p$.

Нетрудно видеть, что эти решения справедливы также и при произвольной длине сгустка в случае $n_{b0}/n_0 \ll 1$. Условия (4), означающие практически условия применимости полученных ранее нелинейных решений для бесконечного, в поперечном направлении, сгустка, в случае коротких сгустков $d \ll \lambda_p$ и $n_{b0}/n_0 \lesssim 1/2$ имеют вид:

$$\frac{n_{b0} d^2}{n_0 \lambda_p^2} \ll 1, \quad \frac{\gamma^2 d^2}{6a^2} \left(\frac{n_{b0} d^2}{n_0 \lambda_p^2} \right) \ll 1, \quad \left(\frac{r}{a} \frac{n_{b0}}{n_0} < 1 \right). \quad (9)$$

Второе из этих условий при больших γ является более жестким. В случае же сгустков произвольной длины условия (4) означают

$$\frac{n_{b0}}{n_0 b} \ll 1, \quad \frac{4 \gamma^2 \lambda_p^2}{a^2} \frac{n_{b0}}{n_0} \ll 1, \quad (10)$$

которые могут быть выполнены за счет малости отношения $n_{b0}/n_0 \ll 1$.

Решение уравнения (7) для $\chi_0(z_1)$ получено в неявном виде и выражается через эллиптические интегралы [3]. Поэтому точное решение системы (5), (6) для произвольных длин сгустка и значений $n_{b0}/n_0 \lesssim 1/2$ затруднительно. Более того, конструкция решений системы содержит коэффициент типа $n_{b0}/n_0 b(z_1)$ и на хвосте длинного сгустка, где $b(z_1) \ll 1$ условия (4) не могут быть выполнены при произвольных n_{b0}/n_0 , т. е. способ решения с помощью разложений (3) непригоден в случае больших длин сгустка и $n_{b0}/n_0 \lesssim 1/2$. Как уже отмечалось, из исходного уравнения (1) следует, что в этом случае решения для бесконечного в поперечных размерах сгустка справедливы при условиях (2)

2. Полученные выше приближенные решения уравнения (1) позволяют определить поля E_z , E_r и B_θ , возникающие внутри сгустка, а также соответствующие силы, действующие на электроны сгустка.

Поля определяются выражениями

$$E_z = \frac{m c \omega_p}{e} \frac{\partial \chi}{\partial z_1}, \quad E_r = - \frac{m c^2 \gamma^2}{e} \frac{\partial \chi}{\partial r} = - \frac{2 m c^2 \gamma^2 r}{e a^2} \chi_2 \geq 0, \quad (11)$$

$$B_\theta = \beta E_r,$$

где потенциал $\chi = \chi_0(z_1) + \chi_1^0(z_1) + \chi_2(z_1) \frac{r^2}{a^2}$.

Силы, в принятой нами цилиндрической системе координат есть

$$f_z = -e E_z = -e \left\{ E_{z0} + E_{z1}^0 + E_{z2} \frac{r^2}{a^2} \right\}, \quad (12)$$

$$f_r = -e E_r + e \beta B_\theta = -e E_r (1 - \beta^2) = \frac{2 m c^2 r}{a^2} \chi_2 \leq 0,$$

где E_{z0} — поле внутри бесконечного в поперечных направлениях сгустка, а $|E_{z1}^0|$ и $|E_{z2}|$ не обязательно малы по сравнению с $|E_{z0}|$, хотя и имеет место условие (4).

Полагая в (8) $d_1 - z_1 \ll 1$ ($d \ll \lambda_p$ — короткие сгустки), имеем

$$f_z \cong -m c \omega_p \frac{n_{b0}}{n_0} \left\{ \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \frac{d - \tilde{z}}{\lambda_p} + \left(\frac{2}{3} \frac{\gamma^2 \lambda_p^2}{a^2} + \frac{r^2}{a^2} \frac{b}{3!} \right) \frac{(d - \tilde{z})^3}{\lambda_p^3} \right\}, \quad (13)$$

$$f_r \cong -m c \omega_p \frac{\lambda_p r n_{b0} (d - \tilde{z})^2}{a^2 n_0 \lambda_p^2}, \quad \frac{n_{b0}}{n_0} \lesssim \frac{1}{2}. \quad (14)$$

Здесь, в выражении для f_z , вследствие малости толщины сгустка

$E_{z0} \cong \frac{m c \omega_p}{e} \frac{n_{b0}}{n_0} \frac{d - \tilde{z}}{\lambda_p}$, что следует из общих выражений, полученных в [3] интегрированием (7). Из условий (9) следует, что второй член и f меньше первого при $r/a < 1$ и f_z — всегда тормозящая сила внутри короткого ($d \ll \lambda_p$) сгустка тем большая, чем ближе к оси сгустка и чем больше $\omega_p \sim \sqrt{n_0}$ (а, следовательно, и n_{b0} при $n_{b0}/n_0 \lesssim 1/2$). Фокусирующая же сила f_r мала вследствие условий (12) при произвольных n_0 (т. к. $\lambda_p = c/\omega_p$, $(d - \tilde{z})/\lambda_p \ll 1$).

В случае $n_{b0}/n_0 \ll 1$ и произвольных длинах сгустка максимальная тормозящая сила того же порядка, что и в (13) и определяется величиной E_{z0} . Фокусирующая же сила периодична по длине сгустка и равна

$$f_r \cong -2 m c \omega_p \frac{\lambda_p r n_{b0}}{a^2 n_0 b} [1 - \cos \sqrt{b} (d_1 - z_1)]. \quad (15)$$

Вопросам самофокусировки релятивистского сгустка электронов, движущегося в плазме (как менее, так и более плотной, чем плотность пучка) посвящено довольно большое количество работ, появившихся в последнее время (см., напр., [9—15]), хотя первоначальные исследования относятся еще к 30-м годам [16].

В работе [14] впервые экспериментально обнаружено явление самофокусировки релятивистского сгустка электронов, проходящего через столб плазмы (там же и в [15] приведены более подробные ссылки на литературу).

Самофокусировка оказывается заметной для узких пучков $\frac{\omega_p a}{v_0} \ll 1$,

когда нейтрализация тока пучка внутри него практически отсутствует и некомпенсированное магнитное поле B приводит к сжатию узкого пучка. Рассматриваемый в настоящей работе случай широких пучков $\omega_p a/v_0 \gg 1$ является наиболее оптимальным для генерации кильватерных продольных волн. Основная задача настоящей заметки состояла в выяснении влияния конечности поперечных размеров пучка на этот процесс (п. 1). Попутно рассмотренный в п. 2 эффект самофокусировки для широких пучков (п. 2) выражен гораздо слабее. Как следует из формул (8), (11), (12), фокусирующий характер радиальной силы f_r (12) не зависит от лоренц-фактора частиц пучка и определяется разностью сил, обусловленных фокусирующим радиальным электрическим полем и дефокусирующим магнитным полем.

Полученные в (п. 2) результаты (13—14) для коротких сгустков и $n_{b0}/n_0 \lesssim 1/2$ являются новыми, т. к. они получены с учетом нелинейных эффектов. Из формулы (15), как уже отмечалось, следует, что фокусирующая сила носит для длинных ($d \gtrsim \lambda_p$) сгустков периодичес-

кий характер; она, в частности, обращается в ноль в точках $z_k = d - \frac{2\pi\lambda_p}{\sqrt{b}}k$, ($k=0,1,2,\dots$), где поперечное (вдоль r) электрическое поле равно нулю.

Амплитуда силы (15) совпадает с соответствующей амплитудой радиальной силы, полученной в линейном приближении в работах [9—13] при условиях $\omega_p a/v_0 \gg 1$, $r \ll a$, которые соответствуют применимости нашего рассмотрения в линейном случае $n_{b0}/n_0 \ll 1$ (см. условие (10)).

Выражения для сил, полученные в пункте 2 настоящей работы, могут быть использованы при рассмотрении динамики частиц сгустка, с учетом принятого ранее допущения о наличии достаточно сильного продольного магнитного поля $B_0 \left(\frac{mc^2\gamma}{eB_0} \ll a \right)$.

В работах [9—14] силы, действующие на электроны пучка, рассчитаны в линейном приближении и для нерелятивистской плазмы. Как можно заметить из вида уравнения (1) для потенциала эти ограничения существенны и могут служить одной из причин того, что полученные в работах [9—14] большие значения фокусирующих полей, при условии узкого сгустка $\omega_p a/v_0 \ll 1$, достигаются лишь при значительных плоскостях сгустка (и, соответственно, плазмы) $n_b \simeq 10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, которые, возможно, будут получены в областях столкновений при создании пучков линейных коллайдеров следующего поколения.

Приведенные в настоящей заметке результаты говорят о том, что исследование нелинейных эффектов взаимодействия с плазмой релятивистского, ограниченного в поперечных размерах узкого пучка с учетом релятивизма электронов плазмы требует дополнительного специального рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амагуни А. Ц. и др. Физика плазмы, 5, 85 (1979).
2. Амагуни А. Ц., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С. Физика плазмы, 12, 1145 (1986).
3. Амагуни А. Ц., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий. Изд. Наука, Новосибирск, т. 1, с. 175, 1987.
4. Amatuni A. Ts. Proc. of the Workshop on "Role of Plasmas in Accelerators", August 1989, National Lab. for High Energy Physics Tsukuba, Japan, KEK Report 84-14, Oct. 1989.
5. Амагуни А. Ц. и др. ЭЧАЯ, т. 20, вып. 5, стр. 1246. ОИЯИ, Дубна, 1989.
6. Rosenzweig J. B. Phys. Rev. Lett., 88, 555 (1987).
7. Amatuni A. Ts., Elbakian S. S., Sekhposyan E. V. Proc. of European particle acceleration conference EPAC, Rome, June 7-11, 1988, World Sc., vol. 1, p. 499.
8. Амагуни А. Ц., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 25, 18 (1990), Препринт ЕФИ-1176 (53)-89.
9. Ruth R. D. et al. Part. Acc. 17, 171 (1985).
10. Wilks S. et al. IEEE Trans. Plasma Sci., v. PS-15, No. 2, p. 210 (1987).
11. Chen P. et al. IEEE Trans. Plasma Sci., Special Issue on Plasma-Based High Energy Accelerators, v. PS-15, No. 2, p. 219 (1987).

12. *Kelnigs R., Jones M. E. Phys. Fluids, 30 (1), 252 (1987).*
13. *Chen P. Part. Acc. 20, 171 (1986).*
14. *Rosenzweig J. B. et al. Fermilab—Pub—89/213. Phys. Fluids B, Special Issue, 1989.*
15. *Whittim D. H. et al. Preprint LBL—25759, Rev. 2, Lawrence Berkley Laboratory, June 1989. (Submitted to Particle Accelerators).*
16. *Bennet W. H. Phys. Rev., 45, 890 (1934).*

ՓՆՋԻ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՉԱՓՍԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ
ԿԻՎԱՍՏԵՐԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐ ԳՐԳՈՅԼԻՍ

Ս. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Է. Վ. ՍԵՂՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Բացահայտված է փնջի լայնական չափսերի ազդեցությունը սլաքմալում ոչ գծային կիլ-վատերային ալիքների զրգուման զործընթացի վրա: Ստացված են արտահայտություններ փնջում առաջացող դաշտերի և լայնական ֆոկուսացնող ուժի համար, որը ազդում է փնջի էլեկտրոնների շարժման վրա:

ALLOWANCE FOR FINITE CROSS SIZE OF AN ELECTRON BUNCN AT THE GENERATION OF NONLINEAR WAKE WAVES. IN PLASMA

A. TS. AMATUNI, E. V. SEKHPOSSYAN, S. S. ELBAKYAN

The influence of finite cross size of a bunch on the process of generation of nonlinear wake waves in plasma is established. Expressions for electric and magnetic fields arising in the bunch as well as for the transverse focusing field acting on the bunched electrons are obtained.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 313—321 (1990)

УДК 548

СТАТИЧЕСКОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ В ПРОЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

Р. М. АВАКЯН, Б. В. ХАЧАТРЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 апреля 1990 г.)

В рамках проективной теории гравитации найдены аналитические внешние решения в случаях нейтрального и заряженного сферически-симметрического распределения масс. Найдены выражения, связывающие постоянные интегрирования с внутренней структурой центрального тела.

В проективной теории тяготения [1] гравитационное поле определяется, наряду с компонентами g_{ik} метрического тензора, скаляром σ . В общем случае уравнения проективной теории имеют вид

12. *Kelnigs R., Jones M. E.* Phys. Fluids, 30 (1), 252 (1987).
13. *Chen P.* Part. Acc. 20, 171 (1986).
14. *Rosenzweig J. B. et al.* Fermilab—Pub—89/213. Phys. Fluids B, Special Issue, 1989.
15. *Whittim D. H. et al.* Preprint LBL—25759, Rev. 2, Lawrence Berkley Laboratory, June 1989. (Submitted to Particle Accelerators).
16. *Bennet W. H.* Phys. Rev., 45, 890 (1934).

ՓՆՋԻ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՉԱՓՍԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ
ԿԻՎԱՍՏԵՐԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐ ԳՐԳՈՅԼԻՍ

Ս. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Է. Վ. ՍԵՂՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Բացահայտված է փնջի լայնական չափսերի ազդեցությունը սլաքմալում ոչ գծային կիլ-վատերային ալիքների զրգուման զործընթացի վրա: Ստացված են արտահայտություններ փնջում առաջացող դաշտերի և լայնական ֆոկուսացնող ուժի համար, որը ազդում է փնջի էլեկտրոնների շարժման վրա:

ALLOWANCE FOR FINITE CROSS SIZE OF AN ELECTRON BUNCN AT THE GENERATION OF NONLINEAR WAKE WAVES. IN PLASMA

A. TS. AMATUNI, E. V. SEKHPOSSYAN, S. S. ELBAKYAN

The influence of finite cross size of a bunch on the process of generation of nonlinear wake waves in plasma is established. Expressions for electric and magnetic fields arising in the bunch as well as for the transverse focusing field acting on the bunched electrons are obtained.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 313—321 (1990)

УДК 548

СТАТИЧЕСКОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ В ПРОЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

Р. М. АВАКЯН, Б. В. ХАЧАТРЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 апреля 1990 г.)

В рамках проективной теории гравитации найдены аналитические внешние решения в случаях нейтрального и заряженного сферически-симметрического распределения масс. Найдены выражения, связывающие постоянные интегрирования с внутренней структурой центрального тела.

В проективной теории тяготения [1] гравитационное поле определяется, наряду с компонентами g_{ik} метрического тензора, скаляром σ . В общем случае уравнения проективной теории имеют вид

$$R - \frac{1}{2} R \delta_l^k = \kappa_0 [\Sigma_l^k + T_l^k + E_l^k], \quad (1)$$

$$\sigma_{;k}^k = \kappa_0 \left(\frac{2}{3} \vartheta + \frac{1}{8\pi} B_{mn} H^{mn} \right), \quad (2)$$

где $\kappa_0 = 8\pi k/c^4$, k — ньютоновская гравитационная постоянная, c — скорость света, T_l^k — тензор энергии—импульса материи, E_l^k — тензор энергии—импульса электромагнитного поля, Σ_l^k — тензор, связанный со скалярным полем следующим соотношением

$$\Sigma_l^k = \frac{3}{2\kappa_0} (\sigma_l \sigma^k - \frac{1}{2} \delta_l^k \sigma_e \sigma^e).$$

Здесь $\sigma_l \equiv \partial \sigma / \partial x^l$, $\sigma^k = g^{kl} \sigma_l$.

Тензор E_l^k связан с тензорами электромагнитного поля H_l^k и B_l^k соотношением

$$E_l^k = \frac{1}{4\pi} [B_l^m H_m^k + \frac{1}{4\pi} \delta_l^k B_{mn} H^{mn}].$$

Тензоры H^{mn} и B_{mn} удовлетворяют уравнениям

$$H_{;k}^{mn} = \frac{4\pi}{c} j_{;k}^{mn}, \quad (3)$$

$$B_{mn;k} + B_{km;n} + B_{nk;m} = 0,$$

где j^{mn} — четырехмерный вектор тока, а связь между тензорами B_{mn} и H^{mn} дается соотношением

$$B_{mn} = e^{-3\sigma} H^{mn}. \quad (4)$$

Скалярная функция ϑ , входящая в (2), согласно идее скаляризма зависит только от давления вещества [1].

Из уравнений поля следуют уравнения гидродинамики, имеющие вид

$$T_{;k}^{ik} = -\frac{1}{c} B_m^l j_m^k + \sigma^l \vartheta_{;l}.$$

1. Рассмотрим гравитационное поле, создаваемое нейтральным, статическим, сферически-симметрическим распределением материи. Запишем метрику в изотропных координатах ($x^0 = ct$, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$, система единиц $c = k = 1$):

$$ds^2 = e^\nu dt^2 - e^\lambda [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (5)$$

Как и функции ν и λ , давление P , плотность энергии μ и скаляр σ зависят только от радиальной координаты r . Тензор энергии—импульса материи равен

$$T_l^k = (P + \mu) u_l u^k - P \delta_l^k. \quad (6)$$

Здесь $u^l = dx^l/ds$ — четырехскорость, отличной от нуля компонентой является u^0 , поэтому компоненты T_l^k , отличные от нуля, равны

$$T_0^0 = \mu, \quad T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -P. \quad (7)$$

Поскольку от нуля отлична только компонента $\sigma_1 \equiv \partial \sigma / \partial r = \sigma'$, $\sigma^1 = g^{11} \sigma_1 = g^{11} \sigma'$, для тензора Σ_i^k имеем

$$\Sigma_0^0 = -\Sigma_1^1 = \Sigma_2^2 = \Sigma_3^3 = \frac{3}{4x_0} g^{11} (\sigma')^2 = -\frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2. \quad (8)$$

С учетом (5)–(8) можем написать в явном виде уравнения поля (1)–(2):

$$e^{-\lambda} \left(\lambda'' + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{2\lambda'}{r} \right) = x_0 \left[-\mu - \frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2 \right], \quad (9)$$

$$e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda' + \nu'}{r} + \frac{\lambda' \nu'}{2} \right) = x_0 \left[P + \frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2 \right], \quad (10)$$

$$e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'' + \nu''}{2} + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\nu' + \lambda'}{2r} \right) = x_0 \left[P - \frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2 \right], \quad (11)$$

$$(r^2 e^{\frac{\nu+\lambda}{2}} \sigma')' = \frac{2x_0}{3} \Phi(P) r^2 e^{\frac{\nu+\lambda}{2}}. \quad (12)$$

Систему уравнений (9)–(12) необходимо дополнить уравнением состояния $\mu = \mu(P)$. Кроме того, вместо одного из этих уравнений можно использовать единственное нетривиальное уравнение гидродинамики, имеющее в данном случае вид

$$P' = -\frac{\nu'}{2} (P + \mu) - \sigma' \Phi(P).$$

В пустоте ($\mu = 0$, $P = 0$, $\Phi = 0$) уравнения удается аналитически решить. Умножив (11) на 2, прибавив (10) и отняв (9), получим

$$\nu'' + \frac{2\nu'}{r} + \nu' \frac{\nu' + \lambda'}{2} = 0, \quad (13)$$

откуда

$$\nu' = \frac{2M}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (14)$$

где M — постоянная интегрирования, имеющая смысл массы центрального тела, что можно увидеть из поведения $g_{00} = e^\nu$ на больших расстояниях

$$e^\nu \approx 1 + \nu = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}, \quad (15)$$

где $\varphi = kM/r$ — ньютоновский гравитационный потенциал.

Сложив (9) и (10), получим

$$\lambda'' + \frac{3\lambda'}{r} + \frac{\nu'}{r} + \lambda' \frac{\nu' + \lambda'}{2} = 0,$$

откуда

$$\lambda' = -\frac{2M_1(r)}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (16)$$

где

$$M_1(r) = M - \frac{\Lambda}{r},$$

Λ — постоянная интегрирования.

Из (15) и (16) легко получить

$$e^{\frac{\nu+\lambda}{2}} = 1 - \frac{\Lambda}{2r^2}. \quad (17)$$

Первый интеграл уравнения (12) в пустоте дает:

$$\sigma' = \frac{2M_2}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}} = \frac{M_2}{M} \nu', \quad (18)$$

где M_2 — новая постоянная интегрирования. На больших расстояниях $\nu \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow 0$, поэтому имеем:

$$\sigma = \frac{M_2}{M} \nu = \gamma \nu \quad \left(\gamma = \frac{M_2}{M} \right). \quad (19)$$

Постоянные M , Λ и γ связаны соотношением, которое можно найти подставив (15), (16) и (18) в одно из уравнений системы (9)—(11). (Напомним, что мы не использовали все три уравнения, а лишь две их комбинации). В результате получим следующую связь

$$2\Lambda = M^2(1 + 3\gamma^2) = \alpha^2 M^2.$$

С учетом (17)—(19), после интегрирования (14) и (16) получим

$$\begin{aligned} \nu &= \left(\frac{1 - \frac{\alpha r_g}{4r}}{\frac{\alpha r_g}{1 + \frac{\alpha r_g}{4r}}} \right)^{\frac{2}{\alpha}}, \\ e^\lambda &= \left(1 - \frac{\alpha^2 r_g^2}{16r^2} \right)^2 \left(\frac{1 + \frac{\alpha r_g}{4r}}{\frac{\alpha r_g}{1 - \frac{\alpha r_g}{4r}}} \right)^{\frac{2}{\alpha}}, \\ e^\sigma &= \left(\frac{1 - \frac{\alpha r_g}{4r}}{\frac{\alpha r_g}{1 + \frac{\alpha r_g}{4r}}} \right)^{\frac{2\gamma}{\alpha}}, \end{aligned}$$

где $r_g = 2kM/c^2$ — гравитационный радиус тела. На больших расстояниях от центрального тела имеем разложения:

$$e^{\nu} \approx 1 - \frac{r_g}{r} + \frac{r_g^2}{2r^2},$$

$$e^{\lambda} \approx 1 + \frac{r_g}{r} + \frac{r_g^2}{r^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha^2}{8} \right).$$

Теории Эйнштейна соответствует значение параметра $\alpha=1$.

Постоянные M и γ ($\alpha = 1+3\gamma^2$) определяются путем сшивки внешнего и внутреннего решений. Для этого рассмотрим уравнения поля внутри распределения масс. Возьмем ту комбинацию уравнений, из которых получается (13)

$$\nu'' + \frac{2\nu'}{r} + \nu' \frac{\nu' + \lambda'}{2} = 8\pi e^{\lambda} (\mu + 3P).$$

Это уравнение можно записать в виде

$$\nu' = \frac{2m(r)}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (20)$$

$$m' = 4\pi r^2 e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}} (\mu + 3P).$$

Сравнивая на поверхности тела $r=r_s$ (14) и (20) замечаем, что $M=m(r_s)$, т. е. функция $m(r)$ играет роль «накопленной массы» — массы внутри сферы радиуса r . Таким образом, постоянная M равна

$$M = 4\pi \int_0^{r_s} (\mu + 3P) e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}} r^2 dr$$

и совпадает с выражением для толменовской массы.

Внутри распределения масс уравнение (12) также можно записать как два уравнения первого порядка:

$$\sigma' = \frac{2m_2(r)}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (21)$$

$$m_2' = \frac{8\pi}{3} \vartheta(P) e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}} r^2.$$

Из (20) и (21) имеем

$$\frac{\sigma'(r)}{\nu'(r)} = \frac{m_2(r)}{m(r)}. \quad (22)$$

Сравнивая на поверхности $r=r_s$ (18) и (22), находим постоянную

$$\gamma = \frac{m_2(r_s)}{m(r_s)} = \frac{M_2}{M} = \frac{\frac{8\pi}{3} \int_0^{r_s} \vartheta(P) r^2 e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}} dr}{4\pi \int_0^{r_s} (\mu+3P) r^2 e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}} dr}.$$

Отметим, что положив $\vartheta(\rho) = 0$, получим $\gamma = 0$ и соответствующее решение теории Эйнштейна.

2. Рассмотрим теперь внешнее решение в случае, когда конфигурация имеет заряд q , распределенный внутри нее сферически-симметрично. Соответствующее внешнее решение в рамках обобщенной теории тяготения [2] было найдено в [3].

От нуля отличны компоненты H^{01} и B_{01} тензора электромагнитного поля. Из (3) получим

$$H^{01} = \frac{C}{r^2} e^{-\frac{\nu+3\lambda}{2}}.$$

Эта компонента имеет смысл радиальной компоненты E_r напряженности электрического поля, откуда для постоянной интегрирования получаем значение $C=q$.

$$H^{01} = \frac{q}{r^2} e^{-\frac{\nu+3\lambda}{2}}. \quad (23)$$

Для B_{01} из (4) получим

$$B_{01} = \frac{q}{r^2} e^{-\frac{\nu+3\lambda}{2} - 3\sigma}. \quad (24)$$

Отличные от нуля компоненты E_t^k равны:

$$E_0^0 = E_1^1 = -E_2^2 = -E_3^3 = \frac{1}{8\pi} \frac{q^2}{r^4} e^{-2\lambda-3\sigma}. \quad (25)$$

С учетом (23)–(25) система уравнений (1)–(2) вне распределения масс имеет вид

$$-e^{-\lambda} \left(\lambda'' + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{2\lambda'}{r} \right) = x_0 \left[\frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2 + \frac{1}{8\pi} \frac{q^2}{r^4} e^{-2\lambda-3\sigma} \right], \quad (26)$$

$$-e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\nu'+\lambda'}{r} + \frac{\nu'\lambda'}{2} \right) = x_0 \left[-\frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2 + \frac{1}{8\pi} \frac{q^2}{r^4} e^{-2\lambda-3\sigma} \right], \quad (27)$$

$$-e^{-\lambda} \left(\frac{\nu''+\lambda''}{2} + \frac{\nu'+\lambda'}{2r} + \frac{\nu'^2}{4} \right) = x_0 \left[\frac{3}{4x_0} e^{-\lambda} (\sigma')^2 + \frac{1}{8\pi} \frac{q^2}{r^4} e^{-2\lambda-3\sigma} \right], \quad (28)$$

$$(r^2 e^{\frac{\nu+\lambda}{2}} \sigma')' = -\frac{2q^2}{r^2} e^{\frac{\nu+\lambda}{2} - 3\sigma}. \quad (29)$$

Сложив (27) и (28) получим

$$\frac{(\nu + \lambda)''}{2} + \frac{3(\nu + \lambda)'}{2r} + \left(\frac{\nu' + \lambda'}{2} \right)^2 = 0,$$

откуда

$$\ln \frac{\nu' + \lambda'}{2} r^3 e^{\frac{\nu + \lambda}{2}} = \text{const.}$$

С учетом того, что при $r \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, получаем

$$e^{\frac{\nu + \lambda}{2}} = 1 - \frac{B^2}{r^2}, \quad (30)$$

где B — постоянная интегрирования.

