

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1989

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

**ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՅԳԻՍ:**

Ս. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շառոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանեկյան, Ա. Գ. Մխիթարյան (պատասխանատու քարտուղար)

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ**

А. Ц. Амадуни, 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)

УДК 538.566.5

## К ТЕОРИИ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ В ВОЛНОВОДЕ

К. А. БАРСУКОВ

Ленинградский электротехнический институт  
имени В. И. Ульянова (Ленина)

Э. А. ГЕВОРКЯН

Московский экономико-статистический институт

(Поступила в редакцию 30 августа 1988 г.)

Исследовано взаимодействие электромагнитных ТМ волн с гармонически неоднородной диэлектрической пластиной, помещенной в регулярный волновод. Найдены формулы Френеля и коэффициенты отражения и прохождения для неоднородной пластины в области частот брэгговского отражения первого порядка, когда происходит «сильное» (резонансное) взаимодействие сигнальной волны с модулированной пластиной. Получены результаты в частном случае, когда модулирующая пластина находится в неограниченном пространстве.

В работе [1] рассмотрено взаимодействие электромагнитных ТЕ волн с периодически нестационарной неоднородной диэлектрической пластиной в регулярном волноводе произвольного поперечного сечения. Получены коэффициенты отражения и прохождения электромагнитных волн.

Ниже решается аналогичная граничная задача для электромагнитных ТМ волн в частном случае, когда они взаимодействуют с гармонически неоднородной диэлектрической пластиной в волноводе, причем рассматривается важная область частот сильного взаимодействия сигнальной волны с модулированной пластиной, когда удовлетворяются условия брэгговского отражения первого порядка.

Пусть в регулярном волноводе диэлектрическая немагнитная ( $\mu = 1$ ) пластина толщины  $d$  занимает область  $|z| < d/2$  и ее диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  модулирована в пространстве по гармоническому закону (см. рис.)

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + m \cos k_0 z),$$

где  $m$  — индекс модуляции,  $k_0$  — волновое число волны модуляции,  $\varepsilon_0$  — среднее значение  $\varepsilon$  и оно совпадает с диэлектрической проницаемостью среды в волноводе вне пластины при  $|z| > d/2$ .

Рассмотрим падение ТМ волны с единичной амплитудой и частотой  $\omega_0$  на пластину со стороны  $z < -(d/2)$ , предполагая при этом, что индекс модуляции пластины мал ( $m \ll 1$ ) (см. [1—5]).

Известно, что электромагнитное ТМ поле в подобном волноводе можно описывать, выбрав в качестве потенциала поля продольную составляющую электрического вектора  $E_{zn}(x, y, z, t)$  (см., например, [2]), которая

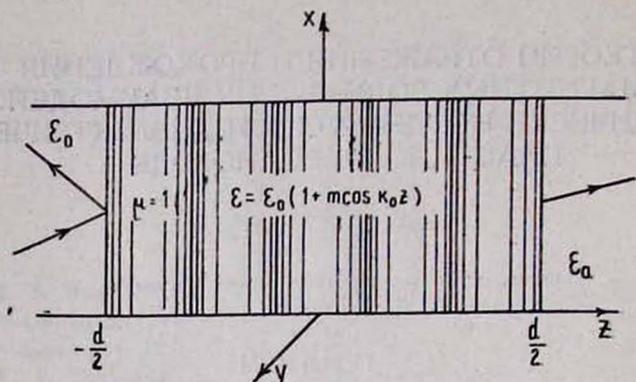


Рис. Геометрия сечения волновода с гармонически неоднородной пластиной.

в различных областях волновода в первом приближении по  $m$  включительно представима в виде:

$$|z| > \frac{d}{2}, m = 0$$

$$E_{zn}^{In} = \Psi_n(x, y) \cdot e^{i(p_{n0}z - \omega_0 t)},$$

$$E_{zn}^R = \Psi_n(x, y) \cdot b_n \cdot e^{-i(p_{n0}z + \omega_0 t)}, \quad (1)$$

$$E_{zn}^T = \Psi_n(x, y) \cdot \bar{b}_n \cdot e^{i(p_{n0}z - \omega_0 t)},$$

$$|z| < \frac{d}{2}, m \neq 0,$$

$$E_{zn} = \Psi_n(x, y) \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \cdot \times$$

$$\times \sum_{k=-1}^1 (a_n \cdot e^{i(p_{nk}z - \omega_0 t)} + \bar{a}_n \cdot e^{-i(p_{nk}z + \omega_0 t)}) V_{nk}, \quad (2)$$

где

$$V_{n,\pm 1} = \left( \frac{\theta_{n1}}{(\mu_n \pm 2)^2 - \theta_{n0}} - \frac{m}{4} \right) V_{n0},$$

$$\theta_{n0} = \frac{4 \left( \frac{\omega_0^2}{c^2} \epsilon_0 - \lambda_n^2 \right)}{k_0^2}$$

$$\theta_{n1} = \frac{2\omega_0^2 \epsilon_0}{k_0^2 c^2} m - m,$$

$$p_{n0} = \frac{\mu_n k_0}{2}, \quad p_{nk} = p_{n0} + k \cdot k_0,$$

$$\mu_n^2 \approx \theta_{n0} + \frac{\theta_{n1}^2}{(\mu_n - 2)^2 - \theta_{n0}} + \frac{\theta_{n1}^2}{(\mu_n + 2)^2 - \theta_{n0}},$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \Psi_n(x, y) + \lambda_n^2 \Psi_n(x, y) = 0, \quad \Psi_n(x, y)|_{\Sigma} = 0,$$

$\Sigma$  — контур поперечного сечения волновода,  $b_n$  и  $\bar{b}_n$  — амплитуды отраженных от пластины и прошедших через нее волн,  $a_n$  и  $\bar{a}_n$  — амплитуды волн в неоднородной пластине.

Как известно (см., например, [3], [6]), при значении  $\Theta_{n0}$ , близком к единице, вокруг частоты

$$\omega_0 = \frac{k_0 c}{2 \sqrt{\epsilon_0}} \eta_n, \quad \left(\eta_n = \sqrt{1 + \frac{4\lambda_n^2}{k_0^2}}\right) \quad (3)$$

происходит сильное взаимодействие между сигнальной волной и модулированной пластиной и условия Брэгга первого порядка выполняются между пространственными минус первой и нулевой гармониками. Соответствующие величины в данной области частот имеют вид:

$$\begin{aligned} \Theta_{n0} &\simeq 1 + \delta_n, \quad \delta_n = \frac{\eta_n^2 - 2}{4\sqrt{2}} m, \\ \Theta_{n1} &\simeq 2\sqrt{2}\delta_n, \\ \mu_n &= 1 + i \frac{\delta(\eta_n^2 - 2)}{8} m, \quad \delta = \sqrt{3,5}, \\ p_{n0} &= \frac{k_0}{2} \left(1 + i \frac{\delta(\eta_n^2 - 2)}{8} m\right). \end{aligned} \quad (4)$$

При этом величина  $V_{n,-1}$  с точностью до малых порядка  $m$  и с учетом условия нормировки  $V_{n0} = 1$  принимает вид

$$V_{n,-1}^c = -\frac{\sqrt{2}}{4} (1 - i\sqrt{7}), \quad |V_{n,-1}^c| = 1, \quad (5)$$

то есть не зависит от  $m$ , а величина  $V_{n,+1}$  остается порядка  $m$  и имеет вид  $V_{n,+1}^c \simeq (\eta_n^2 - 2)m/16$ .

Подставляя (3) и (4) в выражения для полей (1), (2), с учетом того, что  $m = 0$  при  $|z| > d/2$  и  $m \neq 0$  при  $|z| < d/2$ , получим:

$$\begin{aligned} E_{zn}^{\text{In}} &= \Psi_n(x, y) \cdot e^{i \frac{k_0}{2} z} \cdot e^{-i \frac{ck_0 \eta_n}{2\sqrt{\epsilon_0}} t}, \\ E_{zn}^{\text{R}} &= \Psi_n(x, y) \cdot b_n \cdot e^{-i \frac{k_0}{2} z} \cdot e^{-i \frac{ck_0 \eta_n}{2\sqrt{\epsilon_0}} t}, \\ E_{zn}^{\text{T}} &= \Psi_n(x, y) \cdot \bar{b}_n \cdot e^{i \frac{k_0}{2} z} \cdot e^{-i \frac{ck_0 \eta_n}{2\sqrt{\epsilon_0}} t}, \\ E_{zn} &= \Psi_n(x, y) \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \cdot e^{-i \frac{ck_0 \eta_n}{2\sqrt{\epsilon_0}} t} \times \\ &\times \left[ a_n \cdot e^{-\frac{\delta k_0 (\eta_n^2 - 2)}{16} m z} \cdot \left( e^{i \frac{k_0}{2} z} + V_{n,-1}^c e^{-i \frac{k_0}{2} z} \right) + \right. \end{aligned} \quad (6)$$