Взяв ту же комбинацию уравнений, из которой следует (13), с учетом (30), получим

$$[(r^2 - B^2) \nu']' = \frac{2q^2}{r^2 - B^2} e^{\nu - 3\sigma}. \quad (31)$$

Подставив (30) в (29), находим

$$[(r^2 - B^2) \sigma']' = - \frac{2q^2}{r^2 - B^2} e^{\nu - 3\sigma}. \quad (32)$$

Сравнение (31) и (32) дает

$$\sigma' + \nu' = \frac{2C_1 B}{r^2 - B^2}, \quad (C_1 = \text{const})$$

откуда

$$e^{\nu + \sigma} = \left(\frac{r - B}{r + B} \right)^{C_1}. \quad (33)$$

Подставим в (31) значение σ из (33)

$$[(r^2 - B^2) \nu']' = \frac{2q^2}{r^2 - B^2} \left(\frac{r + B}{r - B} \right)^{3C_1} e^{4\nu}.$$

Введя новую переменную

$$x = \ln \frac{r + B}{r - B} \quad (34)$$

и новую функцию

$$z = 4\nu + 3C_1 x, \quad (35)$$

получим уравнение

$$z'' = \frac{2q^2}{B^2} e^z,$$

решение которого есть

$$x = \frac{2}{\sqrt{C_3}} \ln \left(\sqrt{\frac{C_3}{B^2}} e^{-\frac{z}{2}} + \sqrt{\frac{4q^2}{B^2} + C_3} e^{-z} \right) + C_2,$$

где C_2 и C_3 — постоянные интегрирования. Из условия $r \rightarrow \infty$, $v \rightarrow 0$ имеем $x \rightarrow 0$, $z \rightarrow 0$, откуда

$$C_2 = \frac{2}{\sqrt{C_3}} \ln \left(\sqrt{\frac{C_3}{B^2}} + \sqrt{\frac{4q^2}{B^2} + C_3} \right).$$

С учетом (34) и (35) находим

$$e^{2v} = \frac{2\sqrt{C_3} \left(\sqrt{\frac{C_3}{B^2}} + \sqrt{\frac{4q^2}{B^2} + C_3} \right) \left(\frac{r-B}{r+B} \right)^{\frac{\sqrt{C_3}}{2}}}{\left(\sqrt{\frac{C_3}{B^2}} + \sqrt{\frac{4q^2}{B^2} + C_3} \right)^2 \left(\frac{r-B}{r+B} \right) \sqrt{C_3} - \frac{4q^2}{B^2}} \left(\frac{r-B}{r+B} \right)^{\frac{3C_1}{2}}. \quad (36)$$

Функции σ и λ определяются из (30) и (33), с учетом (36). Связь между постоянными интегрирования, входящими в решение, можно найти, подставив производные v' , λ' и σ' в одно из уравнений (26)–(28). В результате получаем

$$C_3 + 3C_1^2 = 16.$$

Разлагая (60) по степеням $1/r$ и учитывая (15), получим

$$4M = B \left(3C_1 - \sqrt{\frac{4q^2}{B^2} + 16 - 3C_1^2} \right),$$

что дает возможность выразить B (или C_1) через M и q . Таким образом, во внешнее решение входят постоянные M , q и B (или C_1). Они определяются путем сшивки внешнего решения с внутренним, как это было сделано в первой части статьи при рассмотрении нейтрального вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmutzer E. Ann. der Physic, 45, 578 (1988).
2. Саакян Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Изд. Наука, М., 1972.
3. Арутюнян Г. Г., Папоян В. В. Астрофизика, 21, 587 (1984).

ՍՍՍՏԻԿ ԳՐԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ԴԱՇՏԵՐԸ ԶԳՈՂՈՒԹՅԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻՆԻՍ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Բ. Վ. ԽԱԶԱՏՐՅԱՆ, Է. Վ. ԶՈՒՐԱՐՅԱՆ

Գրավիտացիայի պրոյեկտիվ տեսության շրջանակներում գտնված են անալիտիկ արտաքին լուծումներ շեղոր և լիցքավորված նյութի սֆերիկ սիմետրիկ բաշխման դեպքում: Գտնված են կենտրոնական ներքին կառուցվածքի հետ ինտեգրման հաստատունները կապող արտահայտությունները:

R. M. AVAKYAN, B. V. KHACHATRYAN, E. V. CHUBARYAN

External vacuum solutions for neutral and charged point-like sources are found in the framework of projective theory of gravitation. The expressions connecting the integration constants with the internal structure of a central body are obtained.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 321—330 (1990)

УДК 537.87

ФУНКЦИЯ ГРИНА КЛАССИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ СООСНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СЛОЕВ

Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН, А. С. ИСКАНДАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН Армении

(Поступила в редакцию 20 апреля 1990 г.)

Предложен легко алгоритмизируемый метод решения уравнений Максвелла для среды, состоящей из произвольного числа соосных цилиндрических слоев с разными диэлектрическими проницаемостями.

1. В связи с проблемой исследования излучения заряженных частиц в неоднородной среде в [1—4] детально изучены решения уравнений Максвелла для среды с диэлектрической проницаемостью ϵ , изменяющейся вдоль выделенного направления. Менее изучены другие случаи, например, случай среды, состоящей из соосных цилиндрических слоев с разными ϵ . В [5, 6] исследовано излучение электрона, летящего параллельно оси цилиндра, в [7] рассмотрено излучение точечного заряда движущегося по оси канала в гиротропном диэлектрике. В [8] найдены громоздкие выражения для температурной функции Грина цилиндра и цилиндрического слоя, погруженных в бесконечную среду. После не тривиального аналитического продолжения (об этом см. [9]) они, в принципе, могут быть использованы для вычисления излучения электронов, движущихся произвольным образом. В [10] найдена функция Грина для вакуума между двумя идеально проводящими обкладками цилиндрического конденсатора. В данной работе рассмотрена среда, состоящая из произвольного числа соосных цилиндрических слоев. Найдена запаздывающая функция Грина, позволяющая, в частности, выписать решение уравнений Максвелла при произвольном распределении токов.

Рассмотрим среду, которая обладает цилиндрической симметрией. В цилиндрической системе координат ρ, φ, z , подобранной соответствующим образом, диэлектрическая проницаемость не зависит от φ и z : $\epsilon = \epsilon(\rho)$



R. M. AVAKYAN, B. V. KHACHATRYAN, E. V. CHUBARYAN

External vacuum solutions for neutral and charged point-like sources are found in the framework of projective theory of gravitation. The expressions connecting the integration constants with the internal structure of a central body are obtained.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 321—330 (1990)

УДК 537.87

ФУНКЦИЯ ГРИНА КЛАССИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ СООСНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СЛОЕВ

Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН, А. С. ИСКАНДАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН Армении

(Поступила в редакцию 20 апреля 1990 г.)

Предложен легко алгоритмизируемый метод решения уравнений Максвелла для среды, состоящей из произвольного числа соосных цилиндрических слоев с разными диэлектрическими проницаемостями.

1. В связи с проблемой исследования излучения заряженных частиц в неоднородной среде в [1—4] детально изучены решения уравнений Максвелла для среды с диэлектрической проницаемостью ϵ , изменяющейся вдоль выделенного направления. Менее изучены другие случаи, например, случай среды, состоящей из соосных цилиндрических слоев с разными ϵ . В [5, 6] исследовано излучение электрона, летящего параллельно оси цилиндра, в [7] рассмотрено излучение точечного заряда движущегося по оси канала в гиротропном диэлектрике. В [8] найдены громоздкие выражения для температурной функции Грина цилиндра и цилиндрического слоя, погруженных в бесконечную среду. После не тривиального аналитического продолжения (об этом см. [9]) они, в принципе, могут быть использованы для вычисления излучения электронов, движущихся произвольным образом. В [10] найдена функция Грина для вакуума между двумя идеально проводящими обкладками цилиндрического конденсатора. В данной работе рассмотрена среда, состоящая из произвольного числа соосных цилиндрических слоев. Найдена запаздывающая функция Грина, позволяющая, в частности, выписать решение уравнений Максвелла при произвольном распределении токов.

Рассмотрим среду, которая обладает цилиндрической симметрией. В цилиндрической системе координат ρ, φ, z , подобранной соответствующим образом, диэлектрическая проницаемость не зависит от φ и z : $\epsilon = \epsilon(\rho)$



(магнитную проницаемость считаем равной единице). Выберем калибровку Лоренца [2]:

$$\operatorname{div} \mathbf{A} + \frac{\hat{\varepsilon}}{c} \frac{\partial \chi}{\partial t} = 0,$$

и представим пространственную часть $\mathbf{A} = A_\mu \mathbf{e}_\mu$ 4-потенциала $(\mathbf{A}, \chi)$ электромагнитного поля в виде

$$A_\mu = \int G_{\mu\sigma} j_\sigma(\rho', \varphi', z', t') d\rho' d\varphi' dz' dt', \quad (1)$$

где $G_{\mu\nu}(\rho, \varphi, z, t; \rho', \varphi', z', t')$ — запаздывающая функция Грина, а $\mathbf{j} = j_\mu \mathbf{e}_\mu$ — плотность электрического тока. По повторяющимся индексам $\mu, \nu, \sigma, \dots$, пробегающим значения ρ, φ, z , подразумевается суммирование; $\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_z$ — базисные ортонормированные векторы цилиндрической системы координат. В силу симметрии среды

$$G_{\mu\sigma} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int dk_z d\omega G_{\mu\sigma}(m, k_z, \omega, \rho, \rho') e^{i[m(\varphi - \varphi') + k_z(z - z') - \omega(t - t')]}$$

и поэтому уравнение для фурье-образа принимает вид

$$(F_{\mu\nu} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} D_{\mu\nu}) G_{\nu\sigma} = - \frac{1}{2\pi^2 c} \delta_{\mu\sigma} \delta(\rho - \rho'), \quad (2)$$

где

$$\|F_{\mu\nu}\| = \begin{pmatrix} f & -g & 0 \\ g & f & 0 \\ 0 & 0 & f_z \end{pmatrix}, \quad \|D_{\mu\nu}\| = \begin{pmatrix} \frac{1}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{im}{\rho} & ik_z \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

и, наконец, $g = 2im/\rho^2$,

$$f_z = f + \frac{1}{\rho^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \frac{m^2}{\rho^2} + \lambda^2, \quad \lambda = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon - \frac{c^2}{\omega^2} k_z^2}.$$

Здесь и в последующем аргументы $m, k_z, \omega, \rho, \rho'$ функции $G_{\mu\sigma}$ мы опускаем.

Нам понадобятся 3×3 матрицы S , удовлетворяющие уравнению

$$F_{\mu\nu}(\varepsilon_l) S_{\nu\sigma} = 0, \quad (3)$$

которое следует из (2) при $\varepsilon(\rho) = \varepsilon_l = \text{const}$ (бесконечная однородная среда). S можно представить в виде произведения трех матриц:

$$S = \Omega \cdot Y \cdot P, \quad (4)$$

где

$$\Omega = \begin{pmatrix} 1 & -i\delta_m & 0 \\ -i\delta_m & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad Y = \begin{pmatrix} y_- & 0 & 0 \\ 0 & y_+ & 0 \\ 0 & 0 & y_z \end{pmatrix}, \quad (5)$$

а P — 3×3 матрица с произвольными элементами (δ_m равно 0 при $m=0$ и 1 в остальных случаях). От ρ зависит только Y . Его элементы определяются уравнениями

$$f(\varepsilon_l) y_{\pm} = \pm i g(\varepsilon_l) y_{\pm}, \quad f_z(\varepsilon_l) y_z = 0.$$

Выпишем три типа решений этих уравнений: волна, распространяющаяся из бесконечности по направлению к центру

$$y_{\pm} = H_{1 \mp m}^{(2)}(\lambda \rho) \equiv u_{\pm}, \quad y_z = H_m^{(2)}(\lambda \rho) \equiv u_z;$$

волна, уходящая на бесконечность

$$y_{\pm} = H_{1 \mp m}^{(1)}(\lambda \rho) \equiv v_{\pm}, \quad y_z = H_m^{(1)}(\lambda \rho) \equiv v_z; \quad (6)$$

и волна, конечная в начале координат:

$$y_{\pm} = J_{1 \mp m}(\lambda \rho) \equiv w_{\pm}, \quad y_z = J_m(\lambda \rho) \equiv w_z. \quad (7)$$

Здесь $H_m^{(1)}$, $H_m^{(2)}$ — функции Ханкеля первого и второго родов, а J_m — функция Бесселя [11]. При $\lambda = 0$ соответствующие решения выберем в виде

$$u_{\pm} = w_{\pm} = \rho^{|1 \mp m|}; \quad v_{\pm} = \begin{cases} \rho^{-|1 \mp m|}, & \text{при } m \neq \pm 1; \\ \ln \rho, & \text{при } m = \pm 1 \end{cases}; \quad (8)$$

$$v_z = \begin{cases} \rho^{-|m|}, & \text{при } m \neq 0 \\ \ln \rho, & \text{при } m = 0; \end{cases} \quad u_z = w_z = \rho^{|m|}.$$

Для однородной среды уравнение (2) упрощается:

$$F(\varepsilon_l) \cdot G_l^{(0)} = -\frac{1}{2\pi^2 c} I \delta(\rho - \rho'), \quad (9)$$

где I — единичная 3×3 матрица. В областях $\rho < \rho'$ и $\rho > \rho'$ оно переходит в (3) и поэтому можно воспользоваться формулой (4).

В соответствии с (6)–(8) запаздывающая функция Грина

$$G_l^{(0)} = \Omega \cdot \begin{cases} W(\rho) \cdot P_1, & \text{при } \rho < \rho' \\ V(\rho) \cdot P_2, & \text{при } \rho > \rho'. \end{cases} \quad (10)$$

Матрицы P_1 , P_2 определяются условиями непрерывности $G_l^{(0)}$ в точке $\rho = \rho'$ и

$$\frac{\partial G_l^{(0)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho' - 0}^{\rho' + 0} = -\frac{1}{2\pi^2 c} I.$$

Второе условие получается интегрированием (9) в окрестности $\rho = \rho'$. Подставив найденные значения P_1 и P_2 в (10), получим

$$G_l^{(0)} = -\frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot \Gamma^{(0)}(\varepsilon_l, \rho, \rho') \cdot \Omega^{-1}. \quad (11)$$

$\Gamma^{(0)}$ — диагональная матрица с $\rho\rho$ -, $\varphi\varphi$ - и zz -элементами равными соответственно γ_- , γ_+ и γ_z . Мы их будем обозначать символом γ_{σ} , где σ принимает значения $-$, $+$ и z :

$$\gamma_z = \frac{\pi}{2i} \rho' J_a(\lambda \rho_<) H_a^{(1)}(\lambda \rho_>), \quad \rho_{\pm} = \begin{cases} \max(\rho, \rho') \\ \min(\rho, \rho') \end{cases} \quad (12)$$

когда $\lambda \neq 0$ и

$$\gamma_z = \rho' \begin{cases} -\frac{1}{2|\alpha|} \left(\frac{\rho_<}{\rho_>}\right)^{|\alpha|}, & \text{при } \alpha \neq 0, \\ \ln \rho_>, & \text{при } \alpha = 0, \end{cases} \quad (13)$$

когда $\lambda = 0$,

$$\alpha(\sigma) = \begin{cases} 1 \mp m, & \text{при } \sigma = \pm, \\ m, & \text{при } \sigma = z. \end{cases} \quad (14)$$

$G_i^{(0)}$ в декартовой системе координат (см. [9]) выглядит проще, чем (11). Однако в ряде случаев (например, для синхротронного излучения) вычисление A_μ проще проводить в представлении (11).

2. Теперь рассмотрим случай цилиндра радиуса ρ_1 с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 , погруженного в среду с $\epsilon = \epsilon_1$:

$$\epsilon(\rho) = \epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_0) \theta(\rho - \rho_1),$$

$\theta(x)$ — ступенчатая функция равная 0 при $x < 0$ и 1 при $x > 0$. В этом случае уравнение (2) сводится к

$$\left[F - \frac{1}{\epsilon} (\epsilon_1 - \epsilon_0) \delta(\rho - \rho_1) D\right] \cdot G^{(1)} = -\frac{1}{2\pi^2 c} I \delta(\rho - \rho'). \quad (15)$$

$G^{(1)}$ будем искать в виде

$$G^{(1)} = \begin{cases} G_0^{(0)} + S_0, & \text{при } \rho < \rho_1, \\ G_1^{(0)} + S_1, & \text{при } \rho > \rho_1, \end{cases} \quad (16)$$

где $G_i^{(0)}$ — запаздывающая функция Грина (11) однородной среды с $\epsilon = \epsilon_i$. Подставив (16) в (15) и учитывая (9), приходим к уравнению (3) с $\epsilon_i = \epsilon_0$ и ϵ_1 в областях $\rho < \rho_1$ и $\rho > \rho_1$ соответственно. Используя (4), (5), (6) — (8), можно сразу выписать его решения. Для запаздывающей функции Грина

$$S_0 = \frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot W(\epsilon_0, \rho) \cdot X_0 \cdot \Omega^{-1}, \quad (17)$$

$$S_1 = \frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot V(\epsilon_1, \rho) \cdot X_1 \cdot \Omega^{-1},$$

где X_0 и X_1 — не зависящие от ρ матрицы, множитель $1/(2\pi^2 c)$ и матрица Ω^{-1} введены ради удобства. В соответствии с этим из (11) и (16) находим

$$G^{(1)} = -\frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot \Gamma^{(1)}(\epsilon_0, \epsilon_1, \rho, \rho', \rho_1) \cdot \Omega^{-1}, \quad (18)$$

где недиагональная 3×3 матрица $\Gamma^{(1)}$ имеет вид

$$\Gamma^{(1)} = \begin{cases} \Gamma^{(0)}(\varepsilon_0, \rho, \rho') - W(\varepsilon_0, \rho) \cdot X_0, & \text{при } \rho < \rho_1, \\ \Gamma^{(0)}(\varepsilon_1, \rho, \rho') - V(\varepsilon_1, \rho) \cdot X_1, & \text{при } \rho > \rho_1. \end{cases} \quad (19)$$

X_0 и X_1 определяются условиями сшивки

$$G^{(1)}(\rho_1 - 0) = G^{(1)}(\rho_1 + 0), \quad (20)$$

$$\frac{\partial G^{(1)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho_1-0} = \frac{1}{2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) D \cdot \left[\frac{1}{\varepsilon_0} (G_0^{(0)} + S_0) + \frac{1}{\varepsilon_1} (G_1^{(0)} + S_1) \right]_{\rho=\rho_1}.$$

Второе из них получается интегрированием (15) в окрестности $\rho = \rho_1$ при дополнительном предположении $\rho' \neq \rho_1$. Подставив (16), (17) в (20), получим систему двух линейных уравнений относительно X_0 и X_1 . Решая ее, найдем

$$X_1 = \left\| \frac{\gamma_1 - \gamma_0}{v_1} \right\| + \left\| \frac{w_0}{v_1} \right\| \cdot X_0, \quad (21)$$

$$X_0 = \left[1 - \frac{1}{2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \left\| \frac{v_1}{\partial w_0, v_1} \right\| \cdot \Lambda \cdot Q \right]^{-1} \cdot \left[\left\| \frac{\partial v_1, (\gamma_1 - \gamma_0)}{\partial w_0, v_1} \right\| + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \left\| \frac{v_1}{\partial w_0, v_1} \right\| \cdot \Lambda \cdot R \right],$$

где введены обозначения:

$$f_i \equiv f_i(\varepsilon_i, \rho), \quad \partial a, b \equiv a \frac{\partial b}{\partial \rho} - \frac{\partial a}{\partial \rho} b,$$

$$\Lambda = \Omega^{-1} \cdot D \cdot \Omega = \frac{1}{1 + \delta_m} \begin{pmatrix} 1 - i\delta_m & i \\ i\delta_m & \delta_m & -\delta_m \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{1+m}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1-m}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$Q(\rho) = \left\| \frac{1}{\varepsilon_0} w_\sigma(\varepsilon_0, \rho) + \frac{1}{\varepsilon_1} w_\sigma(\varepsilon_0, \rho_1) \frac{v_\sigma(\varepsilon_1, \rho)}{v_\sigma(\varepsilon_1, \rho_1)} \right\|,$$

$$R(\rho) = \left\| \frac{v_\sigma(\varepsilon_1, \rho)}{\varepsilon_1 v_0(\varepsilon_1, \rho_1)} [\gamma_\sigma(\varepsilon_1, \rho_1) - \gamma_\sigma(\varepsilon_0, \rho_1)] - \frac{1}{\varepsilon_0} \gamma_\sigma(\varepsilon_0, \rho) - \frac{1}{\varepsilon_1} \gamma_\sigma(\varepsilon_1, \rho) \right\|.$$

После подстановки (22) в (21) и дифференцирования следует положить $\rho = \rho_1$.

Перейдем к случаю $n > 1$ соосных цилиндрических поверхностей с радиусами $\rho_1, \rho_2 \dots \rho_n$. Диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon^{(n)} = \varepsilon_0 + \sum_{k=1}^n (\varepsilon_k - \varepsilon_{k-1}) \theta(\rho - \rho_k),$$

где $\varepsilon_0, \varepsilon_1 \dots \varepsilon_n$ произвольны. Уравнение (2) решим методом индукции, а именно: вычислим $G^{(n)}$, предполагая известной функцию Грина

$$G^{(n-1)} = -\frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot \Gamma^{(n-1)}(\varepsilon_0 \dots \varepsilon_{n-1}, \rho, \rho', \rho_1 \dots \rho_{n-1}) \cdot \Omega^{-\Gamma}$$

для случая $n-1$ цилиндрических поверхностей с радиусами $\rho_1 \dots \rho_{n-1}$. Представив $G^{(n)}$ в виде

$$G^{(n)} = \begin{cases} G^{(n-1)} + S^{(n-1)}, & \text{при } \rho < \rho_n, \\ G^{(0)}(\varepsilon_n, \rho, \rho') + S^{(0)}, & \text{при } \rho > \rho_n, \end{cases} \quad (23)$$

сведем задачу к нахождению $S^{(n-1)}$ и $S^{(0)}$. Теперь подставим (23) в (2)

$$\begin{aligned} [F[\varepsilon^{(n-1)}] - \frac{1}{\varepsilon^{(n-1)}} \frac{\partial \varepsilon^{(n-1)}}{\partial \rho} D] \cdot S^{(n-1)} &= 0, & \text{при } \rho < \rho_n, \\ F(\varepsilon_n) \cdot S^{(0)} &= 0, & \text{при } \rho > \rho_n, \end{aligned} \quad (24)$$

где $\epsilon^{(n-1)}$ — диэлектрическая проницаемость в случае $n-1$ границ. В свою очередь, приняв

$$S^{(n-1)} = \begin{cases} S_0, & \text{при } \rho < \rho_1, \\ \dots & \dots \dots \dots \\ S_{n-1}, & \text{при } \rho_{n-1} < \rho < \rho_n, \end{cases} \quad (25)$$

ПОЛУЧИМ

$$F(\varepsilon_i) \cdot S_i = 0, \quad \text{при } \rho_i < \rho < \rho_{i+1}, \quad (26)$$

$i = 0, \dots, n-1$; $\rho_0 \equiv 0$. По аналогии с (17) можно сразу выписать решения уравнений (24) и (26). Для запаздывающей функции Грина

$$\begin{aligned} S_0 &= -\frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot W(\varepsilon_0, \rho) \cdot X_0 \cdot \Omega^{-1}, \\ S_1 &= -\frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot [U(\varepsilon_1, \rho) \cdot X_1^- + V(\varepsilon_1, \rho) \cdot X_1^+] \cdot \Omega^{-1}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$S_{n-1} = -\frac{1}{2\pi^2 c} \Omega \cdot [U(\varepsilon_{n-1}, \rho) \cdot X_{n-1}^- + V(\varepsilon_{n-1}, \rho) \cdot X_{n-1}^+] \cdot \Omega^{-1},$$

$$S^{(0)} = -\frac{1}{2\pi^2\epsilon} \Omega \cdot V(\varepsilon_n, \rho) \cdot X_n \cdot \Omega^{-1}.$$

Матрицы $X_0, X_1^\pm \dots X_{n-1}^\pm, X_n$ определяются условиями сшивки при $\rho = \rho_1 \dots \dots \rho_n$. Они аналогичны (20) и приведены в таблице. Через $Y_l; Y = U, V, W$ обозначено $Y(\varepsilon_l, \rho)$.

$$Q_l^\dagger = \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_{l-1}}{\varepsilon_l}\right) \Lambda(\rho), \quad Q_l^\dagger = \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_l}{\varepsilon_{l-1}}\right) \Lambda(\rho).$$

Из двух уравнений первой строки таблицы находим:

Таблица

ρ	Условие непрерывности $G^{(n)}$	Сшивки производных $G^{(n)}$
ρ_1	$\mathbb{W}_0 X_0 = U_1 X_1^- + V_1 X_1^+$	$Q_1^\dagger (\mathbb{W}_0 X_0) = Q_1^\dagger (U_1 X_1^- + V_1 X_1^+)$
ρ_2	$U_1 X_1^- + V_1 X_1^+ = U_2 X_2^- + V_2 X_2^+$	$Q_2^\dagger (U_1 X_1^- + V_1 X_1^+) = Q_2^\dagger (U_2 X_2^- + V_2 X_2^+)$
ρ_{n-1}	$U_{n-2} X_{n-2}^- + V_{n-2} X_{n-2}^+ = U_{n-1} X_{n-1}^- + V_{n-1} X_{n-1}^+$	$Q_{n-1}^\dagger (U_{n-2} X_{n-2}^- + V_{n-2} X_{n-2}^+) = Q_{n-1}^\dagger (U_{n-1} X_{n-1}^- + V_{n-1} X_{n-1}^+)$
ρ_n	$\Gamma^{(n-1)} + U_{n-1} X_{n-1}^- + V_{n-1} X_{n-1}^+ = \Gamma_n^{(0)} + V_n X_n$	$Q_n^\dagger [\Gamma^{(n-1)} + U_{n-1} X_{n-1}^- + V_{n-1} X_{n-1}^+] = Q_n^\dagger [\Gamma_n^{(0)} + V_n X_n]$

$$X_0 = W_0^{-1} \cdot (U_1 + V_1 \cdot L_1) \cdot X_1^-, \quad X_1^+ = L_1 \cdot X_1^-, \quad (28)$$

$$L_1 \equiv -[Q_1^+ (V_1) - Q_1^+ (W_0) \cdot W_0^{-1} \cdot V_1]^{-1} \cdot [Q_1^+ (U_1) - Q_1^+ (W_0) \cdot W_0^{-1} \cdot U_1].$$

В U_1, V_1 и L_1 (после дифференцирования) следует положить $\rho = \rho_1$. Аналогичным образом из второй строки таблицы имеем:

$$X_1^- = B_1^{-1} \cdot (U_2 + V_2 \cdot L_2) \cdot X_2^-, \quad X_2^+ = L_2 \cdot X_2^-,$$

$$L_2 \equiv -[Q_2^+ (V_2) - Q_2^+ (B_1) \cdot B_1^{-1} \cdot V_2]^{-1} \cdot [Q_2^+ (U_2) - Q_2^+ (B_1) \cdot B_1^{-1} \cdot U_2], \quad (29)$$

$$B_1(\rho) \equiv U(\varepsilon_1, \rho) + V(\varepsilon_1, \rho) \cdot L_1(\rho_1).$$

В U_2, V_2 и L_2, B_1 (после дифференцирования) $\rho = \rho_2$. И так далее. При $\rho = \rho_{n-1}$ получаем:

$$X_{n-2}^- = B_{n-2}^{-1} + (U_{n-1} + V_{n-1} \cdot L_{n-1}) \cdot X_{n-1}^-, \quad X_{n-1}^+ = L_{n-1} \cdot X_{n-1}^-,$$

$$L_{n-1} \equiv -[Q_{n-1}^+ (V_{n-1}) - Q_{n-1}^+ (B_{n-2}) \cdot B_{n-2}^{-1} \cdot V_{n-1}]^{-1} \cdot$$

$$\cdot [Q_{n-1}^+ (U_{n-1}) - Q_{n-1}^+ (B_{n-2}) \cdot B_{n-2}^{-1} \cdot U_{n-1}],$$

$$B_{n-2}(\rho) \equiv U(\varepsilon_{n-2}, \rho) + V(\varepsilon_{n-2}, \rho) \cdot L_{n-2}(\rho_{n-2}). \quad (30)$$

В U_{n-1}, V_{n-1} и L_{n-1}, B_{n-2} следует положить $\rho = \rho_{n-1}$. Система зацепляющихся равенств (28) — (30) определяет $X_0, X_1^+ \dots X_{n-2}^+, X_{n-1}^+$ в зависимости от X_{n-1}^- (см. рис. 1). Так, например,

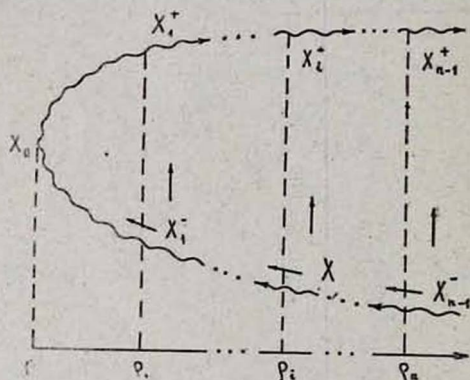


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая $S^{(n-1)}$ (см. (25), (27)), для случая n соосных цилиндрических поверхностей с радиусами $\rho = \rho_1 \dots \rho_n$. В областях $\rho \in [0, \rho_1), (\rho_1, \rho_2) \dots (\rho_{n-1}, \rho_n), \rho \in (\rho_n, \infty)$ диэлектрическая проницаемость равна $\varepsilon_0, \varepsilon_1 \dots \varepsilon_{n-1}, \varepsilon_n$. Стрелки указывают на приведенные в (28) — (30) формулы, выражающие амплитуды X_{i-1}^-, X_i^+ через X_i^- ($i = 1, 2 \dots n-1, X_0^- \equiv X_0$).

$$X_0 = W_0^{-1} \cdot B_1(\rho_1) \cdot B_1^{-1}(\rho_2) \cdot B_2(\rho_2) \cdot B_2^{-1}(\rho_3) \dots B_{n-2}^{-1}(\rho_{n-1}) \cdot B_{n-1}(\rho_{n-1}) \cdot X_{n-1}^-.$$

Остается вычислить X_{n-1}^- и X_n . Из уравнений последней строки таблицы имеем

$$X_{n-1}^- = B_{n-1}^{-1} \cdot [\Gamma_n^{(0)} - \Gamma^{(n-1)} + V_n \cdot X_n], \quad (31)$$

$$X_n = -[Q_n^+ (V_n) - Q_n^+ (B_{n-1}) \cdot B_{n-1}^{-1} \cdot V_n]^{-1} \cdot$$

$$\cdot [Q_n^+ (\Gamma_n^{(0)}) - Q_n^+ (\Gamma^{(n-1)}) - Q_n^+ (B_{n-1}) \cdot B_{n-1}^{-1} \cdot (\Gamma^{(0)} - \Gamma^{(n-1)})].$$

$$B_{n-1}^{(2)} = U(\varepsilon_{n-1}, \rho) + V(\varepsilon_{n-1}, \rho) \cdot L_{n-1}(\rho_{n-1}).$$

После дифференцирования следует подставить $\rho = \rho_n$.

Мы завершили построение функции Грина, поскольку (23), (25), (27), (28)–(30), (31) выражают $G^{(n)}$ через $G^{(n-1)}$. Для однородной среды функция Грина $G^{(0)}$ приведена в (11)–(14), а для цилиндра

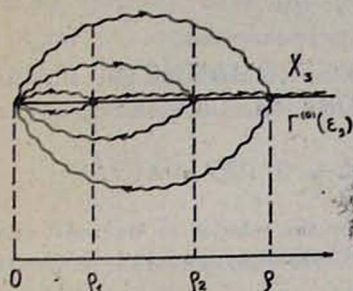


Рис. 2. Функция Грина $G^{(3)}$ для случая трех соосных цилиндрических поверхностей с радиусами $\rho = \rho_1, \rho_2$ и ρ_3 . Замкнутая волнистая линия, достигающая границы $\rho = \rho_3$, соответствует амплитудам $X_0, X_1^{\pm}, X_2^{\pm}$ (см. (27)). Прямая линия соответствует функциям Грина однородной среды $\Gamma^{(0)}(\varepsilon_0), \Gamma^{(0)}(\varepsilon_1), \Gamma^{(0)}(\varepsilon_2)$ и $\Gamma^{(0)}(\varepsilon_3)$ (см. (11)).

$G^{(1)}$ —в (18), (19), (21), (22). На рис. 2 представлена диаграмма, соответствующая $G^{(3)}$. Зная $G^{(n)}$ по формуле (1) можно вычислить поле произвольным образом движущихся зарядов, а после перехода к соответствующей полевой функции Грина [9]—все характеристики электромагнитного поля в среде. Результаты расчетов будут представлены в следующей работе.

Авторы признательны проф. Мкртчяну А. Р. за постановку задачи и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаелян М. А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
2. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.
3. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. Изд. Наука, М., 1984.
4. Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. Изд. Наука, М., 1987.
5. Болотовский Б. М. УФН, 75, 295 (1961).
6. Ацинян М. А., Бабаханян Э. А., Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 247 (1980).
7. Айвазян В. Р., Мергелян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 102 (1969).
8. Коротких А. М., Набутовский В. М. ТМФ, 41, 388 (1979).
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Часть 2. Изд. Наука, М., 1978.
10. Candelas P. Ann. Phys. N. Y., 143, 241 (1982).
11. Справочник по специальным функциям. Под ред. Абрамовица М. и Стиган И. Изд. Наука, М., 1979.

ՀԱՄԱՌԱՆՑՔ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ԳՐԻՆԻ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ ԴԱՍԱԿԱՆ
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՀԱՄԱՐ

Լ. Շ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Ա. Ս. ԻՍԿԱՆԴԱՐՅԱՆ

Առաջարկված է համառոտացրել գլանալին շերտերից բաղկացած միջավայրում Մաքսվելի հա-
վասարումների լուծման պարզ ալգորիթմ:

GREEN FUNCTION OF CLASSICAL ELECTROMAGNETIC FIELD
IN CASE OF COAXIAL CYLINDRICAL LAYERS

L. SH. GRIGORYAN, A. A. SAHARYAN, A. S. ISKANDARYAN

An easily algorithmizing method is proposed for the solution of Maxwell equa-
tions for media consisting of an arbitrary number of coaxial cylindrical layers having
different permittivities.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 330—337 (1990)

УДК 530.145

СУПЕРОБОБЩЕНИЯ С $CP(N)$, КАК ПРИВЕДЕННЫЕ ФАЗОВЫЕ
ПРОСТРАНСТВА СУПЕРГАМИЛЬТОНОВЫХ СИСТЕМ

А. П. НЕРСИСЯН, О. М. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 января 1990 г.)

На основе обобщенной на случай суперпространств процедуры редук-
ции гамильтоновых систем по интегралам движения построены кэлеровы
супермногообразия, являющиеся суперобобщениями $CP(N)$. Одно из них,
имеющее четную и нечетную относительно грассмановой градуировки кэ-
леровы структуры, ассоциировано касательному расслоению $CP(N)$.

Кэлеровы многообразия и соответствующие им кэлеровы σ -модели за-
нимают важное место в теории поля, обладая рядом свойств, обуслови-
вающих топологическую нетривиальность кэлеровых σ -моделей. Наиболь-
ший интерес к ним обусловлен возможностью $N=2$ суперобобщений (см.,
например, обзор [1]). Комплексное проективное пространство $CP(N)$
является простейшим нетривиальным кэлеровым многообразием. Супер-
обобщения $CP(N)$, построению которых посвящена работа, позволяют
построить σ -модели с глобальной суперсимметрией, а получение их редук-
цией по действию группы $U(1)$ и ее суперобобщениям — выявить суще-
ственные топологические свойства.

Назовем комплексное супермногообразие с локальными координатами
 w^A кэлеровым, если на нем существует невырожденная метрика

$$dS^2 = dw^A g_{A\bar{B}} d\bar{w}^B$$

ՀԱՄԱՌԱՆՑՔ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ԳՐԻՆԻ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ ԴԱՍԱԿԱՆ
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՀԱՄԱՐ

Լ. Շ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Ա. Ս. ԻՍԿԱՆԴԱՐՅԱՆ

Առաջարկված է համառոտացրել գլանալին շերտերից բաղկացած միջավայրում Մաքսվելի հա-
վասարումների լուծման պարզ ալգորիթմ:

GREEN FUNCTION OF CLASSICAL ELECTROMAGNETIC FIELD
IN CASE OF COAXIAL CYLINDRICAL LAYERS

L. SH. GRIGORYAN, A. A. SAHARYAN, A. S. ISKANDARYAN

An easily algorithmizing method is proposed for the solution of Maxwell equa-
tions for media consisting of an arbitrary number of coaxial cylindrical layers having
different permittivities.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 330—337 (1990)

УДК 530.145

СУПЕРОБОБЩЕНИЯ С $CP(N)$, КАК ПРИВЕДЕННЫЕ ФАЗОВЫЕ
ПРОСТРАНСТВА СУПЕРГАМИЛЬТОНОВЫХ СИСТЕМ

А. П. НЕРСИСЯН, О. М. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 января 1990 г.)

На основе обобщенной на случай суперпространств процедуры редук-
ции гамильтоновых систем по интегралам движения построены кэлеровы
супермногообразия, являющиеся суперобобщениями $CP(N)$. Одно из них,
имеющее четную и нечетную относительно грассмановой градуировки кэ-
леровы структуры, ассоциировано касательному расслоению $CP(N)$.

Кэлеровы многообразия и соответствующие им кэлеровы σ -модели за-
нимают важное место в теории поля, обладая рядом свойств, обусловли-
вающих топологическую нетривиальность кэлеровых σ -моделей. Наиболь-
ший интерес к ним обусловлен возможностью $N=2$ суперобобщений (см.,
например, обзор [1]). Комплексное проективное пространство $CP(N)$
является простейшим нетривиальным кэлеровым многообразием. Супер-
обобщения $CP(N)$, построению которых посвящена работа, позволяют
построить σ -модели с глобальной суперсимметрией, а получение их редук-
цией по действию группы $U(1)$ и ее суперобобщениям — выявить суще-
ственные топологические свойства.

Назовем комплексное супермногообразие с локальными координатами
 w^A кэлеровым, если на нем существует невырожденная метрика

$$dS^2 = dw^A g_{A\bar{B}} d\bar{w}^{\bar{B}}$$

такая, что соответствующая этой метрике 2-форма

$$\Omega = i(-1)^{p(q_{AB})} g_{A\bar{B}} dw^A \wedge d\bar{w}^{\bar{B}} \quad (1)$$

является замкнутой

$$d\Omega = 0. \quad (2)$$

Таким образом, кэлерово супермногообразие является симплектическим. 2-форму (1), удовлетворяющую (2), будем называть кэлеровой. Из (2) следует, что существует, по крайней мере локально, функция $K(w, \bar{w})$, именуемая кэлеровым потенциалом такая, что

$$\omega_{A\bar{B}} = \frac{\partial^2 K(w, \bar{w})}{\partial w^A \partial \bar{w}^{\bar{B}}}.$$

Нетрудно заметить, что $K(w, \bar{w})$ определяется с точностью до преобразования

$$K(w, \bar{w}) \rightarrow K(w, \bar{w}) + r(w) + \overline{r(w)}. \quad (3)$$

Если на C^{N+1} с канонической кэлеровой структурой действует группа $U(1)$, как группа симплектических диффеоморфизмов, то приведенное фазовое пространство по этой группе будет $CP(N)$ ([2]). Поэтому во втором разделе мы приведем процедуру редукции скобки Пуассона на супермногообразии, являющееся приведенным фазовым пространством супергамильтоновой системы.

В третьем разделе, задав действие группы $U(1)$ на суперпространстве $C^{N+1,M}$ с канонической четной кэлеровой структурой, мы определим $SCP(N, M)$, как соответствующее приведенное фазовое пространство и найдем его кэлерову структуру.

В четвертом разделе зададим действие определенных суперобобщений группы $U(1)$ на $C^{N+1, N+1}$ с каноническими четной и нечетной кэлеровыми структурами. Соответствующие приведенные фазовые пространства совпадают и дают супермногообразие, ассоциированное кокасательному расслоению $CP(N)$. Обозначим его $SCP(N)$. Четный и нечетный кэлеровы потенциалы $SCP(N)$ можно получить как редукцией, так и из требования удовлетворения преобразованиям (3).

Усиливающийся в последнее время интерес к нечетной симплектической структуре [3—6], обусловленный, с одной стороны развитием метода квантования Баталина-Вилковиского [3], а с другой—проблемой переформулировки гамильтоновой супермеханики на нечетной скобке Пуассона [4], делает актуальными вопросы, связанные с существованием и применением нечетной кэлеровой структуры на $SCP(N)$.

2. Редукция супергамильтоновых систем по интегралам движения, образующим супералгебру Ли

Метод редукции гамильтоновых систем по интегралам движения, образующим на скобке Пуассона алгебру Ли ([7]), без труда обобщается на случай гамильтоновых систем на супермногообразиях (супергамильто-

новых систем). Определение и основные свойства супергамильтоновых систем с четной и нечетной скобками Пуассона даны в [8].

Пусть имеем супермногообразие M с невырожденной скобкой Пуассона $\{, \}$ четности $\kappa(p(\{f, g\}) = p(f) + p(g) + \kappa)$ и гамильтонианом H , имеющим $M + U$ интегралов движения $J_A: \{J_A, H\} = 0, J_A = (J_a, J_\alpha), a = 1, \dots, M, \alpha = M + 1, \dots, M + U, p(J_a) = \kappa, p(J_\alpha) = \kappa + 1$ и пусть эти интегралы образуют супералгебру Ли $L(\dim L = (M, U))$

$$\{J_A, J_B\} = C_{AB}^C J_C,$$

где C_{AB}^C — структурные константы L .

Пусть G — соответствующая L супергруппа. Тогда G действует локально на M каноническими преобразованиями. Однопараметрические подгруппы из G , отвечающие J_A , есть гамильтоновы потоки

$$x_A^P = \{x^P, J_A\},$$

где x^P — локальные координаты точки супермногообразия M .

Рассмотрим поверхность уровня момента (совместную поверхность уровня интегралов $J_1, \dots, J_{M+U}$) $M_C(\text{codim } M_C = (M, U) \text{ при } \kappa = 0$ и $\text{codim } M_C = (U, M)$, при $\kappa = 1$):

$$J_1 = c_1, \dots, J_{M+U} = c_{M+U}.$$

Предположим, что она является супермногообразием. Гамильтонов поток, отвечающий гамильтониану $f = a^A J_A$, где a^A — постоянные, $p(a^A) = p(J_A) + \kappa$, сохраняет M_C , если

$$\{f, J_B\}|_{M_C} = a^A C_{AB}^C c_C = 0, B = 1, \dots, M + U. \quad (1)$$

Эти гамильтонианы образуют относительно скобки Пуассона, подсупералгебру Ли $L_C \subset L$. Пусть $\dim L_C = (N, V)$. Ее базис составляют функции

$$f_S(x) = a_S^A J_A(x), S = 1, \dots, N + V,$$

где a_S^A — фундаментальная система решений уравнений (1).

Факторизуя M_C по действию потоков с гамильтонианами f_S , получим приведенное фазовое пространство M_C^0 . Координатами на нем служат функции $y^Q = y^Q(x)$ такие, что

$$\{y^Q(x), J_A(x)\}|_{M_C} = 0, A = 1, \dots, M + U \quad (2)$$

не зависящие от $f_1, \dots, f_{N+V}$, так как градиенты функций f_S, y^Q должны порождать все касательное пространство к M_C . Поэтому $\text{codim } M_C^0 = (M + N, U + V)$, при $\kappa = 0$, $\text{codim } M_C^0 = (U + N, M + V)$, при $\kappa = 1$.

Редуцированная скобка Пуассона на M_C^0 определяется равенством

$$\{y^Q, y^P\}_{red} = \{y^Q(x), y^P(x)\}|_{M_C}. \quad (3)$$

Как видим, в отличие от случая $\kappa = 0$, при $\kappa = 1$ редуцированная скобка Пуассона не всегда невырождена. Вместе с корректно ограниченным на M_C^0 гамильтонианом она дает редуцированную супергамильтонову систему.

3. Комплексное проективное суперпространство $CP(N, M)$

Определим на комплексном суперпространстве $C^{N+1, M}$ каноническую четную кэлерову 2-форму:

$$\Omega_0 = i d z^k \wedge d \bar{z}^k + d \eta^\alpha \wedge d \bar{\eta}^\alpha, \quad k = 0, 1, \dots, N, \quad \alpha = 1, \dots, M.$$

Ей соответствует скобка Пуассона

$$\{f, g\} = i \left(\frac{\partial f}{\partial z^k} \frac{\partial g}{\partial \bar{z}^k} - \frac{\partial f}{\partial \bar{z}^k} \frac{\partial g}{\partial z^k} \right) + \frac{\partial^R f}{\partial \eta^\alpha} \frac{\partial^L g}{\partial \bar{\eta}^\alpha} + \frac{\partial^R f}{\partial \bar{\eta}^\alpha} \frac{\partial^L g}{\partial \eta^\alpha}.$$

Действие группы $U(1)$ задается на ней гамильтонианом суперосциллятора

$$H = z^k \bar{z}^k - i \eta^\alpha \bar{\eta}^\alpha.$$

Назовем комплексным проективным суперпространством $CP(N, M)$ соответствующее приведенное фазовое пространство. Поверхность уровня момента $H = h$ имеет размерность $(2N + 1, 2M)_R$, поэтому $\dim CP(N, M) = (2N, 2M)_R = (N, M)_C$, так как $[H, H] = 0$. На области с $z^k \neq 0$ локальными координатами $CP(N, M)$ служат функции:

$$\theta_{(k)}^0 = \frac{z^a}{z^k}, \quad a = 0, \dots, \hat{k}, \dots, N, \quad (1a)$$

$$\eta_{(k)}^\alpha = \frac{\eta^\alpha}{z^k}, \quad \alpha = 1, \dots, M. \quad (16)$$

Функции перехода имеют вид:

$$\omega_{(k)}^n = \frac{\omega_{(m)}^n}{\omega_{(m)}^k}, \quad \theta_{(k)}^\alpha = \frac{\theta_{(m)}^\alpha}{\omega_{(m)}^k},$$

где

$$\omega_{(k)}^n = (\omega_{(k)}^0, \omega_{(k)}^k = 1).$$

Воспользовавшись (2.3) находим на $CP(N, M)$ скобку Пуассона:

$$\{\omega_{(k)}^0, \bar{\omega}_{(k)}^0\} = i \frac{1 + \omega_{(k)}^c \bar{\omega}_{(k)}^c - i \theta_{(k)}^\gamma \bar{\theta}_{(k)}^\gamma}{h} (\delta^{ab} + \omega_{(k)}^a \omega_{(k)}^b),$$

$$\{\omega_{(k)}^a, \bar{\theta}_{(k)}^\beta\} = i \frac{1 + \omega_{(k)}^c \bar{\omega}_{(k)}^c - i \theta_{(k)}^\gamma \bar{\theta}_{(k)}^\gamma}{h} \omega_{(k)}^a \bar{\theta}_{(k)}^\beta,$$

$$\{\theta_{(k)}^\alpha, \bar{\theta}_{(k)}^\beta\} = \frac{1 + \omega_{(k)}^c \bar{\omega}_{(k)}^c - i \theta_{(k)}^\gamma \bar{\theta}_{(k)}^\gamma}{h} (\delta^{\alpha\beta} + i \theta_{(k)}^\alpha \bar{\theta}_{(k)}^\beta).$$

Ей соответствует кэлерова 2-форма с потенциалом

$$K_{(m)} = h \ln (1 + \omega_m^c \bar{\omega}_m^c - i \theta_{(m)}^\gamma \bar{\theta}_{(m)}^\gamma). \quad (2)$$

4. Комплексное проективное суперпространство $SCP(N)$

Определим на суперпространстве $C^{N+1, N+1}$ четную Ω_0 и нечетную Ω_1 канонические кэлеровы 2-формы:

$$Q_0 = i d z^m \wedge d \bar{z}^m + d \gamma^m \wedge d \bar{\gamma}^m,$$

$$Q_1 = d z^m \wedge d \bar{\gamma}^m + d \bar{z}^m \wedge d \gamma^m, \quad m = 0, 1, \dots, N.$$

Q_0 соответствует скобка Пуассона $\{, \}_0$, $Q_1 - \{, \}_1$:

$$\{f, g\}_0 = i \left(\frac{\partial f}{\partial z^m} \frac{\partial g}{\partial \bar{z}^m} - \frac{\partial f}{\partial \bar{z}^m} \frac{\partial g}{\partial z^m} \right) + \frac{\partial^R f}{\partial \gamma^m} \frac{\partial^L g}{\partial \bar{\gamma}^m} + \frac{\partial^R f}{\partial \bar{\gamma}^m} \frac{\partial^L g}{\partial \gamma^m}, \quad (1)$$

$$\{f, g\}_1 = \frac{\partial f}{\partial z^m} \frac{\partial^L g}{\partial \bar{\gamma}^m} + \frac{\partial f}{\partial \bar{z}^m} \frac{\partial^L g}{\partial \gamma^m} - \frac{\partial^R f}{\partial \bar{\gamma}^m} \frac{\partial g}{\partial z^m} - \frac{\partial^R f}{\partial \gamma^m} \frac{\partial g}{\partial \bar{z}^m}. \quad (2)$$

Действие группы $U(1)$ задается на скобках Пуассона (1) и (2) соответственно гамильтонианами

$$H = z^m \bar{z}^m - i \gamma^m \bar{\gamma}^m, \quad (3)$$

$$Q_2 = i (z^m \bar{\gamma}^m - \bar{z}^m \gamma^m), \quad (4)$$

причем $\{f, H\}_0 = \{f, Q_2\}_1$ для произвольной функции f ([6]).

а) Совершим редукцию скобки Пуассона (1) по гамильтониану (3) и его суперзарядам Q_1 и Q_2 , где

$$Q_1 = z^m \bar{\gamma}^m + \bar{z}^m \gamma^m,$$

а Q_2 задается выражением (4).

Они образуют супералгебру:

$$\{Q_1, Q_1\}_0 = \{Q_2, Q_2\}_0 = 2H, \{Q_1, H\}_0 = \{Q_2, H\}_0 = \{H, H\}_0 = 0.$$

Поверхность уровня момента M_C :

$$H = h, \quad Q_1 = q_1, \quad Q_2 = q_2, \quad (5)$$

имеет размерность $(2N + 1.2N)_R$, поэтому приведенное фазовое пространство $SCP(N)$ имеет размерность $(2N.2N)_R = (N.N)_C$.

На области с $z^m \neq 0$ локальными координатами $SCP(N)$ служат функции

$$x_{(m)}^a = \omega_{(m)}^a + \frac{iQ_+}{H} \sigma_{(m)}^a, \quad (6a)$$

$$\sigma_{(m)}^a = \theta_{(m)}^a - \theta_{(m)}^m \omega_{(m)}^a, \quad a = 0, \dots, \hat{m}, \dots, N, \quad (6b)$$

$\omega_{(m)}^a, \theta_{(m)}^a, \theta_{(m)}^m$ определяются выражениями (3.1), $Q_{\pm} = Q_1 \pm iQ_2$. Функции (6) удовлетворяют уравнениям (2.2). Поскольку на поверхности

уровня момента (5) $\frac{Q_{\pm}}{H} \Big|_{M_C} = \frac{q_{\pm}}{h} = \text{const}$, то и функции $\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a$, где

$\omega_{(m)}^a$ определяется выражением (3.1a), а $\sigma_{(m)}^a$ — выражением (6b), могут служить локальными координатами $SCP(N)$. Найдя по формуле (2.3) скобку Пуассона на $SCP(N)$ в терминах $(x_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a)$, и перейдя к координатам $(\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a)$, получим:

$$\begin{aligned}\{\omega_{(m)}^a, \bar{\omega}_{(m)}^b\}_{\theta} &= \frac{i}{|z^m|^2} (\delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b) - \frac{\sigma_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b}{h}, \\ \{\omega_{(m)}^a, \bar{\sigma}_{(m)}^b\}_{\theta} &= \frac{i}{|z^m|^2} [\omega_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b - \theta_{(m)}^{\pi} (\delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b)], \\ \{\sigma_{(m)}^a, \bar{\sigma}_{(m)}^b\}_{\theta} &= \frac{1}{|z^m|^2} [(1 + i \theta_{(m)}^m \bar{\theta}_{(m)}^m) \delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b + \\ &+ i (\sigma_{(m)}^a - \theta_{(m)}^m \omega_{(m)}^a) (\bar{\sigma}_{(m)}^b - \bar{\theta}_{(m)}^m \bar{\omega}_{(m)}^b)],\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}|z^m|^2 &= \frac{h}{1 + \omega_{(m)}^a \omega_{(m)}^a - i \sigma_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^a + \frac{i \sigma_{(m)}^a \omega_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b \omega_{(m)}^b}{1 + \omega_{(m)}^c \omega_{(m)}^c}} + \frac{q_+ q_-}{h (1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a)}, \\ \theta_{(m)}^m &= - \frac{\bar{\omega}_{(m)}^a \sigma_{(m)}^a}{1 + \omega_{(m)}^b \bar{\omega}_{(m)}^b} + \frac{1}{|z^m|^2} \frac{q_+}{1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a}.\end{aligned}$$

При $q_+ = q_- = 0$ этой скобки Пуассона соответствует кэлерова 2-форма с потенциалом

$$K_{(m)} = \ln \left(1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a - i \sigma_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^a + \frac{i \sigma_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b \omega_{(m)}^b}{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c} \right). \quad (7)$$

Функции перехода имеют вид

$$\omega_{(m)}^n = \frac{\omega_{(l)}^n}{\omega_{(l)}^m}, \quad \sigma_{(m)}^n = \frac{\sigma_{(l)}^n \omega_{(l)}^m - \sigma_{(l)}^m \omega_{(l)}^n}{(\omega_{(l)}^m)^2},$$

где

$$\omega_{(m)}^n = (\omega_{(m)}^a, \omega_{(m)}^m = 1), \quad \sigma_{(m)}^n = (\sigma_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^m = 0).$$

Как видим, σ^a преобразуется как $d\omega^a$, то есть $SCP(N)$ ассоциировано кокасательному расслоению $CP(N)$.

б) Совершим редукцию нечетной скобки Пуассона (2) по действию суперобобщения группы $U(1)$, задаваемому гамильтонианами Q_2 и H_0 , где Q_2 определяется выражением (4), а $H_0 = z^m \bar{z}^n$. Они образуют абелеву супералгебру Ли:

$$\{H_0, H_0\}_1 = \{H_0, Q_2\}_1 = \{Q_2, Q_2\}_1 = 0.$$

Поэтому поверхность уровня момента $Q_2 = q_2, H_0 = h_0$ имеет размерность $(2N + 1, 2N + 1)_R$, а приведенное фазовое пространство — $(2N, 2N)_R = (N, N)_S$. На области с $z_m \neq 0$ его локальными координатами служат функции $(\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a)$, задаваемые выражениями (3.1a) и (6b), удовлетворяющие условиям (2.6). То есть, приведенное фазовое пространство есть $SCP(N)$. По формуле (2.3) определим нечетную скобку Пуассона на $SCP(N)$:

$$\{\omega_{(m)}^a, \bar{\omega}_{(m)}^b\}_1 = 0,$$

$$\{\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^b\}_1 = \frac{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c}{h_0} (\delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b),$$

$$\begin{aligned} \{\sigma_{(m)}^a, \bar{\sigma}_{(m)}^b\}_1 &= \frac{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c}{h_0} (\sigma_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b - \omega_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b) + \\ &+ \left[\frac{\bar{\omega}_{(m)}^c \sigma_{(m)}^c - \omega_{(m)}^c \bar{\sigma}_{(m)}^c}{h_0} + i q_2 (1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c) \right] (\delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b). \end{aligned}$$

Ей соответствует нечетная кэлерова 2-форма с потенциалом

$$K_{1(m)} = i h_0 \frac{\omega_{(m)}^c \bar{\sigma}_{(m)}^c - \bar{\omega}_{(m)}^c \sigma_{(m)}^c}{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c} + q_2 \ln (1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c). \quad (8)$$

в) Кэлеровы потенциалы (7) и (8) супермногообразия $SCP(N)$ можно получить из требования преобразования, согласно (1.3), кэлеровых потенциалов супермногообразия, ассоциированного кокасательному расщеплению $CP(N)$. Действительно,

$$\begin{aligned} K_1|_{q_1=q_2=0, h=1} &= K_0 + i \frac{\partial^2 K_0}{\partial \omega^a \partial \bar{\omega}^b} \sigma^a \bar{\sigma}^b \\ K_1|_{q_1=0, h_0=1} &= i \left(\frac{\partial K_0}{\partial \omega^a} \sigma^a - \frac{\partial K_0}{\partial \bar{\omega}^a} \bar{\sigma}^a \right), \end{aligned}$$

где $K_0 = \ln (1 + \omega^a \bar{\omega}^a)$ — кэлеров потенциал $CP(N)$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Карабекову за полезные обсуждения и Р. А. Мкртчяну за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Perelomov A. M. Phys. Reports, 146, 137 (1987).
2. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. Изд. Наука, М., 1990.
3. Batalin I. A., Vilkovitsky G. A. Phys. Lett., B102, 27 (1981).
4. Волков Д. В., Пашнев А. И., Сорока В. А., Ткач В. И. Письма в ЖЭТФ, 44, 55 (1985).
5. Witten E. Modern Phys. Lett., 5, 790 (1990).
6. Нерсисян А. П., Худавердян О. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 24, 288 (1989).
7. Khudaverdian O. M., Nersessian A. P. Preprint UGVA-DPT 1989/05-614, Geneva.
7. Дубровин В. А., Кричевер И. М., Новиков С. И. Интегрируемые системы, в кн. «Современные проблемы математики. Фундаментальные направления» (Итоги науки и техники ВИНТИ), т. 4, с. 179, ВИНТИ, М., 1985.
8. Kupershmidt B. A. Lett. Math. Phys., 9, 323 (1985).

Ա. Պ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Հ. Մ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Համիտոնյան համակարգերի ուղղակիորեն պրոցեսորաբաշխման գերտարածությունների դեպքի
ընդհանրացման հիման վրա շարժման ինտեգրալներով կառուցված է գերբազմաձևություն, որն
իրենից ներկայացնում է CP(N)-ի գերընդհանրացում: Նրանցից մեկը բոլորիան կենտ և զույգ
կառուցվածքներ ունեցողը, ասոցիացված է CP(N)-ի կոշռափող շերտավորմանը:

THE SUPERGENERALIZATIONS OF CP(N) AS REDUCED PHASE SPACES OF SUPER-HAMILTONIAN SYSTEMS

O. H. KHUDAVERDYAN, A. P. NERSESYAN

The Kahler supermanifolds, which are supergeneralizations of CP(N), are built using the procedure of reduction of Hamiltonian systems with motion integrals. This procedure is generalized for super-Hamiltonian systems. One of these supermanifolds which has both even and odd Kahlerian structures is associated to a cotangent bundle of CP(N).

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 337—341 (1990)

УДК 621.373.8.029.71/73

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ЙОДАТА ЛИТИЯ

Р. Н. БАЛАСАНЯН, А. С. ОГАНЕСЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 7 января 1990 г.)

Изучение генерации второй гармоники лазерного излучения в кристаллических образцах йодата лития ($LiIO_3$) показало, что из-за поглощения основного излучения ($\lambda = 1,064$ мкм) молекулами воды в $LiIO_3$, которые вместе с маточным раствором входят в кристалл в процессе его выращивания, происходит уменьшение эффективного объема нелинейной среды, где выполняется условие фазового синхронизма.

Кристаллы йодата лития, используемые в качестве эффективных преобразователей лазерного излучения [1, 2], обладают рядом особенностей, из которых наиболее существенным является невозпроизводимость значений выходной мощности внутрирезонаторной второй гармоники (ВРГВГ) непрерывного излучения, величина которой в наших экспериментах менялась от кристалла к кристаллу в пределах 0,2—4,5 Вт. При этом немаловажным является значительный нагрев кристаллов, приводящий к снижению эффективности преобразования. Подобный разброс физических

Ա. Պ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Հ. Մ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Համիտոնյան համակարգերի ուղղակիորեն պրոցեսորայի գերտարածությունների դեպքի
ընդհանրացման հիման վրա շարժման ինտեգրալներով կառուցված է գերբազմաձևություն, որն
իրենից ներկայացնում է $CP(N)$ -ի գերընդհանրացում: Նրանցից մեկը բաղկացած է կենտ և զույգ
կառուցվածքներ ունեցող, ասոցիացված է $CP(N)$ -ի կոշտափող շերտավորմանը:

THE SUPERGENERALIZATIONS OF $CP(N)$ AS REDUCED PHASE SPACES OF SUPER-HAMILTONIAN SYSTEMS

O. H. KHUDAVERDYAN, A. P. NERSESYAN

The Kahler supermanifolds, which are supergeneralizations of $CP(N)$, are built using the procedure of reduction of Hamiltonian systems with motion integrals. This procedure is generalized for super-Hamiltonian systems. One of these supermanifolds which has both even and odd Kahlerian structures is associated to a cotangent bundle of $CP(N)$.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 337—341 (1990)

УДК 621.373.8.029.71/73

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ЙОДАТА ЛИТИЯ

Р. Н. БАЛАСАНЯН, А. С. ОГАНЕСЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 7 января 1990 г.)

Изучение генерации второй гармоники лазерного излучения в кристаллических образцах йодата лития ($LiIO_3$) показало, что из-за поглощения основного излучения ($\lambda = 1,064$ мкм) молекулами воды в $LiIO_3$, которые вместе с маточным раствором входят в кристалл в процессе его выращивания, происходит уменьшение эффективного объема нелинейной среды, где выполняется условие фазового синхронизма.

Кристаллы йодата лития, используемые в качестве эффективных преобразователей лазерного излучения [1, 2], обладают рядом особенностей, из которых наиболее существенным является невозпроизводимость значений выходной мощности внутрирезонаторной второй гармоники (ВРГВГ) непрерывного излучения, величина которой в наших экспериментах менялась от кристалла к кристаллу в пределах 0,2—4,5 Вт. При этом немаловажным является значительный нагрев кристаллов, приводящий к снижению эффективности преобразования. Подобный разброс физических

свойств кристаллов, отмеченный нами в [3], может быть вызван изменениями их состава, обусловленными вхождением неконтролируемых примесей в процессе выращивания. Изучению факторов, приводящих к указанным изменениям, посвящена настоящая работа.

Кристаллы LiIO_3 выращивались по методике, описанной в [3]. ВРГВГ излучения лазера на АИГ: Nd^{3+} осуществлялась по схеме, приведенной в [2]. Исследовалась зависимость выходной мощности второй гармоники ВГ от плотности кристаллов. Погрешность при измерениях плотности образцов методом гидростатического взвешивания составила $\pm 0,002 \text{ г/см}^3$. Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $9 \times 10 \times 20 \text{ мм}^3$. Малые плоскости, нормаль к которым составляла 30° с направлением оптической оси, полировались и оптически просветлялись на $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$.

Из рис. 1, где представлены результаты измерений, следует, что между плотностью исследуемых кристаллов (ρ) и выходной мощностью второй гармоники ($I_{2\omega}$) существует некоторая зависимость. Наблюдаемый разброс точек на рис. 1, возможно, связан с неравномерным распределением дефектов в исследуемых образцах LiIO_3 . Из рис. 1 следует, что у образцов с большей плотностью наблюдается тенденция к повышению коэффициента преобразования. Если исходить из условия, что кристалл с боль-

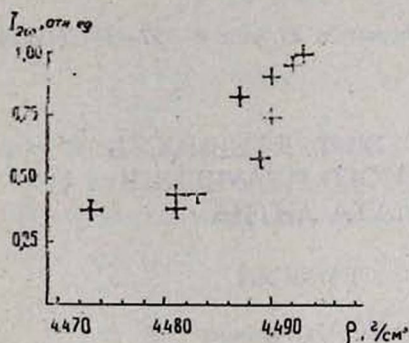


Рис. 1. Зависимость интенсивности ВРГВГ от плотности исследуемых образцов.

шей плотностью ближе по составу к идеальному кристаллу, то уменьшение плотности образцов может быть объяснено содержанием в объеме кристалла примесей с меньшей плотностью. Из указанного условия следует также, что кристаллы с большей плотностью являются структурно более совершенными и поэтому в этих кристаллах выше эффективность преобразования лазерного излучения. При этом, различие в плотностях исследуемых элементов (рис. 1) может быть объяснено неодинаковым содержанием примесей в кристаллах. Из возможных примесей наиболее вероятным является маточный раствор йодата лития, захватываемый растущим кристаллом в процессе его выращивания [4]. В рассматриваемых условиях объем исследуемых образцов можно представить как сумму объемов кристалл-матрицы (V_k) и примеси (V_n):

$$V = V_k + V_n, \quad (1)$$

с учетом которого концентрация предполагаемой примеси $c = \frac{m}{M}$ может быть записана в следующем виде:

$$c = \frac{\rho^{-1} - \rho_0^{-1}}{\rho_p^{-1} - \rho_0^{-1}}, \quad (2)$$

где m — масса примеси; M — масса исследуемого вещества; ρ — плотность образца; ρ_0 — истинная плотность кристалла; ρ_p — плотность вещества примесной части кристалла.

Вычисленная рентгеновская плотность идеального кристалла $LiIO_3$ составляет 4,523 г/см³. Однако, учитывая то, что из-за дефектности структуры реального кристалла, не обусловленной захватом раствора, его плотность практически меньше рентгеновской плотности, в качестве величины ρ_0 выбрана максимальная плотность исследуемых образцов $\rho_0 = 4,493$ г/см³ (рис. 1). Тогда, принимая плотность маточного раствора $\rho_p = 1,6$ г/см³, с помощью (2) можно оценить его концентрацию в исследуемых образцах, которая, как оказалось, изменяется в пределах $1 \cdot 10^{-4}$ — $25 \cdot 10^{-4}$. Эти результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными о концентрации йодноватой кислоты (HIO_3) в кристаллах $LiIO_3$ [3—6] и указывают на то, что разброс значений эффективности преобразования лазерного излучения во ВГ является следствием изменения концентрации маточного раствора в образцах в указанных широких пределах. Тогда, если в кристаллах имеет место поглощение основного излучения или излучения ВГ, естественно ожидать, что вследствие неодинакового содержания включений маточного раствора нагрев образцов, обусловленных поглощением, будет также различным.

С целью выяснения влияния концентрации примеси в кристаллах на выходную мощность ВГ проводились исследования спектров поглощения насыщенных растворов йодата лития и их компонентов. Измерения выполнялись на спектрофотометре СФ-8. Спектрограммы кристаллов, насыщенного водного раствора $LiIO_3$, 10%-ного водного раствора HIO_3 и бидистиллированной воды снимались в областях 532 нм (излучение ВГ) и диапазоне 800—1200 нм, включающем основное излучение на $\lambda = 1064$ нм. Для жидких сред использовались кварцевые кюветы с толщиной слоя жидкости 10 мм.

Спектральные исследования кристаллов, в пределах точности измерений, не выявили в них поглощения в упомянутых областях спектров. На спектрограммах пропускания растворов в области 532 нм также не обнаружено каких-либо линий поглощения, что свидетельствует об отсутствии потерь излучения ВГ.

На рис. 2 представлены спектры пропускания растворов $LiIO_3$, HIO_3 и H_2O в области 800—1200 нм, из которых следует, что насыщенный раствор $LiIO_3$ имеет широкую линию поглощения на $\lambda = 0,97$ мкм, перекрывающую длину волны основного излучения. Указанное поглощение объясняется присутствием воды в растворе $LiIO_3$, поскольку, как видно из рисунка, коэффициент поглощения воды на $\lambda = 1064$ нм составляет $0,35$ см⁻¹,

а для насыщенных растворов, из которых выращиваются кристаллы, его значение приближается к $0,30 \text{ см}^{-1}$.

В оптической схеме ВРГВГ используется фокусировка основного излучения мощностью 150—200 Вт внутрь кристалла LiIO_3 . При этом, поглощение лазерного излучения осуществляется обычно в пределах усеченного конуса нелинейной среды объемом $\sim 0,006 \text{ см}^3$. Следовательно, если учесть, что примесная концентрация раствора LiIO_3 может достигнуть в

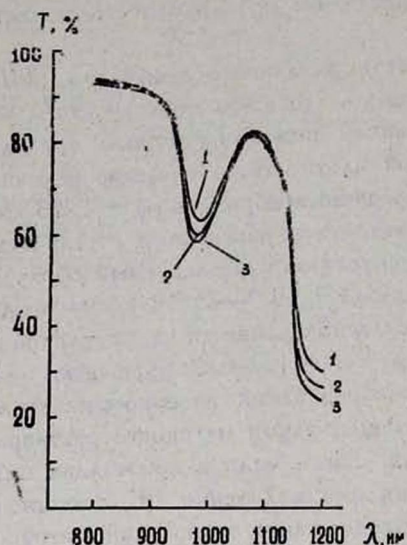


Рис. 2. Спектр пропускания растворов (1 — насыщенный раствор LiIO_3 с $\text{pH}=1,98$, 2 — 10% водный раствор HIO_3 , 3 — бидистиллированная вода).

ряде образцов до величины $25 \cdot 10^{-4}$, то нетрудно оценить, что при теплоемкости $C_p = 24,7 \text{ кал/град. моль}$ [7] уже через несколько секунд после включения лазера, кристаллы могут нагреваться до температуры выше 100°C . Приведенные оценки находятся в удовлетворительном согласии с результатами непосредственных измерений температуры кристаллов LiIO_3 в резонаторе (спай термопары типа хромель-алюмель касался боковой поверхности образцов). Как показали измерения, температура некоторых образцов с низкой выходной мощностью достигала до $\sim 150^\circ \text{C}$, а образцы, эффективно преобразующие излучение, нагревались не выше 50°C . Из этих результатов следует, что при ВРГВГ поглощение основного излучения является причиной нагрева кристаллов LiIO_3 в резонаторе.

Тем не менее указанными потерями основного излучения за счет поглощения не может быть объяснен столь большой разброс величины выходной мощности ВГ от образца к образцу LiIO_3 . Как уже отмечалось, в оптической схеме преобразователя осуществлялась фокусировка лазерного излучения внутрь кристалла. Очевидно, что это приведет к неравномерному нагреву нелинейной среды вдоль длины распространения луча в кристалле. Помимо этого, вследствие неравномерного распределения интенсивности излучения по сечению лазерного пучка, поглощение создает поперечный градиент температуры в объеме нелинейной среды, где происходит преобразование излучения. Следовательно, неравномерный нагрев, возникающий по той или другой причине, в любом случае уменьшает объем нелинейной среды, где выполняется условие фазового синхронизма.

Таким образом, анализ перечисленных факторов дает основания считать, что снижение эффективности ВРГВГ обусловлено уменьшением эффективного объема нелинейной среды вследствие поглощения основного излучения. Исходя из этого, для эффективного преобразования мощного лазерного излучения на $\lambda = 1064$ нм целесообразно использовать кристаллы йодата лития, выращенные из растворов, не имеющих поглощения на длинах волн основного излучения и его ВГ. Решение подобной задачи связано с подбором нового растворителя для LiIO_3 , не имеющего поглощений в указанных спектральных областях, а также с оптимизацией условий выращивания, исключающих вхождение маточного раствора в кристаллы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nath N., Haussuhl S. Appl. Phys. Letters, 14, 154 (1969).
2. Дмитриев В. Г. и др. Квантовая электроника, 8, 906 (1981).
3. Ананиян Э. С. и др. Квантовая электроника, 11, 1660 (1984).
4. Исаенко Л. И. и др. ФТТ, 30, 348 (1988).
5. Бредихин В. И. и др. Кристаллография, 27, 928 (1982).
6. Архипов С. М. и др. Изв. СО АН СССР, Сер. хим. наук, вып. 4, 39 (1973).
7. Авдисенко К. И., Богданов С. В. и др. Йодат лития. Выращивание кристаллов, их свойства и применение. Изд. Наука, Новосибирск, 1980, с. 15.

ԼԻԹԻՒՄԻ ՅՈՒԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԶԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՓՈԽԱԿԵՐՊՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ ԱԶԴՈՂ ԳՈՐԾՈՆՆԵՐԸ

Ռ. Ն. ԲԱԼԱՍԱՆՅԱՆ, Ա. Ս. ՆՈՎԶԱՆԵՍՅԱՆ

Հաղերային ճառագայթման երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի ուսումնասիրությունը լիթիումի յոդատի (LiIO_3) բյուրեղային նմուշներում ցույց է տվել, որ հիմնական ճառագայթման ($\lambda = 1,064$ մկմ) կլանման հետևանքով LiIO_3 բյուրեղում դառնվող ջրի մոլեկուլների կողմից, որոնք մայրական լուծույթի հետ ներդրվել են բյուրեղ նրա աճեցման ընթացքում, կատարվում է շրջափակման միջավայրի էֆեկտիվ ծավալի փոքրացում, որտեղ տեղի ունի ֆազային համաձայնեցման պայմանը:

FACTORS INFLUENCING THE CONVERSION EFFICIENCY OF LASER RADIATION IN LITHIUM IODATE CRYSTALS

R. N. BALASANYAN, A. S. OGANEV

At the generation of second harmonic of laser radiation in crystalline samples of LiIO_3 , a decrease of efficient bulk of a nonlinear medium, where the phase matching condition was fulfilled, took place due to the absorption of fundamental radiation ($\lambda = 1.064 \mu\text{m}$) by water molecules, which are implanted in LiIO_3 crystals with the solution during the crystal growth.

УДК 548.732

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ АЛМАЗА МЕТОДОМ ДЕСТРУКЦИИ УГЛЕВОДОРОДОВ НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

С. А. ШАБОЯН, С. Г. АСАТРЯН, А. А. МАРТИРОСЯН,
А. С. ШАБОЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июня 1990 г.)

В работе излагается технология и метод кристаллизации алмаза деструкцией углеводородов. Показано, что полученные алмазные пленки являются монокристаллическими и бездислокационными.

Рост алмаза из углеродосодержащих газов или растворов углерода в расплавленных металлах сопровождается выделением графита, как более стабильной модификации [1]. Имеется ряд сообщений о получении алмазоподобных пленок при осаждении из атомных и ионных пучков углерода [2]. В алмазоподобных пленках, преимущественно аморфных, существует лишь ближний порядок. Этот метод основан на разрушении исходного графита или углеродных соединений до атомов или радикалов.

Образование кристаллического зародыша алмаза на поверхности графита является крайне маловероятным, т. к. рост графита тормозит процесс эпитаксиального наращивания алмаза, блокируя поверхность кристалла алмаза [3], тем самым нарушается основа автоэпитаксиального синтеза. Слой неалмазного углерода (графита) препятствует воздействию ориентирующих сил кристаллической решетки затравочного кристалла.

Избежать чрезмерного выделения графита возможно, уменьшив перенасыщение, однако в этом случае скорость роста кристалла алмаза будет чрезвычайно низка.

Углеродные алмазоподобные пленки в основном получают ионно-плазменным методом осаждения материалов. В зависимости от исходного материала, используемого в процессе получения таких пленок, можно разделить процесс на две группы: к одной из них относится распыление графита под действием ионных пучков, а к другой — деструкция углеводородов на подложке в процессе осаждения.

Вторая группа методов, основанная на деструкции углеводородов в плазме тлеющего разряда, представляет большой интерес, благодаря более простой технологии получения пленок и возможности использования стандартного распылительного оборудования. В этом методе использована способность углеводородов разлагаться под действием ударов атомных частиц. Для осаждения на подложку углерода в виде алмазной фазы необходимо активизировать процесс деструкции, чтобы избежать полимеризации углеводородов. Поэтому основная задача при получении алмазоподобных пленок этим методом сводится к оптимизации условий осаждения,

так как свойства пленок в значительной степени зависят от изменения основных параметров, таких как межэлектродное напряжение и давление газа.