$$+ \bar{a}_n \cdot e^{\frac{\delta k_0 (\gamma_n^2 - 2)}{16} m z} \cdot \left( e^{-i \frac{k_0}{2} z} + V_{n,-1}^c e^{i \frac{k_0}{2} z} \right) \Big|, \quad (7)$$

где  $V_{n,-1}^c$  имеет вид (5).

Если теперь потребовать, чтобы (6) и (7) удовлетворяли известным граничным условиям при  $z = \pm (d/2)$ :

$$z = -\frac{d}{2},$$

$$\varepsilon_0 (E_{zn}^{\text{in}} + E_{zn}^{\text{R}}) = \varepsilon E_{zn}, \quad \frac{\partial (E_{zn}^{\text{in}} + E_{zn}^{\text{R}})}{\partial z} = \frac{\partial E_{zn}}{\partial z};$$

$$z = +\frac{d}{2},$$

$$\varepsilon E_{zn} = \varepsilon_0 E_{zn}^{\text{T}}, \quad \frac{\partial E_{zn}}{\partial z} = \frac{\partial E_{zn}^{\text{T}}}{\partial z}$$

и пренебречь членами порядка  $m$  в амплитудах (см., например, [6]), то приходим к следующей системе алгебраических уравнений для определения неизвестных коэффициентов  $b_n, \bar{b}_n, a_n, \bar{a}_n$ :

$$\begin{aligned} \alpha_n Y_{n1}^+ + \bar{a}_n Y_{n2}^+ &= q^- + b_n q^+, \\ \alpha_n Y_{n1}^- - \bar{a}_n Y_{n2}^- &= q^- - b_n q^+, \\ \alpha_n Y_{n3}^+ + \bar{a}_n Y_{n4}^+ &= \bar{b}_n \cdot q^+, \\ \alpha_n Y_{n3}^- - \bar{a}_n Y_{n4}^- &= \bar{b}_n \cdot q^+, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} Y_{n1}^{\pm} &= e^{\frac{x_n m}{2}} \cdot \left( e^{-i \frac{k_0 d}{4}} \pm V_{n,-1}^c \cdot e^{i \frac{k_0 d}{4}} \right), \\ Y_{n2}^{\pm} &= e^{-\frac{x_n m}{2}} \cdot \left( e^{i \frac{k_0 d}{4}} \pm V_{n,-1}^c \cdot e^{-i \frac{k_0 d}{4}} \right), \\ Y_{n3}^{\pm} &= e^{-\frac{x_n m}{2}} \cdot \left( e^{i \frac{k_0 d}{4}} \pm V_{n,-1}^c \cdot e^{-i \frac{k_0 d}{4}} \right), \\ Y_{n4}^{\pm} &= e^{\frac{x_n m}{2}} \cdot \left( e^{-i \frac{k_0 d}{4}} \pm V_{n,-1}^c \cdot e^{i \frac{k_0 d}{4}} \right), \\ q^{\pm} &= e^{\pm i \frac{k_0 d}{4}}, \quad x_n = \frac{\delta k_0 (\gamma_n^2 - 2) d}{16}. \end{aligned}$$