В настоящей работе для получения алмазоподобных пленок был выбран последний метод. Этот метод дает возможность получения алмазоподобных пленок из частично ионизированных потоков, сформированных из паров различных углеводородов (толуол, циклогексан, бензол и т. д.) с последующей обработкой растущей пленки ионами аргона для улучшения качества пленки.

Преимуществом данного метода является его простота и возможность использования несложного технологического оборудования для осаждения этих пленок. С этой целью в качестве базовой напылительной установки была выбрана установка ионного травления УРМЗ.279.029.

После проведения некоторых изменений в подколпачной оснастке полностью был демонтирован источник ионов и блок питания к нему. В левое смотровое окно рабочей камеры установки был вмонтирован стандартный источник ИИ-4-0,15, а в стойку питания установки — блок питания БП-94.

На рис. 1 показана блок-схема модернизированной установки УМЗ.279.029. Источник ионов ИИ-4-0,15 предназначен для получения трубчатого пучка ионов.

На рис. 2 показано устройство источника ионов ИИ-4-0,15. Принцип

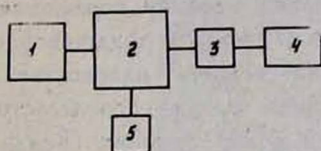


Рис. 1. Блок-схема установки УРМЗ-279-029; 1. Рабочая камера. 2. Вакуумная система. 3. Источник ионов ИИ-4-0,15. 4. Блок питания БП-94. 5. Газовая система.

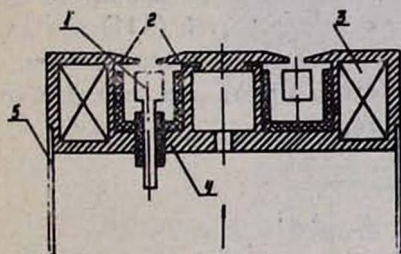


Рис. 2. 1. Устройство источника ионов ИИ-4-0,15. 2. Анод. 3. Катушка соленоида. 4. Магнитопровод. 5. Кожух.

действия источника заключается в отборе ионов из разрядной плазмы, возбуждаемых в промежутке между анодом и катодом в скрещенных электрическом и магнитном полях. В узконаправленном ионном пучке ионы углерода приобретают высокую кинетическую энергию и при столкновении с поверхностью подложки на площади, сравнимой с атомными размерами, создают области высоких температур и давлений, необходимых для образования пленок с алмазоподобной структурой, поэтому такой процесс называют деструкцией углеводородов на подложке.

Имея в виду, что сильное влияние на свойства алмазных пленок оказывает средняя энергия осаждаемых частиц, и, что для формирования алмазной фазы средняя энергия ионов должна быть больше энергии связи атомов углерода в решетке алмаза (4,6 эВ), для получения алмазоподоб-

ной пленки необходимо, чтобы энергия ионов была от 20 до 50 эВ. Если же энергия ионов выше 50 эВ, то пленки имеют гетерофазный состав.

Анализ литературы показал, что на свойства пленок оказывает большое влияние потенциал, подаваемый на подложку кристалла (111). При увеличении потенциала подложки увеличивается энергия ионов, что приводит к повышению плотности дефектов и смещению фазового равновесия в сторону образования графита.

Пленки углерода получают путем осаждения частично ионизированного потока, сформированного из паров толуола.

Нанесение пленок на подложки из кремния, ситала, кварца и титана проводилось на созданной нами установке. Энергия ионов варьировалась в диапазоне 0,2—3 КэВ, плотность ионного тока составляла 0,5—1,5 мА/см².

Измерение плотности полученных пленок осуществлялось путем взвешивания на весах ВЛР-20М, а измерение толщины — на микроинтерферометре МИИ-П.

Параметры разряда существенно влияют на состав осажденных алмазоподобных пленок. При осаждении пленок из толуола увеличение ускоряющего напряжения свыше 3,5 кВ приводит к резкому уменьшению доли вторичных ионов. Таким образом, меняя соотношение электронного и ионного тока, можно оперативно менять состав и свойства пленок.

Исследование структуры осажденных алмазных пленок на монокристаллической кремниевой подложке проводилось методом отражения рентгеновских лучей от полученной поверхности. Поскольку подложкой служила кремниевая пластина с поверхностью, совпадающей с плоскостью (111), то предполагалось, что и осажденная алмазная пленка располагается своей плоскостью (111) параллельно плоскости (111) кремния (ввиду идентичности их класса симметрии). Это предположение было проверено путем получения вульф-брэгговского отражения от плоскостей (111) как для монокристаллической кремниевой подложки, так и для алмазной пленки.

В таблице приведены значения углов Вульфа-Брэгга для этих плоскостей, а также интенсивности отраженного пучка.

Вещество	θ	2θ	I	$d \text{ \AA}$
Si	6,53°	13,06°	$28 \cdot 10^5$	3,111
C—алмаз	9,94°	19,88°	$36 \cdot 10^5$	2,05

При сравнении полученных результатов с теоретическими данными [4] приходим к выводу, что полученные значения интенсивностей и углов полностью соответствуют литературным данным. Отсюда можно сделать вывод, что полученные алмазные пленки являются по своей структуре монокристаллическими.

От кремниевой подложки и осажденной алмазной пленки были получены топограммы по методу Брэгга-Баррета [5], которые приведены на рис. 3а, б.

Как видно из этих рисунков, поверхности исследуемой кремниевой подложки и алмазной пленки достаточно совершенны и однородны — в них нет дислокаций.

Проведенные исследования позволяют утверждать следующее:

1. Ввиду одинакового класса симметрии растущая алмазная пленка осаждается в том же кристаллографическом классе симметрии, повторяя направление роста кремния.

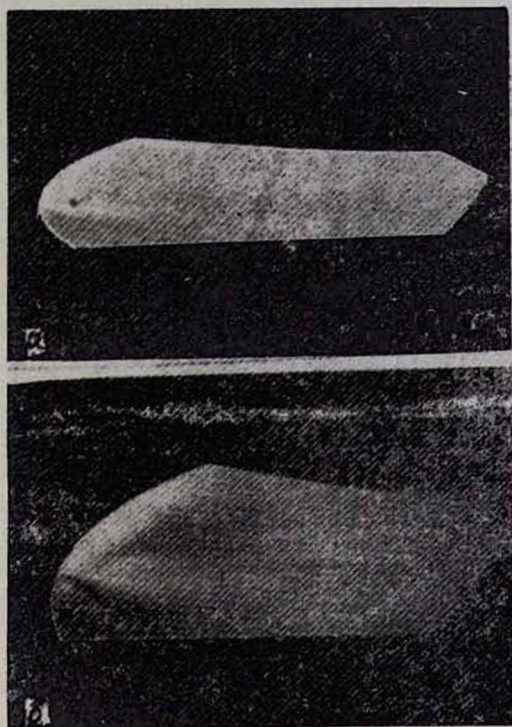


Рис. 3а, б. а) топограмма, полученная от кремниевой пластины; б) топограмма, полученная от алмазной пленки.

2. Поверхность алмазной пленки соответствует поверхности кремниевой подложки (111).

3. Поверхность выращенной алмазной пленки бездефектная соответственно кремниевой подложке.

Такие же исследования были проведены и на алмазных пленках, осажденных на подложке SiO_2 , однако отражений, соответствующих плоскости (111), от этой алмазной пленки обнаружено не было.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерягин Б. В., Федосеев Д. В. Успехи химии. М., вып. 39, № 12, 1970.
2. Weissmantel C., Enren H., Reisse J. Ion beam technique for thin and thick film preparation—Surface Science. 1979, vol. 86, p. 207—221.
3. Дерягин Б. В., Федосеев Д. В. и др. Физико-химический синтез алмаза из газа. Киев, 1971.

4. Михеев В. М. Рентгенометрическое определение минералов. Госгеохимиздат, М., 1957.

5. Уманский Я. С. Рентгенография металлов. Металлургия, М., 1968.

ԱՆՄԱՍՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՈՒՄԸ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԻ ՏԱԿԴԻՐԻ ՎՐԱ ԱՄԽԱՋՐԱՄԻՆՆԵՐԻ ՔԱՅՔԱՅՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Ս. Հ. ՇԱԲՈՅԱՆ, Ս. Գ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Հ. Ս. ՇԱԲՈՅԱՆ

Աշխատանքում կատարված է տարբեր ածխածինների գոլորշիներից ձևավորված մասնակի խոնդրացված հոսքերով ալմաստանման թաղանթների նստեցում, որոնք հետագայում թաղանթի որակի բարելավման համար մշակվում են արգոնի խոնհերով: Այս մեթոդը իրականացնելու համար ընտրված էր УРМЗ 279.028 իոնական կերակցման սարքավորումը, որի մեջ կատարված էին համապատասխան փոփոխություններ: Իոնների էներգիան ընտրված է 20—50 կՎ: Ստացված թաղանթների կառուցվածքը ուսումնասիրվել է ռենտգենագրաֆիկ մեթոդով՝ թաղանթների մակերևույթից դիտվել է Վուլֆ-Բրեգյան անդրադարձում (111) հարթության համար, որը և ապացուցում է, որ գոյացել է ալմաստին հատուկ բյուրեղային կառուցվածք ունեցող թաղանթ:

THE CRYSTALLIZATION OF DIAMOND ON MONOCRYSTALLINE SILICIUM LAYER BY THE DESTRUCTION OF HYDROCARBONS

S. A. SHABOYAN, S. A. ASATRYAN, A. H. MARTIROSYAN
H. S. SHABOYAN

The precipitation of diamond films from fluxes of partially ionized particles of different carbon vapors was made using a modified ionic etching device УРМЗ 279.028. For the formation of diamond films the energy of ions was chosen to be within the range 20—50 keV. The structure of the films was investigated by means of X-ray Bragg reflection from the (111) plane. The obtained diamond films were shown to be both monocrystalline and nondislocational.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 346—352 (1990)

УДК 535.324:546.212:621.371

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОДЫ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 22 мая 1990 г.)

Выполнен расчет комплексного показателя преломления теплой и переохлажденной воды во всем субмиллиметровом диапазоне от 1 до 0,1 мм через 0,1 мм для пяти значений температур воды от +20° до -20° С, через 10° С.

Комплексный показатель преломления воды $m = n - ik$ используется для расчетов ослабления и радиолокационного отражения электромаг-

4. Михеев В. М. Рентгенометрическое определение минералов. Госгеохимиздат, М., 1957.

5. Уманский Я. С. Рентгенография металлов. Металлургия, М., 1968.

ԱՆՄԱՍՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՈՒՄԸ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԻ ՏԱԿԴԻՐԻ ՎՐԱ ԱՍԽԱՋՐԱԾԻՆՆԵՐԻ ՔԱՅՔԱՅՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Ս. Հ. ՇԱԲՈՅԱՆ, Ս. Գ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Հ. Ս. ՇԱԲՈՅԱՆ

Աշխատանքում կատարված է տարբեր ածխածինների գոլորշիներից ձևավորված մասնակի խոնդրացված հոսքերով ալմաստանման թաղանթների նստեցում, որոնք հետագայում թաղանթի որակի բարելավման համար մշակվում են արգոնի խոնհերով: Այս մեթոդը իրականացնելու համար ընտրված էր УРМЗ 279.028 իոնական կերակցման սարքավորումը, որի մեջ կատարված էին համապատասխան փոփոխություններ: Իոնների էներգիան ընտրված է 20—50 կՎ: Ստացված թաղանթների կառուցվածքը ուսումնասիրվել է ռենտգենագրաֆիկ մեթոդով՝ թաղանթների մակերևույթից դիտվել է Վուլֆ-Բրեգյան անդրադարձում (111) հարթության համար, որը և ապացուցում է, որ գոյացել է ալմաստին հատուկ բյուրեղային կառուցվածք ունեցող թաղանթ:

THE CRYSTALLIZATION OF DIAMOND ON MONOCRYSTALLINE SILICIUM LAYER BY THE DESTRUCTION OF HYDROCARBONS

S. A. SHABOYAN, S. A. ASATRYAN, A. H. MARTIROSYAN
H. S. SHABOYAN

The precipitation of diamond films from fluxes of partially ionized particles of different carbon vapors was made using a modified ionic etching device УРМЗ 279.028. For the formation of diamond films the energy of ions was chosen to be within the range 20—50 keV. The structure of the films was investigated by means of X-ray Bragg reflection from the (111) plane. The obtained diamond films were shown to be both monocrystalline and nondislocational.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 346—352 (1990)

УДК 535.324:546.212:621.371

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОДЫ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 22 мая 1990 г.)

Выполнен расчет комплексного показателя преломления теплой и переохлажденной воды во всем субмиллиметровом диапазоне от 1 до 0,1 мм через 0,1 мм для пяти значений температур воды от +20° до -20° С, через 10° С.

Комплексный показатель преломления воды $m = n - ik$ используется для расчетов ослабления и радиолокационного отражения электромаг-

нитных волн в облаках по теории Ми [1—3]. От того, насколько точно определены значения показателя преломления — $\tilde{n}$ и показателя поглощения — $\tilde{\kappa}$ воды, во многом зависят поглощающие и рассеивающие свойства капель воды в облаках.

Субмиллиметровый (СБММ) диапазон только осваивается исследователями. Вопросу экспериментального определения комплексного показателя преломления воды в СБММ диапазоне посвящено очень мало работ. В основном они касаются положительных температур. Экспериментальных работ по определению $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$ переохлажденной воды до настоящего времени вообще нет. Поэтому учеными предложены различные методики расчета $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$ в СБММ диапазоне для переохлажденной воды. Ниже, интерполяцией экспериментальных данных $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$, определенных при положительных температурах $+20$, $+10$ и 0°C , вычислены спектральные значения $\tilde{n}(\lambda)$ и $\tilde{\kappa}(\lambda)$ во всем СБММ диапазоне для длин волн от 1 до 0,1 мм через 0,1 мм. Сравнением данных при положительных температурах из теоретических методик выбраны те, которые наиболее близки к эксперименту и могут быть использованы для расчетов $\tilde{n}(\lambda)$ и $\tilde{\kappa}(\lambda)$ в СБММ диапазоне для переохлажденной воды от 0 до -20°C . Используя эти методики в работе выполнен теоретический расчет $\tilde{n}(\lambda)$ и $\tilde{\kappa}(\lambda)$ в СБММ диапазоне для температур 0, -10° и -20°C .

Комплексный показатель преломления воды

В микроволновом диапазоне комплексный показатель преломления воды рассчитывается по формулам Дебая [4] и характеризуется, в основном, релаксационным механизмом поляризуемости молекул. С переходом в СБММ диапазон, из-за высоких частот, воздействие релаксационной поляризуемости постепенно уменьшается и необходим учет уже резонансной поляризуемости молекул под воздействием полос поглощения воды в ИК

области спектра. Исходя из этого, для расчета $\tilde{n}(\lambda)$ и $\tilde{\kappa}(\lambda)$ в СБММ диапазоне исследователями в настоящее время разработаны три методики, к рассмотрению которых мы и приступим.

1. В работе [5] предложен метод расчета $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$ в СБММ диапазоне для положительных и отрицательных (до -20°C) температур (обозначим метод Т 1). Суммарная диэлектрическая проницаемость воды — ϵ_s в СБММ диапазоне будет складываться из дебаевской и резонансной — $\epsilon_{\text{рез}}^* = \epsilon'_{\text{рез}} - \epsilon''_{\text{рез}} i$ поляризуемостей. Видоизмененные формулы Дебая с учетом резонансной поляризуемости молекул будут следующими:

$$\epsilon'_s = \epsilon'_{\text{рез}} + \frac{\epsilon_s - \epsilon'_{\text{рез}}}{1 + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda}\right)^2}; \quad \epsilon''_s = \epsilon''_{\text{рез}} + \frac{\epsilon_s - \epsilon'_{\text{рез}} \left(\frac{\lambda_s}{\lambda}\right)}{1 + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda}\right)^2}. \quad (1)$$

Резонансные составляющие $\varepsilon'_{рез}$ и $\varepsilon''_{рез}$ можно вычислить по [6] или согласно [5]:

$$\varepsilon'_{рез} = 1,8 + \frac{\Delta \varepsilon}{2} \left| \frac{1 + \omega_0 (\omega + \omega_0) \tau_r^2}{1 + (\omega + \omega_0)^2 \tau_r^2} + \frac{1 - \omega_0 (\omega - \omega_0) \tau_r^2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_r^2} \right|, \quad (2)$$

$$\varepsilon''_{рез} = \frac{\Delta \varepsilon}{2} \left| \frac{\omega \tau_r}{1 + (\omega + \omega_0)^2 \tau_r^2} + \frac{\omega \tau_r}{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_r^2} \right|$$

где ε_s — статистическая оптическая диэлектрическая проницаемость воды, λ — длина волны, λ_s — центральная длина волны релаксационной области поглощения, λ_r — длина волны резонансной линии поглощения, τ_r — характеристическое время затухания амплитуды резонансных колебаний, собственная частота которых ω_0 , $\Delta \varepsilon^{H_2O} = \varepsilon_0 - \tilde{n}_{олт}^2 = 4,99 - 1,8 = 3,1$; $\omega_0 = 7,793 \cdot 10^{12}$ [7]; $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ и $\tau_r = \frac{\lambda_r}{2\pi c}$; c — скорость света.

Используя формулы (1) и (2), а также постоянные для ε_s , λ_s и λ_r при температуре $+20^\circ$, $+10^\circ$, 0° и -10°C из [5] и при -20°C из [4] мы рассчитали ε'_s и ε''_s для воды в СБММ диапазоне от 1 до 0,1 мм через 0,1 мм для пяти значений температур из интервала $+20^\circ - -20^\circ\text{C}$ через 10°C .

2. Следующий метод теоретического расчета $\tilde{n}$ и χ в СБММ диапазоне (обозначим метод Т2) предложен в работе [8]. Здесь $\tilde{n}(\lambda)$ и $\chi(\lambda)$ представлены в виде сумм:

$$\tilde{n}(\lambda) = \tilde{n}^D(\lambda) + \tilde{n}^P(\lambda), \quad \chi(\lambda) = \chi^D(\lambda) + \chi^P(\lambda), \quad (3)$$

где $\tilde{n}^D(\lambda)$ и $\chi^D(\lambda)$ — дебаевские составляющие, а $\tilde{n}^P(\lambda)$ и $\chi^P(\lambda)$ — резонансные составляющие $\tilde{n}$ и χ . Для расчета дебаевских составляющих $\tilde{n}$ и χ в [8] использовались модифицированные обобщенные формулы Дебая [8]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \left| 1 + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \cdot \sin \left(\alpha_0 \cdot \frac{\pi}{2} \right) \right|}{1 + 2 \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \cdot \sin \left(\alpha_0 \cdot \frac{\pi}{2} \right) + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{2(1-\alpha_0)}}, \quad (4)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \left[\left(\frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \cdot \cos \left(\alpha_0 \cdot \frac{\pi}{2} \right) \right]}{1 + 2 \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{1-\alpha_0} \cdot \sin \left(\alpha_0 \cdot \frac{\pi}{2} \right) + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} \right)^{2(1-\alpha_0)}} + \frac{\sigma_\lambda}{18,8496 \cdot 10^{10}},$$

где ϵ_0 — оптическая диэлектрическая проницаемость воды, α_0 — параметр, зависящий от температуры, $\sigma_\lambda = 12,566 \cdot 10^3$ [9]. Параметры для (4) получены в [8] эмпирически при сравнении с экспериментом:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_s &= 78,54[1 - 4,579 \cdot 10^{-3}(t - 25) + 1,19 \cdot 10^{-5} \times \\ &\quad \times (t - 25)^2 + 2,8 \cdot 10^{-8}(t - 25)^3] \\ \alpha_0 &= -16,8129/(t + 273) + 0,0609265 \\ i_s &= 0,00033836 \cdot \exp[2513,98/(t + 273)] \\ \epsilon_0 &= 5,27137 + 0,0216474t - 0,00131198t^2 \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где t — температуры в градусах Цельсия.

Резонансные составляющие $\tilde{n}^P(\lambda)$ и $\tilde{\kappa}^P(\lambda)$ вычисляются следующим образом:

$$\tilde{n}^P(\lambda) = (1 + \bar{T}_s) \alpha_{oj} + \sum_{j=1}^{N_j} \frac{\beta_j [\omega_{oj}^2 - (10000/\lambda)^2]}{[\omega_{oj}^2 - (10000/\lambda)^2]^2 + \gamma_j (10000/\lambda)^2}, \quad (6)$$

$$\bar{T}_s = 0,0001(t - 25) \exp[\lambda(u)/4]^{1/2},$$

где $\omega_{oj} = 10000/\lambda_{oj}$, λ — длина волны в мкм, α_{oj} , β_j и γ_j — параметры для каждого спектрального интервала (см. таблицу III в [8]); $\lambda(u)$ — определяется для каждого спектрального интервала — $i_{oj} = 10000/\omega_{oj}$ при подстановке значений ω_{oj} (см. табл. III [8]);

$$\tilde{\kappa}^P(\lambda) = \sum_{j=1}^{N_j} \beta_j \exp - [\log(\lambda/\lambda_{oj})/\Delta j]^2, \quad (7)$$

для $\lambda < 3000$ мкм,

где β_j , Δj и γ_j — параметры (см. [8]), λ_{oj} — центр j -ой полосы (см. табл. 2 [8]), N_j — число членов в сумме, равное числу λ_{oj} .

Используя формулы (3)–(7) и данные из таблиц [8], мы вычислили комплексные показатели преломления воды в СБММ диапазоне от 1 до 0,1 мм через 0,1 мм для пяти значений температур из интервала $+20^\circ$ — -20° C, через 10° C.

3. В работе [10] выполнены расчеты $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$ для положительных и отрицательных температур (обозначим метод Т3) в СБММ диапазоне. Еще в методе Т1 [5] выявлено основное свойство зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости воды от температуры в СБММ диапазоне

$$\left. \begin{aligned} \epsilon' &= \epsilon'(t_0) + k'(t_0)(t - t_0) \\ \epsilon'' &= \epsilon''(t_0) + k''(t_0)(t - t_0) \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

где t_0 — начальное, а t — неизвестное значение температуры; $k'(t_0)$ и $k''(t_0)$ — функции от длины волны, график которых приводится в [5]. Таким образом, если известны $\epsilon'(t_0)$ и $\epsilon''(t_0)$ при определенной температуре t_0 , то используя (8) и графики функций $k'(\lambda)$ и $k''(\lambda)$ из [5], можно рассчитать ϵ' и ϵ'' для любой температуры. В работе [10] использовались экспериментальные данные $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$ при 25° C [11] (эти

данные они пересчитали к $t_0=20^\circ\text{C}$) и рассчитали ϵ' и ϵ'' для температур $+30^\circ$, 10° , 0° , -16° и -32°C и длин волн: 100, 200, 337 и 500 мкм.

Используя метод ТЗ, начальные значения ϵ' и ϵ'' при $t_0=20^\circ\text{C}$ (наш пересчет) — результат усреднения четырех работ: [11] — при $t=25^\circ\text{C}$, [12] — при $t=19^\circ\text{C}$, [13] — при $t=30^\circ\text{C}$ и [14] — при $t=25^\circ\text{C}$;

$k'(\lambda)$ и $k''(\lambda)$ из графика работы [5], мы рассчитали n и κ воды в СБММ диапазоне от 1 до 0,1 мм через 0,1 мм и пяти значений температур от $+20^\circ$ до -20°C через 10°C .

Результаты расчетов

В табл. приводятся выполненные нами расчеты комплексного показателя преломления $m=\tilde{n}-i\kappa$ для пяти значений температур во всем СБММ диапазоне. В таблице представлены следующие данные:

Таблица

Комплексный показатель преломления $m=\tilde{n}-i\kappa$ теплой и переохлажденной воды в субмиллиметровом диапазоне длин волн

№№ пп	λ мкм	$t^\circ\text{C}$				
		$+20^\circ\text{C}$	$+10^\circ\text{C}$	0°C	-10°C	-20°C
1	1000	2,56—1,01i	2,45—0,89i	2,28—0,58i	2,26—0,37i	2,10—0,25i
2	900	2,47—0,96i	2,40—0,83i	2,24—0,54i	2,20—0,42i	2,06—0,30i
3	800	2,45—0,87i	2,35—0,74i	2,20—0,51i	2,15—0,38i	2,03—0,28i
4	700	2,39—0,81i	2,32—0,75i	2,18—0,48i	2,09—0,35i	1,99—0,26i
5	600	2,34—0,71i	2,28—0,70i	2,15—0,44i	2,04—0,32i	1,96—0,24i
6	500	2,29—0,71i	2,24—0,65i	2,11—0,43i	1,99—0,29i	1,92—0,22i
7	400	2,22—0,62i	2,19—0,58i	2,05—0,38i	1,94—0,27i	1,89—0,21i
8	300	2,13—0,55i	2,12—0,53i	1,93—0,35i	1,91—0,26i	1,87—0,21i
9	200	2,06—0,48i	2,05—0,51i	1,93—0,30i	1,91—0,27i	1,87—0,24i
10	100	1,98—0,47i	1,97—0,47i	1,96—0,30i	1,83—0,37i	1,79—0,36i

Положительные температуры от 0 до $+20^\circ\text{C}$

Для температуры $+20^\circ\text{C}$ и всех длин волн — интерполяция или точные данные наших расчетов по усреднению результатов вышеуказанных четырех работ [11—14]. Это, фактически, наши начальные данные в расчетах по методу ТЗ. При температуре 10°C в таблице приводятся данные интерполяции или точные значения результатов экспериментально измеренных значений $\tilde{n}$ и κ из [15, 16]. В таблице при температуре 0°C приводятся интерполированные или точные значения экспериментально полученных значений $\tilde{n}$ и κ в работе [13].

Отрицательные температуры -10 и -20°C

В СБММ диапазоне экспериментально измеренных значений $\tilde{n}$ и κ , при отрицательных температурах, нет. Поэтому необходимо использовать один из вышеуказанных методов — Т1—ТЗ для теоретических расчетов значений $\tilde{n}$ и κ при отрицательных температурах. Необходимо выбрать тот:

метод, который наиболее близок к эксперименту при положительных температурах. С этой целью мы провели сравнение, отдельно для $\tilde{n}$ и $\tilde{\kappa}$, результатов наших теоретических расчетов при $t=20, 10$ и 0°C (см. описание выше по методам Т1—Т3) с экспериментальными данными других авторов при этих же температурах.

Результаты сравнения показали, что теоретические расчеты $\tilde{n}(\lambda)$ по методу Т2 наиболее близки к экспериментальным данным при положительных температурах, особенно при 0°C . С другой стороны, теоретические расчеты $\tilde{\kappa}(\lambda)$ по методу Т1 наиболее близки к экспериментальным значениям при положительных температурах — особенно при $t=0^\circ\text{C}$. Поэтому в таблице при $t=-10$ и -20°C приводятся результаты наших расчетов для всех длин волн СБММ диапазона $\tilde{n}(\lambda)$ по методу Т2 [8], а $\tilde{\kappa}(\lambda)$ по методу Т1 [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в ледяной среде. Гостехиздат, М., 1951.
2. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Гидрометеонадат, Л., 1983.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. Изд. Мир, М., 1971.
4. Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. Гидрометеонадат, Л., 1972.
5. Мельшенко Ю. И., Ваксер Н. Х. УФЖ, 15, 1496 (1970).
6. Фрелих Г. Теория диэлектриков. Изд. ИЛ, М., 1960.
7. Cartwright C. H. and Errera J. J. Proc. Roy. Soc., A 154, 138 (1936).
8. Ray P. S. Applied Optics., 11, 1336 (1972).
9. Saxton J. A. Wireless Engineer. 26, 288 (1949).
10. Розенберг В. И., Воробьев Б. М. Изв. АН СССР, ФАО, 11, 526 (1975).
11. Золотарев В. И. и др. Оптика и спектроскопия, 27, 790 (1969).
12. Afsar M. N. and Hasted J. B. JOSA, 67, 902 (1977).
13. Afsar M. N. and Hasted J. B. Infrared Physics. 18, 835 (1978).
14. Simpson O. A., Bean B. L. and Perkowitz S. JOSA, 12, 1723 (1979).
15. Hasted J. B., Husain S. K., Frescura F. A. M. and Birch J. R. Chemical Physics Letters, 118, 622 (1985).
16. Zafar M. S., Hasted J. B. and Chamberlain J. E. Nature Physical Science 243, 105 (1973).

ՍՈՒՐՄԻՆԻՄԵՏԲԱՆՈՅ ԴԻԱՊԱԶՈՆՈՒՄ ԶՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ԿՈՄՊԼԵՔՍ ՑՈՒՑԻՉԸ

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Կատարված է տաք և զերսառեցրած ջրի բնական կոմպլեքս ցուցիչի հաշվարկը ամբողջ սուրմիլիմետրանոց դիապազոնում 1-ից մինչև 0.1 մմ՝ 0.1 մմ քայլով, ջրի շերմաստիճանի հինգ արժեքների համար՝ $+20^\circ\text{C}$ -ից մինչև -20°C , 10°C քայլով:

COMPLEX INDEX OF WATER REFRACTION IN SUBMILLIMETER BAND

H. M. AJVAZIAN

The complex index of refraction has been calculated for warm and supercooled water in all the submillimeter band from 1 to 0.1 mm in 0.1 steps for five values of water temperature from $+20^{\circ}\text{C}$ to -20°C in 10°C steps

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 352—355 (1990)

УДК 534.29:539.122

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ МЁССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОЛСТЫХ ОБРАЗЦАХ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

Л. А. КОЧАРЯН, А. Ш. ГРИГОРЯН, Р. Г. ГАБРИЕЛЯН
Э. М. АРУТЮНЯН

Институт прикладных проблем физики АН Армении

(Поступила в редакцию 28 июня 1990 г.)

Исследованы некоторые вопросы рассеянного вперед и назад мёссбауэровского излучения в фольге из нержавеющей стали с естественным содержанием изотопа F^{57} . В работе впервые исследовано явление рассеяния мёссбауэровского излучения при наличии в рассеивателе ультразвуковых колебаний.

В опытах по мёссбауэровскому рассеянию оказывается возможным получить существенно большую величину эффекта, чем в опытах на пропускание, что обусловлено меньшим относительным вкладом фона в регистрируемый поток. Большая величина эффекта и возможность наблюдения углового распределения рассеянных квантов, в частности, позволяют сравнительно легко расшифровать сложные спектры плохо разрешенных сверхтонких взаимодействий. Спектроскопия на рассеяние в условиях дифракции мёссбауэровского излучения несет уникальную информацию о магнитной и электрической структуре кристаллов. Особый интерес представляет изучение таким методом когерентных эффектов, рэлеевского рассеяния и т. д. Наконец, в геометрии рассеяния возможен фазовый анализ кристаллов (так называемая мёссбауэрография).

Впервые безотдаточное ядерное резонансное рассеяние наблюдалось в работе Барлутто и др. [1], в котором использовались источник Sn^{119} и обогащенный образец олова. Из измерений рассеяния, как функции температуры, они вывели фактор Дебая-Валлера поглотителя, хорошо совпадающем со значением, полученным из измерений по поглощению. Блек и Мунн [2] исследовали интерференцию между безотдаточным резонансным (мёссбауэровским) и нерезонансным (рэлеевским) рассеяниями, используя источник Co^{57} и обогащенный образец железа. Фрауенфельдер и др. [3]

COMPLEX INDEX OF WATER REFRACTION IN SUBMILLIMETER BAND

H. M. AJVAZIAN

The complex index of refraction has been calculated for warm and supercooled water in all the submillimeter band from 1 to 0.1 mm in 0.1 steps for five values of water temperature from $+20^{\circ}\text{C}$ to -20°C in 10°C steps

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 352—355 (1990)

УДК 534.29:539.122

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ МЁССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОЛСТЫХ ОБРАЗЦАХ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

Л. А. КОЧАРЯН, А. Ш. ГРИГОРЯН, Р. Г. ГАБРИЕЛЯН
Э. М. АРУТЮНЯН

Институт прикладных проблем физики АН Армении

(Поступила в редакцию 28 июня 1990 г.)

Исследованы некоторые вопросы рассеянного вперед и назад мёссбауэровского излучения в фольге из нержавеющей стали с естественным содержанием изотопа F^{57} . В работе впервые исследовано явление рассеяния мёссбауэровского излучения при наличии в рассеивателе ультразвуковых колебаний.

В опытах по мёссбауэровскому рассеянию оказывается возможным получить существенно большую величину эффекта, чем в опытах на пропускание, что обусловлено меньшим относительным вкладом фона в регистрируемый поток. Большая величина эффекта и возможность наблюдения углового распределения рассеянных квантов, в частности, позволяют сравнительно легко расшифровать сложные спектры плохо разрешенных сверхтонких взаимодействий. Спектроскопия на рассеяние в условиях дифракции мёссбауэровского излучения несет уникальную информацию о магнитной и электрической структуре кристаллов. Особый интерес представляет изучение таким методом когерентных эффектов, рэлеевского рассеяния и т. д. Наконец, в геометрии рассеяния возможен фазовый анализ кристаллов (так называемая мёссбауэрография).

Впервые безотдаточное ядерное резонансное рассеяние наблюдалось в работе Барлутто и др. [1], в котором использовались источник Sn^{119} и обогащенный образец олова. Из измерений рассеяния, как функции температуры, они вывели фактор Дебая-Валлера поглотителя, хорошо совпадающем со значением, полученным из измерений по поглощению. Блек и Мунн [2] исследовали интерференцию между безотдаточным резонансным (мёссбауэровским) и нерезонансным (рэлеевским) рассеяниями, используя источник Co^{57} и обогащенный образец железа. Фрауенфельдер и др. [3]

наблюдали безотдаточное резонансное рассеяние от Fe^{57} , детектируя рентгеновское излучение, которое следовало за внутренней конверсией электрона, а Канкелейт [4] измерил конверсионные электроны, выбитые из атомов Fe^{57} вследствие поглощения квантов. В работе Меджора [5] безотдаточное ядерное резонансное рассеяние от нержавеющей стали было измерено, как функция скорости источника, толщины рассеивателя, толщины дополнительного поглотителя и угла рассеяния. Наблюдаемое угловое рассеяние он сравнивает с теорией, пренебрегающей многократное рассеяние, что неправильно для больших толщин. В работе Дербуннера и Мориссона [6] построена теория безотдаточного резонансного рассеяния мёссбауэровских гамма-квантов в случае одиночной лоренцевской линии. Построенная теория справедлива при пренебрежении рэлеевским рассеянием, интерференционными эффектами и многократным рассеянием. В дальнейшем [7] теория была обобщена на случай, когда имеет место магнитное сверхтонкое взаимодействие. Более точная теория переноса мёссбауэровского излучения рассматривалась в работах [8—10], где впервые были учтены многократные акты рассеяния.

В настоящей работе исследованы некоторые вопросы рассеянного вперед и назад мёссбауэровского излучения в фольге из нержавеющей стали с естественным содержанием изотопа Fe^{57} . В работе впервые исследовано явление рассеяния мёссбауэровского излучения при наличии в рассеивателе ультразвуковых колебаний.

В нашем эксперименте рассеиватель закрепляется на столике гониометра с точностью вращения в горизонтальной плоскости $5''$. С самого начала геометрия уточняется относительно нормали с помощью лазерного луча. Поток γ -квантов из источника Co^{57} через коллиматор падает на рассеиватель и рассеивается вперед и назад на разные углы θ , относительно внешней нормали. Рассеянные гамма-кванты регистрируются детектором, который представляет из себя фотоэлектронный умножитель с сцинтиллятором $NaI(TL)$ толщиной 0,15 мм. Выбор такой толщины объясняется обеспечением условия эффективного взаимодействия гамма излучения с $E_\gamma = 14,4$ кэВ и оптимального выхода сцинтиллируемых фотонов. Вращением детектора измеряется зависимость рассеянных назад

$\Gamma(\eta, \nu)$ и вперед $I^+(\eta, \nu)$ гамма квантов от скорости источника ν и угла выхода γ -кванта θ ($\eta = \cos \theta$).

На рис. 1 (крестики) приведены угловые зависимости интегрального числа рассеянных назад $N^-(\eta)$ и вперед $N^+(\eta)$ гамма квантов, в случае $\tau_0 = 4$ и $\theta_0 = 0$ (угол падения). Как видно из этого рисунка,

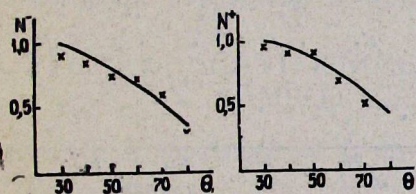


Рис. 1. Угловая зависимость интегральной интенсивности рассеянного назад $N^-(\eta)$ и вперед $N^+(\eta)$ мёссбауэровского излучения: $\times$ —эксперимент, — теория.

с увеличением величины угла θ интегральные интенсивности $N^{\pm}(\eta) = \eta \int_{-\infty}^{+\infty} I^{\pm}(\eta, \nu) d\nu$ уменьшаются, что, в основном, связано с уменьшением проекции площади по закону $S = S_0 \cos \theta$.

На рис. 2 (крестики) приведены толщинные зависимости интегрального числа рассеянных назад $N^{-}(\eta)$ и вперед $N^{+}(\eta)$ гамма квантов в случае, когда угол падения $\theta_0 = 0^{\circ}$ и угол выхода $\theta = 60^{\circ}$. Как видно, с увеличением толщины t_0 обе величины $N^{\pm}$ увеличиваются. Следует отметить,

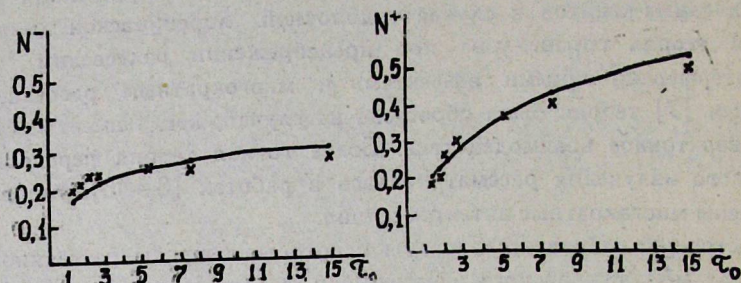


Рис. 2. Толщинная зависимость интегральной интенсивности рассеянного назад $N^{-}(\eta)$ и вперед $N^{+}(\eta)$ мёсбауэровского излучения: X—эксперимент, — — теория.

что при больших t_0 , N^{-} — достигает своего асимптотического значения, причем экспериментальные данные необходимо сравнивать с теорией, учитывающей многократные рассеяния. На этих же рисунках приведены расчетные значения интенсивностей (сплошные линии), которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Расчеты проведены в прибли-

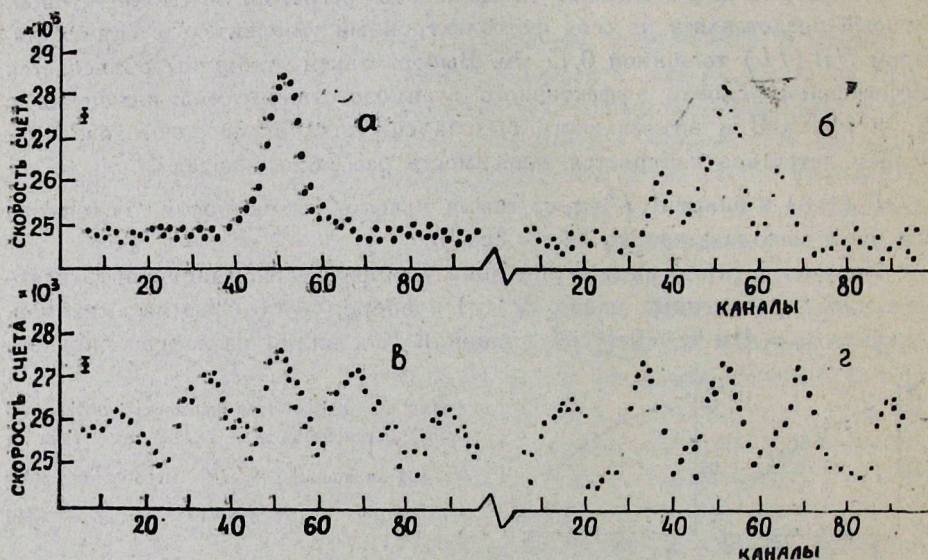


Рис. 3. Мёсбауэровский спектр рассеянного излучения в отсутствии (а) и присутствии (б, в, г) ультразвуковых колебаний. Частота ультразвука $\Omega = 11,2$ МГц, напряжение на пьезопреобразователе U в случае б—4В, в—9В, г—15В. а, б) $1\kappa = 0,08$ мм/сек, в, г) $1\kappa = 0,06$ мм/сек.

жении упругого элементарного акта рассеяния и анизотропной индикатриссы рассеяния [10].

Представляет несомненный интерес изучение влияния когерентных ультразвуковых колебаний на спектры рассеянного излучения. С этой целью была изготовлена специальная кювета, в которой в качестве акустической склейки использовался тонкий слой глицерина для однородной передачи акустических колебаний от пьезопреобразователя к рассеивателю. Как и в спектроскопии по пропусканию, здесь также одиночная линия (рис. 3а) расщепляется на ряд линий (рис. 3б, в, г), а именно, на несмещенную линию и сателлиты, которые удалены друг от друга на величину, равную частоте ультразвуковых колебаний. С увеличением мощности ультразвука интенсивности сателлитов увеличивается по мере уменьшения интенсивности основной линии. Такое поведение хорошо согласуется с теоретическими выражениями, полученными в работах [9, 10].

В следующей работе будут даны результаты исследования угловой и толщинной зависимостей рассеянного вперед и назад мёсбауэровского излучения в поле ультразвуковой волны.

Авторы выражают искреннюю благодарность А. Р. Мкртчяну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Barloutaut R., Picou J. L., Tzara C.* Comp. Rend., 250, 2705 (1960).
2. *Black P. J., Moon P. B.* Nature, 188, 481 (1960).
3. *Frauenfeldr H. et al.* Novo Cim., 19, 183 (1961).
4. *Kaukelett E.* Physik Z., 164, 442 (1961).
5. *Major J. K.* Nucl. Phys., 33, 325 (1962).
6. *Debrunner P., Morrison R. J.* Rev. Sci. Instr., 36, 145 (1965).
7. *Balko B., Hoy G. R.* Phys. Rev., B, 10, 4523 (1974).
8. *Мкртчян А. Р., Габриелян Р. Г.* Астрофизика, 20, 607 (1984).
9. *Mkrtchyan A. R. et. al.* Phys. Stat. Sol., (b) 139, 583 (1987).
10. *Gabrielyan R. G., Kotandjan Kh. V.* Phys. Stat. Sol., (b) 151, 665 (1989).

ՄՅՈՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՑՐՈՒՄԸ ԶԺԱՆԳՈՏՎՈՂ ՊՈՂՊԱՏԻ ՀԱՍՏ ՆՄՈՒՇՆԵՐՈՒՄ

Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա. Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ռ. Գ. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Է. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է Fe^{57} -իզոտոպի բնական պարունակություն ունեցող չժանգոտվող պողպատում մյուսբաուերյան ճառագայթման ռեզոնանսային ցրումը դեպի առաջ և ետ: Անալիզն անցած փորձնականորեն ուսումնասիրված է մյուսբաուերյան ճառագայթման ցրման երևույթը նմուշում ուլտրաձայնային տատանումների առկայության դեպքում:

RESONANT SCATTERING OF GAMMA-RADIATION IN THICK SAMPLES OF STAINLESS STEEL

L. A. KOCHARYAN, A. SH. GRIGORYAN, R. G. GABRIELIAN,
E. M. HARUTYUNYAN

Some problems of forward and backward scattering of Mössbauer radiation in stainless steel foils with a natural content of ^{57}Fe isotopes have been investigated. For the first time the scattering of Mössbauer radiation is studied in the presence of ultrasonic oscillations in the scatterer.

УДК 535.34:535.37

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $LiNbO_3$,
АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ Er^{3+} В. Г. БАБАДЖАНИАН, С. ДЖОРДЖЕСКУ, К. ИОНЕСКУ, Р. Б. КОСТАНИАН,
В. ЛУПЕЙ, Т. В. САНАМЯН, В. Р. НИКОГОСЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 24 мая 1990 г.)

Приведены результаты кинетических и спектроскопических исследований кристаллов $LiNbO_3:Er^{3+}$ ($\sim 1\%$ вес. Er_2O_3 в исходной шихте), проведенных при комнатных температурах с возбуждением второй гармоникой лазера на $YAG:Nd^{3+}$ ($\lambda = 532$ нм). Измерены времена жизни уровней $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ и проведен анализ формы распада возбуждения с этих уровней на основе машинной статистической обработки результатов большого числа измерений. Проведено сравнение полученных данных с таковыми для граната, ортоалюмината и фторида, легированных низкой концентрацией ионов Er^{3+} .

В последнее время интерес к ниобату лития, легированного различными примесями усилился ввиду возможности комбинирования акусто, электро- и нелинейно-оптических свойств матрицы с хорошими генерационными характеристиками активаторных ионов. В [1] описывается миниатюрная лазерная установка, собранная на одном кристалле $MgO:Nd:LiNbO_3$. Используя электро и нелинейно-оптические свойства основы, осуществлены режимы непрерывной и импульсной генерации с активной модуляцией и самоудвоением частоты при накачке излучением лазера на красителе родамин 6 G ($\lambda = 598$ нм). В [2] возбуждение того же красителя осуществлялось лазерным диодом ($\lambda = 823$ нм). В работах [3,4] описываются генерация ионов Tu^{3+} Ho^{3+} в $LiNbO_3$ при $77^\circ K$, причем на первом из них получено также самоудвоение частоты. В [5] приведена схема энергетических уровней иона Er^{3+} в решетке $LiNbO_3$ при $77^\circ K$, а также некоторые люминесцирующие переходы между ними, однако отсутствует важная информация об их кинетических характеристиках.

В настоящей работе приводятся результаты спектроскопических и кинетических исследований кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$, проведенных с возбуждением второй гармоникой лазера на $YAG:Nd^{3+}$ при комнатных температурах.

Исследуемые кристаллы выращивались методом Чохральского. Вопросы роста подробно описаны в [6]. Концентрация примеси эрбия, вводимая в исходную шихту в виде Er_2O_3 , составляла $\sim 1\%$ вес. Регистрация спектров пропускания осуществлялась на полированных Y-пластинах $\sim 1,5$ мм толщиной с применением в зависимости от области длин волн различных спектрофотометров: Specord M 40 (300—900 нм), СФ — 8 (900—2500 нм) и ИКС—22 (2500—5500 нм). Люминесцентные исследе-

дования ориентированных образцов размерами $4 \times 4 \times 5$ (X, Y, Z) мм³ проводились на спектрометре СДЛ—1 с использованием в качестве источника возбуждения непрерывного лазера ЛТН—402, работающего на длине волны 532 нм.

Кинетические исследования проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Источником возбуждения (1) являлась вторая гармоника импульсного лазера на $YAG: Nd^{3+}$ со следующими параметрами: длина волны излучения — 532 нм, длительность импульса — 10 нс, энергия в импульсе — 6 мДж, частота повторения — 10 Гц. Для отсеечения в возбуждающем излучении длины волны генерации лазера ($\lambda = 1064$ нм)

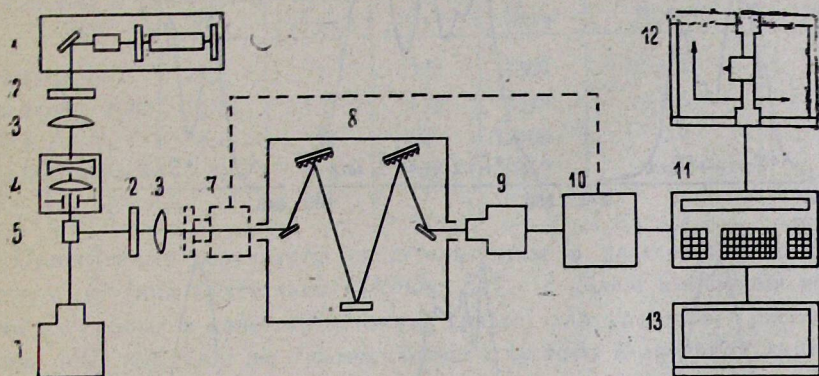


Рис. 1 Схема установки для проведения кинетических исследований кристаллов $LiNbO_3:Er^{3+}$.

и выделения люминесцентного сигнала применялись соответствующие фильтры (2). Линзы (3) служили для наведения возбуждения на исследуемый образец (5) и фокусировки излучения его люминесценции на входную щель двойного одномерного монохроматора $GDM-1000$ (8). Для изменения плотности энергии накачки на исследуемом кристалле использовалась диафрагма с соответствующей линзой (4) (собирающей или рассеивающей). Калориметрический приемник излучения (6) позволял измерять падающую (в отсутствии образца) и прошедшую через него энергию излучения накачки. Регистрация люминесценции кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$ осуществлялась на выходе монохроматора охлаждаемых до $-40^\circ C$ фотоумножителем (9) с фотокатодом типа $S1$ в области длин волн от 500 до 1000 нм, а вблизи 1600 нм — фотодиодом ФД—111Э с кремниевым фильтром перед ним (7). Многоканальный (2400) временной регистратор (10) типа Biomation 2805 с микро-ЭВМ HP 9835 (11) позволяли проводить анализ формы кривых распада возбуждения с различных люминесцирующих уровней. Постоянная времени системы регистрации была порядка 100 нс. Результаты эксперимента на основе статистической обработки информации от большого числа измерений выводились на дисплей (13) или двухкоординатный самописец (12) в виде различных зависимостей.

Спектры люминесценции, соответствующие переходам между различными энергетическими уровнями Er^{3+} в $LiNbO_3$ с возбуждением на длине волны 532 нм при комнатной температуре приведены на рис. 2. На поло-

су люминесценции иона Er^{3+} в области 2500—3000 нм накладывается ОН—поглощение матрицы, ослабляя и искажая ее структуру.

Измерения времен жизни различных уровней иона Er^{3+} , а также анализ формы кривых распада возбуждения с них проводились при высоких (~ 100 Мвт/см²) и низких ($\sim 0,5$ Мвт/см²) плотностях энергии накачки. На основе машинной статистической обработки результатов большого числа измерений для всех регистрируемых переходов строились графики

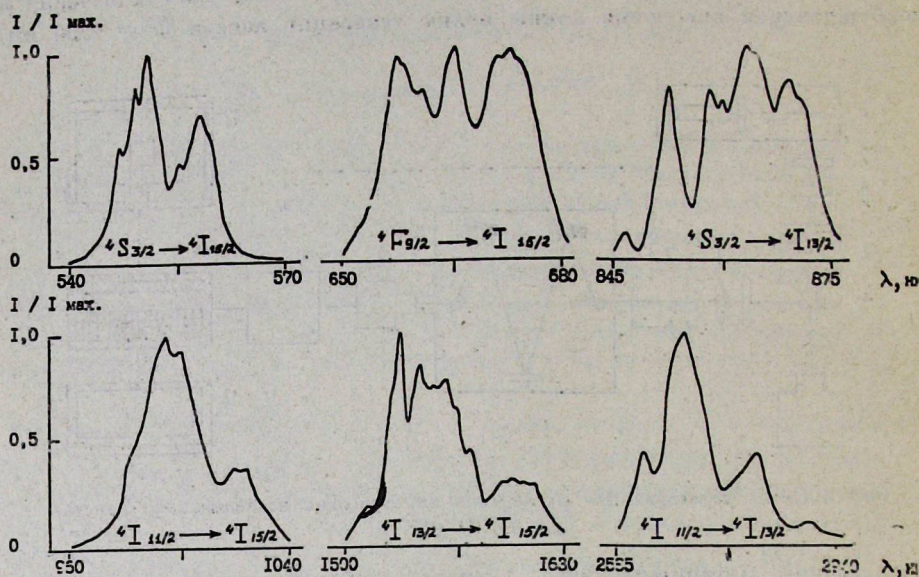


Рис. Спектры люминесценции кристаллов $LiNbO_3:Er^{3+}$ при комнатных температурах с возбуждением 532 нм. Внутри кривых указаны переходы между энергетическими уровнями, соответствующими люминесценции в данной спектральной области.