Решая систему (8), получим формулы Френеля для гармонически неоднородной пластины в волноводе в области сильного взаимодействия сигнальной волны ТМ с модулированной пластиной. Они имеют вид:

$$a_n = \sqrt{\varepsilon_0} \cdot \frac{e^{\frac{x_n}{2} m}}{1 - (V_{n,-1}^c)^2} \bar{b}_n,$$

$$\bar{a}_n = \sqrt{\varepsilon_0} \cdot \frac{e^{-\frac{x_n}{2} m}}{1 - (V_{n,-1}^c)^2} \bar{b}_n,$$

$$b_n = \frac{e^{x_n m} - e^{-x_n m}}{e^{x_n m} - (V_{n,-1}^c)^2 \cdot e^{-x_n m}} \cdot V_{n,-1}^c, \quad (9)$$

$$\bar{b}_n = \frac{1 - (V_{n,-1}^c)^2}{e^{x_n m} - (V_{n,-1}^c)^2 \cdot e^{-x_n m}}. \quad (10)$$

Полученные выражения (9) и (10) дают возможность найти коэффициенты отражения и прохождения для неоднородной пластины в волноводе в области сильного взаимодействия. Вычисляя  $|b_n|^2$  и  $|\bar{b}_n|^2$  с учетом (5), получим

$$|b_n|^2 = \frac{8 \operatorname{sh}^2(x_n m)}{8 \operatorname{ch}^2(x_n m) - 1}, \quad (11)$$

$$|\bar{b}_n|^2 = \frac{7}{8 \operatorname{ch}^2(x_n m) - 1}.$$

Как видно из (11), удовлетворяется условие  $|b_n|^2 + |\bar{b}_n|^2 = 1$ . Это означает отсутствие рассеивающей мощности в рассматриваемой периодической среде.

Если в (11) совершить соответствующий предельный переход к случаю гармонически неоднородной пластины в неограниченном пространстве, когда сигнальная волна падает нормально на пластину (см. [3]), то получим

$$|b|^2 = \frac{8 \operatorname{sh}^2\left(\frac{\delta k_0 d}{16} m\right)}{8 \operatorname{ch}^2\left(\frac{\delta k_0 d}{16} m\right) - 1}, \quad (12)$$

$$|\bar{b}|^2 = \frac{7}{8 \operatorname{ch}^2\left(\frac{\delta k_0 d}{16} m\right) - 1}.$$

Заметим, что формулы (11) и (12) выражают теоретические зависимости коэффициентов отражения и прохождения от толщины пластины в области сильного взаимодействия сигнальной волны с модулированной пластиной. Практически подобное взаимодействие может осуществляться только для достаточно толстой пластины (см. [1]).

В заключение отметим, что представляет также интерес решить аналогичную задачу для периодически нестационарной — неоднородной пластины в волноводе, основываясь на результатах работ [1], [2].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Барсуков К. А., Геворкян Э. А. Радиотехника и электроника, 31, 1733 (1986).
2. Барсуков К. А., Геворкян Э. А., Звонников Н. А. Радиотехника и электроника, 20, 908 (1975).
3. Барсуков К. А., Геворкян Э. А. Радиотехника и электроника, 28, 237 (1983).
4. Барсуков К. А., Геворкян Э. А. Труды международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. ЕРФИ, май, с. 534, 1977.
5. Геворкян Э. А. Вычислительная математика и математическая физика. Межвузовский сборник научных трудов, МГПИ, М., с. 114, 1987.
6. Сешадри С. Р. ТИИЭР. 66, 86 (1978).

**ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՍԱԿԱՆ ԱՒԻՔՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԳԱՐՁՄԱՆ ԵՎ ԱՆՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ ԱՒԻՔԱՏԱՐՈՒՄ ՏԵՂԱՎՈՐՎԱԾ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՕՐԵՆՔՈՎ ԱՆՀԱՄԱՍՆԵՐ ԳԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ՀԵՏ ՆՐԱՆՑ ՓՈՒՍԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ**

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Է. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

*Ուսումնասիրված է էլեկտրամագնիսական TM ալիքների փոխազդեցությունը ուղղաձիգ ալիքատարում տեղավորված հարմոնիկ օրենքով անհամասեռ դիէլեկտրիկ թաղանթի հետ մոդուլացիայի գործակցի փոքրության ենթադրությամբ: Գտնված են Ֆրենելի բանաձևերը և անդրադարձման ու անցման գործակիցները Բրեզդի առաջին կարգի անդրադարձման հաճախությունների տիրույթում, որտեղ տեղի է ունենում ուժեղ փոխազդեցություն (անդրնանսային) քնկնող ալիքի և մոդուլացված թաղանթի միջև: Ստացված են արդյունքներ նաև մասնավոր դեպքում, երբ մոդուլացված թաղանթը դտնվում է անվերջ միջավայրում:*