логарифмических зависимостей интенсивности люминесценции от времени. Временной шаг между последовательными выборками информации устанавливался с помощью прибора Biomation 2805 в зависимости от длительности исследуемого люминесцентного сигнала.

Анализ таких зависимостей показал, что как при низких, так и при высоких энергиях накачки распады уровней $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$ и $^4I_{13/2}$ являются чисто экспоненциальными функциями от времени и лишь для $^4I_{11/2}$ при высокой плотности излучения накачки наблюдается очень слабое отклонение. Измеренные времена жизни уровней $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ ионов Er^{3+} в $LiNbO_3$ приведены в таблице, где для сравнения даны те же величины для граната, фторида и ортоалюмината, слаболегированных ионами Er^{3+} . Все величины приведены для комнатных температур.

Из таблицы видно, что при таких низких концентрациях легирующей примеси, времена жизни этих уровней иона Er^{3+} в решетках ниобата лития и граната близки и сильно отличаются от таковых для фторида и ортоалюмината. Это, при незначительных изменениях энергетических интерва-

лов между приведенными уровнями в данных основах, обусловлено, по-видимому, процессами многофононных релаксаций с них, доминирующим среди которых является процесс с выделением предельных для данной основы оптических фононов, которые для ниобата лития и граната близки ($\sim 700\text{--}800\text{ см}^{-1}$).

Времена жизни уровней $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ иона Er^{3+} в кристаллах ниобата лития, граната, фторида и ортоалюмината при комнатных температурах

Кристалл	Времена жизни уровней, мкс.				Конц. Er^{3+} % вес.	Литература
	$^4S_{3/2}$	$^4F_{9/2}$	$^4I_{11/2}$	$^4I_{13/2}$		
$LiNbO_3: Er^{3+}$	28,5	2	220	7300	≤ 1	
$Li_2Al_5O_{12}: Er^{3+}$	13,5	1,5	110	6500	≤ 5	[7]
$LiYF_4: Er^{3+}$	4,0	30	4000	12000	≤ 2	[8]
$YAlO_3: Er^{3+}$	46	9,5	1570	9400	≤ 2	[9]

Приведенные результаты свидетельствуют о целесообразности дальнейшего изучения кристаллов $LiNbO_3: Er^{3+}$ с целью выяснения возможности их работы в качестве активной среды для лазеров, работающих вблизи 1600 или 3000 нм с самоудвоением частоты и активной внутренней модуляцией добротности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fan T. Y., Cordova—Plaza A., Digonne M. Y. F. et. al. J. O. S. Am., v. B3, 140 (1986)
2. Cordova—Plaza A., Fan T. Y., Digonne M. Y. F. et. al. Opt. Lett. v. 13, 209 (1988).
3. Евланова Н. Ф., Ковалев А. С., Копчик В. А. и др. Письма ЖЭТФ, 5, 1 (1967).
4. Johnson F., Ballman A. A. IEEE. 1968. v. QE—4, 317 (1968).
5. Gabrielyan V. T., Kaminsky A. A., Li L. Phys. stat. sol., v. as, k 37 (1970)
6. Габриелян В. Т., Кокопян Э. П. II-ая Всесоюзная конф. Актуальные проблемы получения и применения сегнето и пьезоэлектрических материалов. Тез. докл. М., 1984, ч. II, с. 275.
7. Костанян Р. Б., Самаян Т. В. Докл. АН АрмССР, 81, 128 (1985).
8. Ткачук А. М., Петров М. В., Хилько А. В. Спектроскопия кристаллов. Л., 1983, с. 106—123.
9. Андриясян М. А. и др. Препринт ИФИ АН АрмССР, № 124, Ереван, 1987.

Er³⁺ ԻՈՆՆԵՐՈՎ ԱԿՏԻՎԱՑՎԱԾ LiNbO₃ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Վ. Գ. ԲԱԲԱԶԽԱՆՅԱՆ, Ս. ՋՈՐԶԵՍԿՈՒ, Կ. ԻՈՆԵՍԿՈՒ, Ռ. Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ,
Վ. ԼՈՒՊԵՅ, Տ. Վ. ՍԱՆԱՄՅԱՆ, Վ. Ռ. ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ

Բերված են YAG: Nd լազերի երկրորդ հարմոնիկով ($\lambda = 532 \text{ ն.մ.}$) զրգոված LiNbO₃: Er³⁺ բյուրեղների կինետիկ և սպեկտրալ ուսումնասիրման արդյունքները: Չափված են ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{11/2} և ⁴I_{13/2} մակարդակների կյանքի տևողությունները: Մեծ քանակով չափումների արդյունքների մեքենայական վիճակագրական մշակման հիման վրա անց է կացված այդ մակարդակների տրոհման ձևի վերլուծություն: Ստացված արդյունքները համեմատված են Er³⁺ իոնների ցածր բաղադրությամբ լյուտեցիումի նոնաքարի, իտրիումային օրթոալյումինատի և իտրիում-լիթիումային ֆտորիդի բյուրեղների նոյնանման տվյալների հետ:

OPTICAL PROPERTIES OF LiNbO₃ CRYSTALS DOPED WITH Er³⁺ IONS

V. G. BABADZHANYAN, S. GEORGESCU, C. JONESKÜ, R. B. KOSTANYAN,
V. LUPEI, T. V. SANAMYAN, V. P. NIKOGOSYAN

Results of kinetic and spectroscopic investigations of LiNbO₃ crystal doped with Er³⁺ ions excited by the second harmonic of YAG: Nd³⁺ laser at room temperature are given. The lifetimes of ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{11/2} and ⁴I_{13/2} were measured in case of high and low pumping intensities. Based on the statistical data handling of the results of a large series of on-line measurements with HP9835 computer, the decay modes of these levels were analyzed. The obtained results were compared with those for garnet, orthoaluminate and fluoride crystals doped with low concentrations of Er³⁺ ions.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 360—364 (1990):

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 548.4

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НАТРИЯ НА МИКРОПЛАСТИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КВАРЦА

С. В. КАРАПЕТЯН, М. С. САКАНЯН

Ереванский государственный университет

А. А. ТАДЕВОСЯН

Армянский педагогический институт

С. В. ГАСПАРЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 6 июня 1990 г.)

Проведено исследование амплитудной зависимости поглощения ультразвука в кристаллах кварца в зависимости от содержания в них примесей натрия. Получено, что с увеличением концентрации натрия наблюдается увеличение микропластичности исследуемых образцов. Параллельное наблюдение за электропроводностью кристаллов кварца показало, что она падает с ростом концентрации примесей натрия.

Er³⁺ ԻՈՆՆԵՐՈՎ ԱԿՏԻՎԱՑՎԱԾ LiNbO₃ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Վ. Գ. ԲԱԲԱԶԽԱՆՅԱՆ, Ս. ՋՈՐԶԵՍԿՈՒ, Կ. ԻՈՆԵՍԿՈՒ, Ռ. Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ,
Վ. ԼՈՒՊԵՅ, Տ. Վ. ՍԱՆԱՄՅԱՆ, Վ. Ռ. ՆԻԿՈԳՍՅԱՆ

Բերված են YAG: Nd լազերի երկրորդ հարմոնիկով ($\lambda = 532 \text{ ն.մ.}$) զրգոված LiNbO₃: Er³⁺ բյուրեղների կինետիկ և սպեկտրալ ուսումնասիրման արդյունքները: Չափված են ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{11/2} և ⁴I_{13/2} մակարդակների կյանքի տևողությունները: Մեծ քանակով չափումների արդյունքների մեքենայական վիճակագրական մշակման հիման վրա անց է կացված այդ մակարդակների տրոհման ձևի վերլուծություն: Ստացված արդյունքները համեմատված են Er³⁺ իոնների ցածր բաղադրությամբ լյուտեցիումի նոնաքարի, իտրիումային օրթոալյումինատի և իտրիում-լիթիումային ֆտորիդի բյուրեղների նոյնանման տվյալների հետ:

OPTICAL PROPERTIES OF LiNbO₃ CRYSTALS DOPED WITH Er³⁺ IONS

V. G. BABADZHANYAN, S. GEORGESCU, C. JONESKÜ, R. B. KOSTANYAN,
V. LUPEI, T. V. SANAMYAN, V. P. NIKOGOSYAN

Results of kinetic and spectroscopic investigations of LiNbO₃ crystal doped with Er³⁺ ions excited by the second harmonic of YAG: Nd³⁺ laser at room temperature are given. The lifetimes of ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{11/2} and ⁴I_{13/2} were measured in case of high and low pumping intensities. Based on the statistical data handling of the results of a large series of on-line measurements with HP9835 computer, the decay modes of these levels were analyzed. The obtained results were compared with those for garnet, orthoaluminate and fluoride crystals doped with low concentrations of Er³⁺ ions.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 360—364 (1990):

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 548.4

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НАТРИЯ НА МИКРОПЛАСТИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КВАРЦА

С. В. КАРАПЕТЯН, М. С. САКАНЯН

Ереванский государственный университет

А. А. ТАДЕВОСЯН

Армянский педагогический институт

С. В. ГАСПАРЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 6 июня 1990 г.)

Проведено исследование амплитудной зависимости поглощения ультразвука в кристаллах кварца в зависимости от содержания в них примесей натрия. Получено, что с увеличением концентрации натрия наблюдается увеличение микропластичности исследуемых образцов. Параллельное наблюдение за электропроводностью кристаллов кварца показало, что она падает с ростом концентрации примесей натрия.

Материалы с преимущественно ковалентными связями, каким является кварц, и которые выращиваются практически бездислокационными и достаточно чистыми, являются хрупкими. В этих кристаллах амплитудная зависимость поглощения ультразвука не наблюдается почти до амплитуд хрупкого разрушения ($\epsilon \sim 10^{-4}$), тогда как после введения дислокаций, начиная с $\epsilon \simeq 2 \cdot 10^{-5}$ начинает наблюдаться амплитудная зависимость поглощения ультразвука [1], которая со временем перемещается в область больших амплитуд [2].

При исследовании пластических свойств хрупких материалов большое значение имеет изучение влияния примесей на подвижность дислокаций в них [3, 4].

Настоящая работа посвящена исследованию поглощения ультразвука в предварительно деформированных кристаллах кварца ХУ-среза в зависимости от амплитуды относительной деформации (ϵ), а также в зависимости от содержания в них примесей натрия, который, как известно, является одним из основных примесей, входящих в состав кварца в процессе роста.

В результате предварительной деформации образцов, проводимой методом четырехточечного изгиба под нагрузкой при 550 С, с помощью хи-

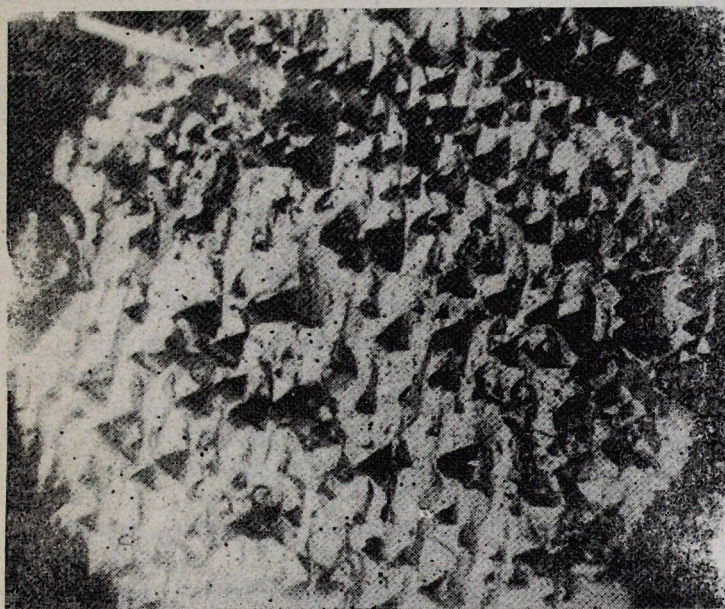


Рис. 1. Дислокационные ямки травления в кварце ХУ-среза (малые ямки соответствуют свежим дислокациям, появившимся после деформации).

мического избирательного травления определялось изменение плотности дислокаций в кристаллах, которая до деформации составляла $N \simeq 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$, а после деформации возрасла до $N \simeq 4,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ (рис. 1).

Диффузия примесей натрия в образцы кварца проводилась в инертной среде при 550 С после предварительного спрессовывания их порошком NaCl. В результате последовательной диффузии в течение трех, семи, де-

сяти и пятнадцати часов концентрация примесей натрия составляла соответственно 0,08, 0,1, 0,13 и 0,2 вес. % (концентрация примесей определялась методом количественного спектрального анализа в лаборатории спектрального анализа Института геологии АН Армении).

Для контроля содержания подвижных примесей проводилось измерение электросопротивления образцов кварца в зависимости от концентрации примесей натрия с помощью тераомметра Е6-13А.

Измерение поглощения ультразвука проводилось резонансным методом [5] с точностью $\pm 7\%$ в широкой области амплитуд колебаний ($\varepsilon \approx 10^{-6} - 10^{-3}$).

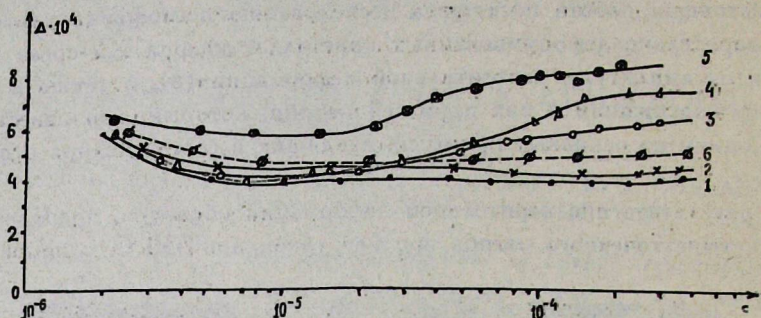


Рис. 2. Амплитудная зависимость поглощения ультразвука в кварце: 1—до диффузии; 2, 3, 4, 5—после последовательной диффузии натрия (изменение концентрации натрия составляет соответственно: 1—0,032, 2—0,082, 3—0,1, 4—0,13, 5—0,2 вес. %), 6—после электростатического воздействия.

В результате последовательной диффузии образцов, на кривой амплитудной зависимости поглощения ультразвука наблюдалось увеличение поглощения начиная с амплитуд $\varepsilon \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$. После пятнадцатичасовой диффузии поглощение увеличивается практически уже во всей исследуемой области амплитуд (рис. 2). Приложение электрического поля ($E \approx 10$ кВ/см) к образцам вдоль направления оси ОХ в течение десяти часов приводит к частичному восстановлению упругих свойств.

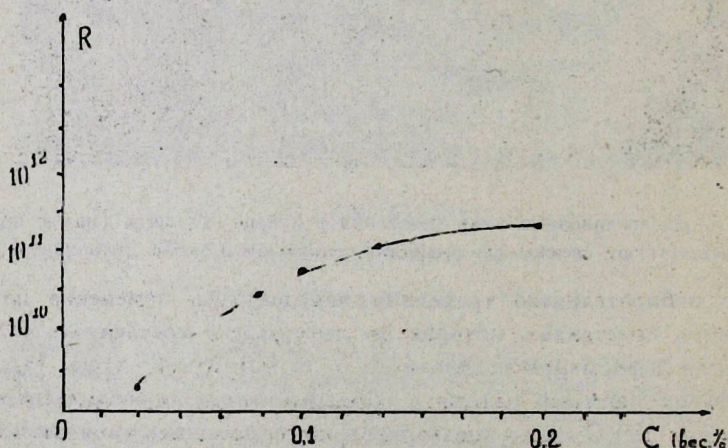


Рис. 3. Зависимость электросопротивления кварца от концентрации натрия.

Наблюдаемую микропластичность кварца можно объяснить, если предположить, что ионы натрия, аналогично ионам лития и калия [3, 6], могут образовывать крупные комплексы точечных дефектов, концентрируя вокруг себя примеси, являющиеся слабыми точками крепления дислокационных петель, представляя собой центры конгломерации, механизм образования которых предстоит еще выяснить.

В подтверждение этого предположения было проведено исследование электросопротивления изучаемых образцов в зависимости от концентрации легируемой примеси. Электросопротивление определялось после предварительного озвучивания легируемых образцов кварца на амплитудах $\varepsilon \sim 10^{-4}$. На рис. 3 представлена зависимость электросопротивления кварца от концентрации примесей натрия. Как видно, наблюдается рост электросопротивления, который, начиная с концентраций $\sim 0,15$ вес.%, стремится к насыщению. То есть, если верно наше предположение, то за счет образования крупных комплексов происходит уменьшение концентрации ионных примесей, имеющих в объеме кристалла и обуславливающих проводимость, сами же комплексы обладают малой диффузионной подвижностью. Таким образом, из экспериментальных данных следует, что одновалентные ионы натрия, присутствующие в объеме кварца, способствуют увеличению микропластичности кристаллического кварца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карапетян С. В., Дургарян А. А., Тадевосян А. А. ФТТ, 25, 1420 (1983).
2. Никаноров С. П., Кардашов Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. Изд. Наука, М., 1985, с. 252.
3. Карапетян С. В., Целебровский А. Н., Дургарян А. А. Ученые записки ЕГУ, Физика, 1987, № 1 (164), с. 80—86.
4. Nadeau J. S. Amer. Ceram. Soc., 53, 558 (1970).
5. Швидковский Е. Г., Дургарян А. А. Науч. доклады высшей школы (физ.-мат. науки), 1958, 5, с. 211—216.
6. Мэзон У. Сб. Физическая акустика, 1965, т. 3, часть Б, с. 285—343.

ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՎԱՐՑԻ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՄԻԿՐՈՊԼԱՍՏԻԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ս. Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Մ. Ս. ՍԱՔԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Ս. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ուլտրաձայնի ամպլիտուդային կախվածությունը կվարցի բյուրեղներում կախված նատրիումի խառնուրդների խտությունից: Ստացված է, որ նատրիումի խտության աճի հետ նկատվում է բյուրեղների միկրոպլաստիկության մեծացում, որը ուղեկցվում է էլեկտրաահորդրականության նվազումով:

INFLUENCE OF NATRIUM ADMIXTURES ON QUARTZ MICROPLASTICITY

S. V. KARAPETYAN, M. S. SAKANYAN, A. A. TADEVOSYAN,
S. V. GASPARYAN

The amplitude dependence of ultrasonic absorption in quartz as a function of the content of natrium admixtures has been investigated. It was shown that the quartz microplasticity and electroresistance increased with the increase in the concentration of natrium

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 364—366 (1990)

УДК 537.312.62

ОСЦИЛЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ НИЗКОПОЛЕВОГО СИГНАЛА (НПС) ПРИ ОТЖИГЕ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ В КИСЛОРОДЕ

А. А. МУРАДЯН, Т. А. ГАРИБЯН, К. Г. ГАЗАРЯН, М. Г. АРУТЮНЯН

Институт химической физики Армении

(Поступила в редакцию 21 ноября 1990 г.)

Впервые, при ЭПР исследовании изменения качества $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в процессе отжига в кислороде, обнаружена затухающая осцилляция интенсивности НПС от времени отжига в интервале температур $400 \leq T < 750^\circ\text{C}$ и $P_{O_2} \geq 50$ тор. Период осцилляций сокращается с ростом температуры и, в меньшей степени, с ростом давления кислорода. При 750°C и $P_{O_2} = 200$ тор осцилляция имеет очень короткий период и не затухает.

О качестве сверхпроводящего материала можно судить, при исследованиях методом ЭПР, по интенсивности низкополевого сигнала (I_0) и парамагнитным центрам Cu^{+2} [1—3], которые являются естественными парамагнитными зондами.

Нами при ЭПР исследовании изменения ВТСП свойств $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Ca_2Sr_2Bi_2Si_3O_{10-x}$ в процессе их отжига в кислороде обнаружено явление осцилляции I_0 в зависимости от времени отжига для образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $P_{O_2} \geq 50$ тор и температурах 400°C и выше. В интервале температур $400 \leq T < 750^\circ\text{C}$ в зависимости от времени отжига наблюдается затухающая осцилляция I_0 . Для примера на рис. не приведена зависимость I_0 от времени отжига $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в кислороде при $P_{O_2} = 200$ тор и $T = 500^\circ\text{C}$.

Каждая точка этих экспериментов получена после снятия ампулы с образцом из печи, где он отжигался в кислороде, и выдерживания при комнатной температуре в течение 15 мин. Запись спектров ЭПР проводилась при 77 К и мощности СВЧ — 2 мВт. В другом эксперименте в печь

INFLUENCE OF NATRIUM ADMIXTURES ON QUARTZ MICROPLASTICITY

S. V. KARAPETYAN, M. S. SAKANYAN, A. A. TADEVOSYAN,
S. V. GASPARYAN

The amplitude dependence of ultrasonic absorption in quartz as a function of the content of natrium admixtures has been investigated. It was shown that the quartz microplasticity and electroresistance increased with the increase in the concentration of natrium

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 364—366 (1990)

УДК 537.312.62

ОСЦИЛЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ НИЗКОПОЛЕВОГО СИГНАЛА (НПС) ПРИ ОТЖИГЕ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ В КИСЛОРОДЕ

А. А. МУРАДЯН, Т. А. ГАРИБЯН, К. Г. ГАЗАРЯН, М. Г. АРУТЮНЯН

Институт химической физики Армении

(Поступила в редакцию 21 ноября 1990 г.)

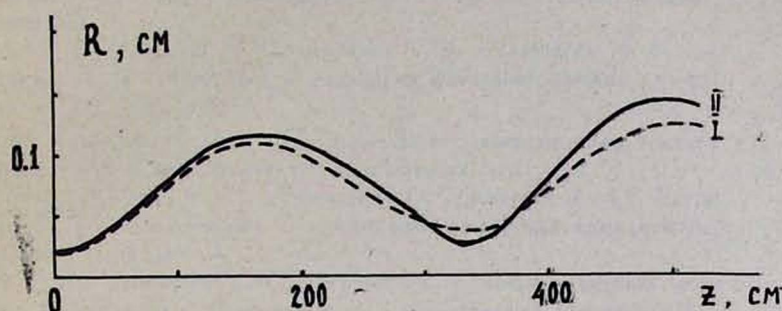
Впервые, при ЭПР исследовании изменения качества $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в процессе отжига в кислороде, обнаружена затухающая осцилляция интенсивности НПС от времени отжига в интервале температур $400 \leq T < 750^\circ\text{C}$ и $P_{O_2} \geq 50$ тор. Период осцилляций сокращается с ростом температуры и, в меньшей степени, с ростом давления кислорода. При 750°C и $P_{O_2} = 200$ тор осцилляция имеет очень короткий период и не затухает.

О качестве сверхпроводящего материала можно судить, при исследованиях методом ЭПР, по интенсивности низкополевого сигнала (I_0) и парамагнитным центрам Cu^{+2} [1—3], которые являются естественными парамагнитными зондами.

Нами при ЭПР исследовании изменения ВТСП свойств $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Ca_2Sr_2Bi_2Si_3O_{10-x}$ в процессе их отжига в кислороде обнаружено явление осцилляции I_0 в зависимости от времени отжига для образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $P_{O_2} \geq 50$ тор и температурах 400°C и выше. В интервале температур $400 \leq T < 750^\circ\text{C}$ в зависимости от времени отжига наблюдается затухающая осцилляция I_0 . Для примера на рис. не приведена зависимость I_0 от времени отжига $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в кислороде при $P_{O_2} = 200$ тор и $T = 500^\circ\text{C}$.

Каждая точка этих экспериментов получена после снятия ампулы с образцом из печи, где он отжигался в кислороде, и выдерживания при комнатной температуре в течение 15 мин. Запись спектров ЭПР проводилась при 77 К и мощности СВЧ — 2 мВт. В другом эксперименте в печь

одновременно помещали три одинаковых образца, которые выдерживались при 500°C и $P_0=200$ тор в течение разного времени: 40, 80 и 140 мин. Полученные значения J_0 этих образцов легли на кривую зависимости J_0 от времени отжига образца, представленную на рисунке. Последующий отжиг образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в кислороде ($P_2=200$ тор) при 750°C в течение одного часа приводит к полному восстановлению J_0 . При 750°C также наблюдается осцилляция J_0 в зависимости от времени отжига, однако, не затухающая и с коротким периодом, которую точно зафиксировать не удается.



Зависимость J_0 от времени отжига $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в кислороде ($P_{O_2} = 200$ тор) при 500°C .

Повышение температуры отжига приводит к сокращению периодов осцилляций. Установлено, что повышение давления кислорода над образцом также приводит к сокращению периодов осцилляций, но в меньшей степени, чем повышение температуры.

В образце $\text{Ca}_2\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$ изменения J_0 от давления кислорода ($P_{O_2}=0,1-670$ тор), температуры ($300-750^{\circ}\text{C}$) и времени отжига в O_2 не происходит.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян А. Р. и др. Препринт ИФИ—Аштарак—1988 г.
2. Пан В. М. и др. В книге: Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости, ч. 1. Свердловск, 1987, с. 213—214.
3. Никин В. В., Нефедов В. И. Журнал «Неорганическая химия», 35, 405 (1990).