### ON THE THEORY OF REFLECTION AND TRANSMISSION OF ELECTROMAGNETIC WAVES AT THE INTERACTION WITH SPACE PERIODIC DIELECTRIC SLAB IN A WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. A. GEVORGYAN

The interaction of electromagnetic TM waves with harmonically nonuniform dielectric slab in a regular waveguide is considered under the assumption of small modulation index. On the basis of Fresnel formulas the reflection and transmission coefficients for the nonuniform slab are found in the frequency region of first-order Bragg reflection, when the "strong" (resonance) interaction between the signal wave and the modulated Slab takes place. The results for a particular case of the presence of modulated slab in an unbounded space are obtained.

УДК 551.466.3;535.36

ОБ ОДНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ В ЗАДАЧАХ ПЕРЕНОСА  
ИЗЛУЧЕНИЯ В СТОХАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Р. С. ВАРДАНЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 июня 1988 г.)

Рассматривается приближение Крейчнана к уравнению Дайсона относительно усредненной функции источника. Предполагается, что вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния является  $\delta$ -коррелированным Гауссовским случайным полем. В рассматриваемом приближении найдены функция источника, интенсивности излучения и среднее число рассеяний кванта.

В работах [1—5] рассмотрены некоторые задачи переноса излучения в случайно-неоднородных средах при предположении, что вероятность  $\lambda$  выживания кванта является Гауссовским случайным полем. В работах [1—4] задачи решены в известном приближении Бурре. Лишь в работе [5] учтены высшие приближения в случае  $\delta$ -коррелированного поля.

В настоящей заметке рассматривается другое приближение к уравнению Дайсона, а именно приближение Крейчнана (см. [6]) для  $\delta$ -коррелированного Гауссовского поля  $\lambda = \Lambda(\tau)$ . Суть приближения Крейчнана заключается в следующем: в выражение массового оператора  $Q$  в приближении Бурре вместо «свободной» функции  $G_0$  подставляется подлежащая определению функция  $G$ , вследствие чего относительно этой функции получается нелинейное интегральное уравнение.

1. Одномерная бесконечная среда. Пусть точечный источник расположен в точке  $\tau = 0$ . Уравнение относительно усредненной функции источника  $G$  в приближении Крейчнана следующее (см. [6])

$$G(\tau) = G_0(\tau) + \int \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\tau - t) B_\lambda(t - x) G(t - x) G(x) dt dx. \quad (1)$$

Здесь  $G_0(\tau) = \frac{1}{2\alpha} \exp\{-\alpha|\tau|\}$  — решение аналогичной задачи для однородного пространства с  $\lambda = \lambda_0 = \text{const}$  — среднее значение поля  $\Lambda(\tau)$ ,  $\alpha = \sqrt{1 - \lambda_0}$  — корреляционная функция поля  $\Lambda(\tau)$ .

Займемся вопросом существования положительного решения уравнения (1). Анализ вывода уравнения (1) показывает, что «физическим» решением уравнения (1) является его минимальное положительное решение. Назовем это решение основным (ОР). Прежде всего покажем, что если (1) обладает положительным решением  $\tilde{G} \geq 0$ , то оно обладает и ОР  $G$ ,

причем  $\Gamma \leq \tilde{\Gamma}$ . Действительно, рассмотрим следующие последовательные приближения к решению уравнения (1):

$$\Gamma_{n+1}(\tau) = \Gamma_0(\tau) + \int \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_0(\tau-t) B_\lambda(t-x) \Gamma_n(t-x) \Gamma_n(x) dt dx. \quad (2)$$

Индукцией по  $n$  легко проверить, что  $\Gamma_n \geq 0$ ,  $\Gamma_n$  — возрастает по  $n$  и  $\Gamma_n \leq \tilde{\Gamma}$ . Поэтому  $\Gamma_n$  возрастая стремится к некоторой функции  $\Gamma$ , причем  $\Gamma \leq \tilde{\Gamma}$ . Легко проверить также, что  $\Gamma$  является решением уравнения (1). Таким образом ОР уравнения (1) является предел итераций (2). Приведем одно достаточное условие существования ОР уравнения (1).

Обозначим

$$a = \max_{\tau} \Gamma_0(\tau); \quad b = \left( \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_0(\tau) d\tau \right) \cdot \left( \int_{-\infty}^{\infty} B_\lambda(\tau) d\tau \right).$$

Пусть  $c$  меньший корень квадратного уравнения

$$bc^2 - c + a = 0.$$

При выполнении условия

$$4ab \leq 1, \quad (3)$$

имеем

$$c = \frac{1 - \sqrt{1 - 4ab}}{2b} > 0.$$

Пусть условие (3) выполняется. Индукцией по  $n$  нетрудно проверить из (2), что  $\Gamma_n \leq c$ , откуда следует существование ОР уравнения (1) и оценка

$$\Gamma(\tau) \leq c.$$

Рассмотрим теперь частный случай  $\delta$  — коррелированного поля, когда  $B_\lambda(\tau) = \sigma^2 \delta(\tau)$ , где  $\sigma^2$  — дисперсия поля  $\Lambda(\tau)$ . Уравнение (1) для этого случая примет вид:

$$\Gamma(\tau) = \Gamma_0(\tau) + x\sigma^2 \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_0(\tau-t) \Gamma(t) dt, \quad (4)$$

где  $x = \Gamma(0)$  — значение функций  $\Gamma(\tau)$  в точке  $\tau = 0$  — пока неизвестный параметр, который подлежит определению.

Условие (3) в рассматриваемом случае следующее

$$\frac{2\sigma^2}{x^3} \leq 1.$$

Ниже мы найдем необходимое и достаточное условия существования ОР уравнения (4). Уравнение (4) можно решить, используя преобразование Фурье. При выполнении условия

$$x \frac{\sigma^2}{\alpha^2} < 1$$

из (4) получим следующее положительное и ограниченное решение

$$\Gamma(\tau) = \frac{1}{2\alpha} \exp\{-\alpha|\tau|\}; \alpha = \sqrt{\alpha^2 - x\sigma^2}. \quad (5)$$

Из (5) относительно  $x = \Gamma(0)$  получим следующее алгебраическое уравнение

$$4\sigma^2 x^3 - 4\alpha^2 x^2 + 1 = 0. \quad (6)$$

Из представления (5) следует, что ОР уравнения (4) соответствует наименьшему положительному корню уравнения (6).

При выполнении условия  $\frac{4}{3\sqrt{3}} \frac{\sigma^2}{\alpha^3} < 1$  уравнение (6) имеет два положительных корня, а при условии  $\frac{4}{3\sqrt{3}} \frac{\sigma^2}{\alpha^3} = 1$  оно имеет один положительный корень:

$$x_0 = \frac{2}{3} \frac{\alpha^2}{\sigma^2} = \frac{\sqrt{3}}{2\alpha}. \quad (7)$$

Решение (4), соответствующее корню (7), следующее

$$\Gamma^*(\tau) = \frac{1}{2\alpha} \exp\left\{-\frac{\alpha}{\sqrt{3}}|\tau|\right\}. \quad (8)$$

При выполнении условия  $4\sigma^2/3\sqrt{3}\alpha^3 > 1$  уравнение (6) положительных корней не имеет, следовательно уравнение (4) не имеет „физического“ решения. Итак, условие

$$\frac{4\sigma^2}{3\sqrt{3}\alpha^3} \leq 1$$

является необходимым и достаточным для существования ОР уравнения (4), которое имеет вид (5).

$\alpha$	$\sigma^2$	$x$	$N/N_0$	$N_B/N_0$	$N_0$
0,02	0,00000123	26,09	1,0873	1,0834	2500
	0,00000369	29,268	1,3706	1,3004	
	0,00000493	32,177	1,6566	1,4449	
	0,00000616	43,132	2,9761	1,6257	
0,1	0,000154	5,214	1,0874	1,0834	100
	0,000462	5,854	1,3707	1,3003	
	0,000616	6,435	1,6564	1,4449	
	0,00077	8,626	2,976	1,6257	
0,4	0,00985	1,303	1,0866	1,0834	5,1
	0,02956	1,463	1,37	1,3003	
	0,03941	1,609	1,6569	1,4449	
	0,04927	2,157	2,9777	1,6257	

Уравнение (6) легко решается известными приближенными методами (см., например, [7]). В таблице приведены значения меньшего положительного корня  $x$  уравнения (6) для различных значений  $\alpha$  и  $\sigma^2$ .