ՑԱՄԻ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՕՍՑԻԼՅԱՅԻԱ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Ի ԹԹՎԱՄԵՆՈՒՄ ԹՐՄՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Տ. Ա. ՂԱՐԻՔՅԱՆ, Կ. Դ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Մ. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Առաջին անգամ էՊՌ մեթոդով ուսումնասիրվել է $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -ի որակական փոփոխությունը թթվածնի միջավայրում, թրծման պայմաններում: Հայտնաբերվել է ցածր ջերմաստիճանային ինտերվալում դաշտային աղդանշանի մարվող օսցիլյացիա կախված թրծման ժամանակահատվածից $40^{\circ}\text{C} \leq T < 750^{\circ}\text{C}$ և $P_{O_2} \geq 50$ թորը պայմանում: Ջերմաստիճանի մեծացման հետ մեկտեղ օսցիլյացիայի պարբերությունը փոխվում է, իսկ ճնշման մեծացման դեպքում այն փոխվում է ավելի փոքր աստիճանով: Օսցիլյացիան 750°C և $P_{O_2}=200$ թորը պայմաններում չի մարվում և ունի շատ կարճ փոփոխման պարբերություն:

LOW-FIELD SIGNAL INTENSITY OSCILLATIONS DURING CALCINATION OF $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ IN OXYGEN

A. A. MURADYAN, T. A. GARIBYAN, K. G. GAZARYAN, M. G. ARUTYUNYAN

For the first time a damping oscillation of LFS intensity depending on the time of calcination in the temperature range $400 < T < 750^\circ\text{C}$ and $P \geq 50$ torr was found during the EPR investigation of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ quality change in the process of calcination in oxygen. The oscillation period is reduced with the growth of temperature and to a smaller degree with the growth of oxygen pressure. At $T=750^\circ\text{C}$ and $P=200$ torr, the oscillation has very short period and is not damping.



АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ ТОМА 25 ЗА 1990 г.

Аболян А. О., Хзарджян А. А. Способ исследования пространственного распределения поля деформации кристаллов кратными интерферометрами	4	222
Абрамян Ю. А., Григорян М. Г., Папазян К. Э., Назаретян М. Е., Хачатуров А. Л. Некоторые исследования фотоэлектрических характеристик $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$	2	108
Авакян Р. М., Хачатрян Б. В., Чубарян Э. В. Статистическое гравитационное поле в проективной теории тяготения	6	313
Авакян Р. О., Косаков И. Х., Марукян Г. О., Оганесян А. А., Петросян Ж. В. Исследование поляризационных явлений кумулятивных протонов в реакции Δ	5	247
Аветисян С. К., Данаццян С. С., Минасян Г. Р. Распространение мощного инфракрасного излучения в при гелиевых температурах	2	93
Аветисян С. К., Енокян А. Э., Казарян Э. М. Поглощение слабого сигнала примесным полупроводником в присутствии сильного электромагнитного излучения	2	102
Аветисян С. К., Енокян А. Э., Казарян Э. М. Двухфотонное поглощение в примесных полупроводниках типа цинковой обманки	3	157
Адамян В. Е., Александрян В. В., Арируни А. А., Меликян М. А., Овсепян С. О. Температурная зависимость магнитной восприимчивости, намагниченности и электросопротивления твердых растворов системы	4	211
Адамян Э. Н. (см. Арутюнян В. М.)	1	51
Айвазян Г. Г., Айвазян Г. М., Гулян А. Г., Мартиросян Р. М. Применение пассивной и активной радиолокации в субмиллиметровом диапазоне для обнаружения начала градообразования в облаке	2	38
Айвазян Г. М. (см. Айвазян Г. Г.)	2	38
Айвазян Г. М. Возможности использования формул Рэлея для расчетов ослабления и радиолокационного отражения ММ и СВММ волн в облаках	5	274
Айвазян Г. М. Комплексный показатель преломления воды в субмиллиметровом диапазоне	6	346
Акопян А. В. О поляризации излучения, возбуждаемого магнитно-кулоновским-радиационным столкновением зарядов	4	187
Акопян А. Л. Параметрическое и ударное взаимодействие поляризованных импульсов	3	153
Акопян Р. С. (см. Саркисян А. Г.)	5	271
Александрян В. В. (см. Адамян В. Е.)	4	211
Алексанян А. Г., Арамян Н. С., Казарян Р. К. Определение некоторых параметров базы полупроводникового диода из измерений импеданса диода при произвольных уровнях инжекции	1	36
Алексанян А. Г., Алексанян Ал. Г., Никогосян Г. С. Поверхностный слой моттовских экситонов в сильном магнитном поле	3	134
Алексанян Ал. Г. (см. Алексанян А. Г.)	3	134
Аматуни А. Ц., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С. Нелинейные кильватерные волны в плазме с подвижными ионами	1	18

Аматуни А. Ц., Сехпоян Э. В., Элбакян С. С. Учет конечных поперечных размеров сгустка электронов при генерации нелинейных кильватерных волн в плазме	6	307
Аракелян В. М. (см. Саркисян А. Г.)	5	271
Арамян А. Р. (см. Микртчян А. Р.)	3	163
Арамян А. Р. (см. Микртчян А. Р.)	5	260
Арамян Н. С. (см. Алексанян А. Г.)	1	36
Арутюнян В. А. Бозе-конденсация в системе с дискретным энергетическим спектром частиц	2	87
Арутюнян В. М., Адамян Э. Н., Барсеян Р. С., Семерджян Б. О. Фотоувствительные структуры на основе кремния с глубокими центрами, облученные потоками быстрых электронов	1	51
Арутюнян В. М., Карагезов А. А. К анализу деградации заряда при переносе в ПЗС-фотоприемниках	2	65
Арутюнян В. М., Карагезов А. А., Худавердян С. Х. О влиянии разброса величины внутреннего квантового выхода на неоднородность фотоувствительности приборов с зарядовой связью	3	145
Арутюнян В. М. (см. Саркисян А. Г.)	5	271
Арутюнян М. Э., Варданян Г. А., Саакян А. С. К теории рассеяния решеточных квазичастиц	5	268
Арутюнян Э. А., Галоян С. Х., Погосян С. П. Простой способ определения параметров оптических волноводов со ступенчатым видом профиля показателя преломления	2	115
Арутюнян Э. М. (см. Кочарян Л. А.)	6	352
Арутюнян М. Г. (см. Мурадян А. А.)	6	364
Арцруни А. А. (см. Адамян В. Е.)	4	211
Асатрян С. Г. (см. Шабоян С. А.)	6	342
Бабаджян В. Г., Джорджеску С., Ионеску К., Костанян Р. Б., Лупей В., Санамян Т. В., Николосян В. Р. Оптические свойства кристаллов $LiNP_0$ активированные ионами Er^{3+}	6	356
Бабаян В. Х., Бегларян С. А., Бостанджян Н. Х., Марикян Г. А., Оганесян А. П. Электромеханический регистратор атмосферного давления	3	175
Баберцян Р. П., Бадалян Э. С., Гарибян В. Х., Хачатрян Ж. Б., Чобанян А. К. Пеннинговский ионный источник переменной длины в импульсном режиме	4	238
Бадалян Э. С. (см. Баберцян Р. П.)	4	238
Бадалянц Г. Р. Исследование плазмы тлеющего разряда смеси гелия с парами калия	4	197
Баласанян Р. Н., Оганесян А. С. Факторы, влияющие на эффективность преобразования лазерного излучения в кристаллах йодата лития	6	337
Барсеян Р. С. (см. Арутюнян В. М.)	1	51
Бахшян Г. Г., Карапетян К. Е. Возможный механизм, приводящий к поляризованному излучению водяного пара в атмосфере на вращательной линии $\lambda = 1,35$ см и его некоторые практические применения	3	129
Бегларян А. С. (см. Бабаян В. Х.)	3	175
Бостанджян Н. Х. (см. Бабаян В. Х.)	3	175
Варданян Г. А. (см. Арутюнян М. Э.)	5	268
Варданян Г. А., Габоян Г. М., Саакян А. С. Фазовый переход в магнетике с четырехспинным обменным взаимодействием	5	295
Варданян Р. Р. Фотомагнитный эффект в неоднородном полупроводнике	2	106

Варданян Ю. С. Статистический тензор электропроводимости коносферы земли для определенной модели околоземного космического пространства	4	227
Вартапетян Г. А., Мкртчян Г. Г., Трошенкова И. А., Татевосян В. О., Казарян Г. Б. Исследование продольной и поперечной компонент сечения $^{12}\text{C}(\text{e}, \text{e})$ в области квазиупругого пика	3	125
Габоян Г. М. (см. Варданян Г. А.)	5	295
Габриелян Р. Г. (см. Кочарян Л. А.)	6	352
Казарян Э. М. (см. Аветисян С. К.)	3	157
Галечян Г. А. (см. Мкртчян А. Р.)	3	163
Галечян Г. А. (см. Мкртчян А. Р.)	5	263
Галоян С. Х. (см. Арутюнян Э. А.)	2	115
Газарян К. Г. (см. Мурадян А. А.)	6	364
Ганапетян М. А., Ерицян О. С. Усиление изменений азимута поляризации и стабилизация азимута поляризации непоглощающей пластинкой из немагнитного кристалла с сохранением плоской поляризации	4	191
Гарибян В. Х. (см. Баберцян Р. П.)	4	238
Гаспарян Р. А. (см. Кочарян Л. А.)	3	166
Гаспарян Р. А. (см. Кочарян Л. А.)	3	170
Гаспарян Р. А. (см. Мовсисян К. А.)	3	178
Гаспарян С. В. (см. Карапетян С. В.)	6	360
Гарибян Т. А. (см. Мурадян А. А.)	6	364
Гаспарян Ш. Г. (см. Ктравосян А. А.)	2	112
Гёзаян А. Д., Гоманьков В. И., Федотов В. Г. Влияние легирования на сверхструктуру в высоконикелевых пермаллоях	1	42
Голендухин А. Л., Даниленко И. И., Казарян А. П., Манукян Ж. В., Сирунян А. М. Расчет эксперимента типа G и H по фоторождению π^0 -мезонов на поляризованных протонах	1	3
Гоманьков В. И. (см. Гёзаян А. Д.)	1	42
Григорян А. Ш. (см. Кочарян Л. А.)	6	352
Григорян Г. Г. Суперпозиция процессов комбинационного рассеяния и четырехфотонного параметрического рассеяния при ВКР пикосекундных импульсов света в кристалле LiPO_3	1	74
Григорян Л. Ш., Саарян А. А., Искандарян А. С. Функция Грина классического электромагнитного поля соосных цилиндрических слоев	6	320
Григорян М. Г. (см. Абрамян Ю. О.)	2	108
Гулян А. Г. (см. Айвазян Г. Г.)	2	98
Данагулян С. С. (см. Аветисян С. К.)	2	93
Даниленко И. И. (см. Голендухин А. Л.)	1	3
Дарбинян С. М., Испирян К. А. Ускорение движущихся атомов в потоке рентгеновского излучения	1	24
Джеорджеску С. (см. Бабаджанян В. Г.)	6	356
Добровольский Н. М. (см. Саркисян А. Г.)	5	271
Евекян С. Т., Микаелян С. А., Петросян К. Б., Похсрамян К. М. Двухфотонное поглощение в парах цезия при наличии димеров	2	118
Енокян А. Э. (см. Аветисян С. К.)	2	102
Енокян А. Э. (см. Аветисян С. К.)	2	157
Ерицян О. С. (см. Ганапетян М. А.)	4	191
Ерицян О. С. Поток энергии электромагнитного поля в холестерическом жидком кристалле	5	281
Есаян А. В. Модифицированная динамическая теория дифракции рентгеновских лучей в методе стоячих рентгеновских волн	1	29

Ионеску К. (см. Бабаджанян В. Г.)	6	356
Искандарян А. С. (см. Григорян Л. Ш.)	6	320
Испирян К. А. (см. Дарбинян С. М.)	1	24
Казарян А. П. (см. Голендухин А. Я.)	1	3
Казарян Г. Б. (см. Вартапетян Г. А.)	3	125
Казарян Р. К. (см. Алексанян А. Г.)	1	36
Каварян Э. М. (см. Аветисян С. К.)	2	102
Каратезов А. А. (см. Арутюнян В. М.)	2	65
Каратезов А. А. (см. Арутюнян В. М.)	3	145
Каратезов А. А. К вопросу о полевой генерации заряда в приборах с зарядовой связью	4	234
Карпетян К. Е. (см. Бахшян Г. Г.)	3	129
Карпетян С. В., Саканян М. С., Тадевосян А. А., Гаспарян С. В. Влияние примесей натрия на микропластичность кристаллического кварца	6	360
Касаманян Э. А., Петросян А. В., Поглощение света в гетероструктуре в продольном магнитном поле	2	69
Касаманян Э. А., Мелик-Варданян Д. К. Резонансная туннельная проводимость тонкой пленки при наличии дефекта	5	289
Кирикасян А. А., Гаспарян Ш. Г. Влияние деформации на сопротивление размерно-ориентированной полупроводниковой проволоки	2	112
Косаков И. Х. (см. Авакян Р. О.)	5	247
Костанян Р. Б. (см. Бабаджанян В. Г.)	6	356
Кочарян Л. А., Согомонян А. И., Мезрабян Х. С., Гаспарян Р. А., Сукиасян Р. Р. Экспериментальное исследование модуляции диффрактированного в геометрии Брэгга рентгеновского излучения с помощью СВЧ поля	3	166
Кочарян Л. А., Согомонян А. И., Мезрабян Х. С., Гаспарян Р. А., Саркисян Р. Р. Экспериментальное исследование влияния сверхвысокочастотного (СВЧ) электрического поля на динамическую дифракцию рентгеновского излучения в геометрии Лауэ	3	170
Кочарян Л. А., Григорян А. Ш., Габриелян Р. Г., Арутюнян Э. М. Резонансное рассеяние мессбауэровского излучения в толстых образцах нержавеющей стали	6	352
Крючкян Г. Ю., Херунцян К. В. Спектры второй гармоники для сжатого света	5	253
Лупей В. (см. Бабаджанян В. Г.)	6	356
Манукян Ж. В. (см. Голендухин А. Я.)	1	3
Мариакян Г. А. (см. Бабаян В. Х.)	3	175
Марукян Г. О. (см. Авакян Р. О.)	5	247
Мартirosян А. А. (см. Шабоян С. А.)	6	342
Мартirosян Р. М. (см. Айвазян Г. Г.)	2	98
Мезрабян Х. С. (см. Кочарян Л. А.)	3	166
Мезрабян Х. С. (см. Кочарян Л. А.)	3	170
Мелик-Варданян Д. К. (см. Касаманян Э. А.)	5	289
Меликян М. А. (см. Адамян В. Е.)	4	211
Микаелян С. А. (см. Езекян С. Т.)	2	118
Микаелян С. А., Петросян К. Б., Похсрабян К. М. Четырехфотонная параметрическая свертлюминесценция в парах цезия при двухфотонном пикосекундном возбуждении	5	264
Минасян Г. Р. (см. Аветисян С. К.)	2	93
Мирзоян В. К. (см. Мкртчян А. Р.)	1	47
Мкртчян А. Р., Мирзоян В. К., Норян С. Н. Избирательный фильтр рентгеновского излучения на основе явления полной переборски	1	47

Мкртчян А. Р., Арамян А. Р., Галечян Г. А. Расширивание контра- гированного заряда звуком	3	163
Мкртчян А. Р., Арамян А. Р., Галечян Г. А. Влияние плазмы на па- раметры импульса звуковой волны	5	263
Мовсисян М. Е., Папоян А. В., Шмавонян С. В. Влияние буферного газа на фиолетовые излучения, возникающие в парах калия при двухфотонном возбуждении	2	81
Мкртчян Г. Г. (см. Вартапетян Г. А.)	3	125
Мовсисян М. Е., Папоян А. В., Шмавонян С. В. Контур спектральной линии фиолетового излучения паров калия при наличии буферно- го газа	4	216
Мовсисян К. А., Гаспарян Р. А., Овсепян А. М. Кинетика кристалли- зации шитых полимеров	3	178
Мурадян А. А. Гарибян Т. А., Газарян К. Г., Арутюнян М. Г. Ос- цилляции интенсивности низкочастотного сигнала (НПС) при от- жиге $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в кислороде	6	364
Назаретян М. Е. (см. Абрамян Ю. А.)	2	108
Неркарарян Х. В. Особенности электромагнитных волн блоховского типа в однородной нелинейной среде	4	207
Нерсисян А. П., Худавердян О. М. Суперобобщения СР (N), как при- веденные фазовые пространства супергамильтоновых систем	6	330
Никогосян В. Р. (см. Бабаджанян В. Г.)	6	355
Никогосян Г. С. (см. Алексанян А. Г.)	3	134
Норян С. Н. (см. Мкртчян А. Р.)	1	47
Овсепян А. М. (см. Мовсисян К. А.)	3	178
Овсепян С. О. (см. Адамян В. Е.)	4	211
Оганесян А. А. (см. Авакян Р. О.)	5	247
Оганесян А. П. (см. Бабалян В. Х.)	3	175
Оганесян А. С. (см. Баласанян Р. Н.)	6	337
Оганесян С. Г., Сарисян Н. А. Теория черенковского клистрона с уче- том углового и энергетического разброса пучка электронов	4	201
Папазян К. Э. (см. Абрамян Ю. А.)	2	108
Папаян В. О. (см. Бадалянц Г. Р.)	4	197
Папоян А. В. (см. Мовсисян М. Е.)	4	216
Петросян А. В. (см. Касаманян Э. А.)	2	69
Петросян Ж. В. (см. Авакян Р. О.)	5	247
Петросян К. Б. (см. Езекян С. Т.)	2	118
Петросян К. Б. (см. Микаелян С. А.)	5	264
Похсрарян К. М. (см. Микаелян С. А.)	5	264
Погосян С. П. (см. Арутюнян Э. А.)	2	115
Похсрарян К. М. (см. Езекян С. Т.)	2	118
Путный Э. В. (см. Сарисян А. Г.)	5	271
Саакян А. С. (см. Арутюнян М. З.)	5	268
Саакян А. С. (см. Варданян Г. А.)	5	295
Саарян А. А. (см. Григорян А. Ш.)	6	320
Саканян М. С. (см. Карапетян С. В.)	6	360
Санамян Т. В. (см. Бабаджанян В. Г.)	6	356
Сарисян Н. А. Усиление пространственно-ограниченного пучка света на основе вынужденного черенковского эффекта	3	149
Сарисян Н. А. (см. Оганесян С. Г.)	4	201
Сарисян А. Г., Арутюнян В. М., Путный Э. В., Добровольский Н. М., Аракелян В. М., Акопян Р. С. Исследование сверхпрово- дящих переходов висмутовых керамиз в магнитных полях до 80 кЭ	5	271

Сеиридов И. Ф. Анизотропия термоэдс в деформированных образцах	3	139
Семерджян Б. О. (см. Арутюнян В. М.)	1	51
Сехпосян Э. В. (см. Амагуни А. Ц.)	1	18
Сехпосян Э. В. (см. Амагуни А. Ц.)	6	307
Сирунян А. М. (см. Голендухин А. Л.)	1	3
Согомонян А. И. (см. Кочарян Л. А.)	3	166
Согомонян А. И. (см. Кочарян Л. А.)	3	170
Сукиасян Р. Р. (см. Кочарян Л. А.)	3	166
Сукиасян Р. Р. (см. Кочарян Л. А.)	3	170
Тадевосян А. А. (см. Карапетян С. В.)	6	360
Татевосян В. О. (см. Вартапетян Г. А.)	3	125
Торосян О. С. К теории сверхтонкой структуры спектров электронного парамагнитного резонанса	5	298
Трибунян Г. Г. О зонах электромагнитного поля излучающих раскрытов	1	11
Трошенкова И. А. (см. Вартапетян Г. А.)	3	125
Федотов В. Г. (см. Гёзальян А. Д.)	1	42
Хачатрян Б. В. (см. Авакян Р. М.)	6	313
Хачатрян Ж. Б. (см. Баберцян Р. П.)	4	238
Хачатуров А. Л. (см. Абрамян Ю. А.)	2	108
Херунцян К. В. (см. Крючян Г. Ю.)	5	253
Хвардзян А. А. (см. Абоян А. О.)	4	222
Худавердян О. М. (см. Нарсисян А. П.)	6	330
Худавердян С. Х. (см. Арутюнян В. М.)	3	145
Чобанян А. К. (см. Баберцян Р. П.)	4	238
Чубарян Э. В. (см. Авакян Р. М.)	6	313
Шабоян А. С. (см. Шабоян С. А.)	6	342
Шабоян С. А., Асатрян С. Г., Мартиросян А. А., Шабоян А. С., Кристаллизация алмаза методом деструкции углеводородов на монокристаллической кремниевой подложке	6	342
Шмавонян С. В. (см. Мовсесян М. Е.)	2	81
Шмавонян С. В. (см. Мовсесян М. Е.)	4	216
Элбакян С. С. (см. Амагуни А. Ц.)	1	18
Элбакян С. С. (см. Амагуни А. Ц.)	6	307

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ

ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

А. Ц. Амагуни, Э. В. Сехпосян, С. С. Элбакян. Учет конечных поперечных размеров сгустка электронов при генерации нелинейных кильватерных волн в плазме	307
Р. М. Авакян, Б. В. Хачатрян, Э. В. Чубарян. Статистическое гравитационное поле в проективной теории тяготения	313
Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, А. С. Искандарян. Функция Грина классического электромагнитного поля соосных цилиндрических слоев	321
А. П. Нерсисян, О. М. Худавердян. Суперобобщения $CP(N)$, как приведенные фазовые пространства супергамма-тоновых систем	330
Р. Н. Баласанян, А. С. Оганесян. Факторы, влияющие на эффективность преобразования лазерного излучения в кристаллах йодата лития	337
С. А. Шаболян, С. Г. Асатрян, А. А. Мартиросян, А. С. Шаболян. Кристаллизация алмаза методом деструкции углеводородов на монокристаллической кремниевой подложке	342
Г. М. Айвазян. Комплексный показатель преломления воды в субмиллиметровом диапазоне	346
Л. А. Кочарян, А. Ш. Григорян, Р. Г. Габриелян, Э. М. Арутюнян. Резонансное рассеяние мессбауэровского излучения в толстых образцах нержавеющей стали	352
В. Г. Бабаджанян, С. Джорджеску, К. Ионеску, Р. Б. Костанян, В. Лупей, Т. В. Самаян, В. Р. Никозосян. Оптические свойства кристаллов $LiNbO_3$, активированные ионами Er^{3+}	356
С. В. Карапетян, М. С. Саканян, А. А. Тадевосян, С. В. Гаспарян. Влияние примесей натрия на микропластичность кристаллического кварца	360
А. А. Мурадян, Т. А. Гарибян, К. Г. Газарян, М. Г. Арутюнян. Осцилляции интенсивности низкополюсового сигнала (НПС) при отжиге $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в кислороде	364
Авторский указатель	367

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ամատուհի Ա. Յ., Սեդրոսյան Է. Վ., Էլրակյան Ս. Ս. Փնջի լայնական լավաների հաշվառումը պլազմայում ու գծային կիլվատերային ալիքներ դրզոնվես	307
Ավագյան Ռ. Մ., Խաբատյան Բ. Վ., Չալարյան Է. Վ. Ստատիկ զրավիտացիոն դաշտերը ձգողության պրոյեկտիվ տեսության սահմաններում	313
Գրիգորյան Լ. Շ., Սահաբյան Ա. Ա., Իսկանդարյան Ա. Ս. Համառոտացր զլանային շերտերի Գրինի ֆունկցիան դասական էլեկտրամագնիսական դաշտի համար	321
Ներսիսյան Ա. Պ., Խուլավերդյան Հ. Մ. CP(N) բազմաձևության գերընդհանրացումները որպես դերհամիլտոնային համակարգերի բերված ֆազային տարածություններ	330
Թալասանյան Ռ. Ն., Հավանեիսյան Ա. Ս. Լիթիումի յոդատի բյուրեղներում լազերային ճառագայթման սիոսակերպման էֆեկտիվության վրա ազդող գործոնները	337
Շարոյան Ս. Հ., Ասատրյան Ս. Գ., Մարտիրոսյան Ա. Հ., Շարայան Հ. Ս. Ալմաստի բյուրեղացումը միաբյուրեղային կրեմնիումի տակդիրի վրա ածխաջրածինների քայքայման հղանակով	342
Այվազյան Հ. Մ. Սուբմիլիմետրանոց դիապազոնում ջրի բեկման կոմպլեքս ցուցիչը	346
Քոչարյան Լ. Ա., Գրիգորյան Ա. Շ., Գաբրիելյան Ռ. Գ., Հաբարյան Է. Մ. Մյուսբաուերյան ճառագայթման ուղղանսային ցրումը լծանդուտիղ պողպատի հաստ նմուշներում	352
Բարսեղյան Վ. Գ., Զաչեսկալ Ս., Իսենսկալ Կ., Կուստանյան Ռ. Բ., Լապեյ Վ., Սահամյան Տ. Վ., Նիկոլոսյան Վ. Ռ., Er3+ իոններով ակտիվացված NiLbo3 բյուրեղների օչտիկական հատկությունները	356
Կարաղևոյան Ս. Վ., Սաֆանյան Մ. Ս., Թադևոսյան Ա. Ա., Գապարյան Ս. Վ. Նատրիումի խառնուրդների ազդեցությունը կվարցի բյուրեղի միկրոպլաստիկության վրա	360
Մուրադյան Ա. Ա., Ղաբիրյան Տ. Ա., Ղազարյան Կ. Գ., Հաբարյան Մ. Գ.—Ցածր դաշտային ազդանշանի ինտենսիվության օսցիլյացիա $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -ի թթվածնում թրծման պայմաններում	364
Հեղինակների ցանկ	367