Сравнение выражений  $\Gamma(\tau)$  и  $\Gamma_0(\tau)$  показывает, что в приближении Крейчнана стохастическая среда «в среднем» эквивалентна некоторой однородной среде с эффективной вероятностью  $\lambda_0$  выживания кванта

$$\lambda_0 = \lambda_0 + x\sigma^2.$$

В случае (7)  $\lambda_0 = \frac{2 + \lambda_0}{3}$ .

2. Первый момент среднего числа рассеяний кванта в рассматриваемом приближении определяется формулой (см. [1–2])

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) d\tau = \frac{1}{\alpha^2 - x\sigma^2} = \frac{N_0}{1 - x \frac{\sigma^2}{\alpha^2}}.$$

Здесь  $N_0 = \frac{1}{\alpha^2} = \frac{1}{1 - \lambda_0}$  — среднее число рассеяний кванта в однородной среде.

В таблице приведены значения  $N_0$  и  $N/N_0$  для ряда значений  $\alpha$  и  $\sigma^2$ . Здесь же приведены и значения  $N_B/N_0$ , где  $N_B$  среднее число рассеяний кванта в приближении Бурре.

3. Определение первых моментов интенсивностей. Пусть  $I^+(\tau)$  усредненные по ансамблю реализаций поля  $\Lambda(\tau)$  интенсивности излучений, распространяющихся соответственно вдоль оси  $\tau$  и наоборот. Система уравнений переноса относительно  $I^\pm$  следующая (см. [1]):

$$\pm \frac{dI^\pm}{d\tau} = -I^\pm + \frac{1}{2}(\lambda_0 \hat{I} + \hat{Q}) \Gamma + \frac{1}{2} \delta(\tau); \quad \Gamma = I^+ + I^-, \quad (9)$$

$$I^+(\tau) \rightarrow 0 \text{ при } \tau \rightarrow -\infty; \quad I^-(\tau) \rightarrow 0 \text{ при } \tau \rightarrow +\infty.$$

Здесь  $\hat{I}$  — единичный оператор. Из (9) получается следующее представление для  $I^\pm$  (см. [1, 4])

$$I^\pm = \frac{1}{2} \left( 1 \mp \frac{d}{d\tau} \right) \Gamma(\tau). \quad (10)$$

Для нахождения  $I^\pm$  в приближении Крейчнана следует в (10) вместо  $\Gamma$  подставить  $\Gamma(\tau)$  из (5) или из (8).

Автор выражает свою искреннюю признательность профессору Н. Б. Енгибаряну за полезные обсуждения, а также А. Акопяну за помощь, оказанную им при выполнении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Варданян Р. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 184 (1986).
2. Варданян Р. С. Астрофизика, 24, 549 (1986).
3. Варданян Р. С., Енгибарян Н. Б. Изв. АН АрмССР, Физика, 23, 9 (1988).
4. Astrophysics and Space Science, 141, 375–387 (1988).

5. Варданян Р. С., Папян Г. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 316 (1987).

6. Арманд Н. А., Секистов В. Н. Изв вузов, Радиофизика, 23, 555 (1980).

7. Турчак Л. И. Основы численных методов. Изд. Наука, М., 1987.

ՍՏՈՒԱՍՏԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ՀԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՏԵՂԱՓՈՒՄԱՆ  
ԽՆԴԻՐՆԵՐՈՒՄ ՄԻ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Դիտարկվում է Կրեյչնանի մոտավորությունը աղբյուրային միջինացված ֆունկցիայի համար Դայսոնի հավասարման վերաբերյալ: Ենթադրվում է, որ ցրման տարրական ակտի ժամանակ քվանտի վերադրման հավանականությունը հանդիսանում է  $\delta$ -կորրելացված պատահական Գաուսյան դաշտ: Դիտարկված մոտավորությամբ գտնված են աղբյուրային ֆունկցիան, ճառագայթման ինտենսիվությունը և քվանտի ցրումների միջին թիվը:

ON ONE APPROXIMATION IN PROBLEMS OF RADIATION  
TRANSFER IN STOCHASTIC MEDIA

R. S. VARDANYAN

The Creichnan approximation to the Dyson equation relative to the first moment of source function is considered. The quantum survival probability is assumed to be a  $\delta$ -correlated arbitrary Caussian field. In the approximation under consideration we obtained the source function, the average number of quantum scatterings and the radiation intensity.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 116—122 (1989)

УДК 532.529

УРЕГУЛИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ  
ЧАСТИЦ В СУСПЕНЗИЯХ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ  
В ПРИСУТСТВИИ СТОЯЧЕЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

С. В. АРУТЮНЯН, Т. Н. ГАРЕГИНЯН, Р. С. ОГАНЕСЯН,  
М. А. ПЛУЗЯН

Ереванский медицинский институт

(Поступила в редакцию 15 апреля 1988 г.)

Исследовано влияние магнитного поля на концентрирование магнитных частиц в суспензиях в стоячем ультразвуковом поле. При учете сил вязкости, звукового излучения, выталкивания и магнитного поля показано, что частицы (артироциты, феррочастицы) концентрируются в кольца и диски на равноотстоящих поверхностях, расположенных в окрестности узлов давления стоячей звуковой волны. Найдены области значений градиента магнитного поля, при которых имеет место указанное явление.

Давно известно, что под действием поля звуковой волны происходит концентрирование частиц, взвешенных в жидкой среде [1]. В дальнейшем этот факт был подтвержден на основе опытов над каплями толуола и частиц кварца в воде [2], а также полистиролевых частиц и красных кле-

5. Варданян Р. С., Папян Г. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 316 (1987).

6. Арманд Н. А., Секистов В. Н. Изв вузов, Радиофизика, 23, 555 (1980).

7. Турчак Л. И. Основы численных методов. Изд. Наука, М., 1987.

ՍՏՈՒԱՍՏԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ՀԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՏԵՂԱՓՈՒՄԱՆ  
ԽՆԴԻՐՆԵՐՈՒՄ ՄԻ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Դիտարկվում է Կրեյչնանի մոտավորությունը աղբյուրային միջինացված ֆունկցիայի համար Դայսոնի հավասարման վերաբերյալ: Ենթադրվում է, որ ցրման տարրական ակտի ժամանակ քվանտի վերադրման հավանականությունը հանդիսանում է  $\delta$ -կորրելացված պատահական Գաուսյան դաշտ: Դիտարկված մոտավորությամբ գտնված են աղբյուրային ֆունկցիան, ճառագայթման ինտենսիվությունը և քվանտի ցրումների միջին թիվը:

ON ONE APPROXIMATION IN PROBLEMS OF RADIATION  
TRANSFER IN STOCHASTIC MEDIA

R. S. VARDANYAN

The Creichnan approximation to the Dyson equation relative to the first moment of source function is considered. The quantum survival probability is assumed to be a  $\delta$ -correlated arbitrary Caussian field. In the approximation under consideration we obtained the source function, the average number of quantum scatterings and the radiation intensity.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 116—122 (1989)

УДК 532.529

УРЕГУЛИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ  
ЧАСТИЦ В СУСПЕНЗИЯХ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ  
В ПРИСУТСТВИИ СТОЯЧЕЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

С. В. АРУТЮНЯН, Т. Н. ГАРЕГИНЯН, Р. С. ОГАНЕСЯН,  
М. А. ПЛУЗЯН

Ереванский медицинский институт

(Поступила в редакцию 15 апреля 1988 г.)

Исследовано влияние магнитного поля на концентрирование магнитных частиц в суспензиях в стоячем ультразвуковом поле. При учете сил вязкости, звукового излучения, выталкивания и магнитного поля показано, что частицы (артироциты, феррочастицы) концентрируются в кольца и диски на равноотстоящих поверхностях, расположенных в окрестности узлов давления стоячей звуковой волны. Найдены области значений градиента магнитного поля, при которых имеет место указанное явление.

Давно известно, что под действием поля звуковой волны происходит концентрирование частиц, взвешенных в жидкой среде [1]. В дальнейшем этот факт был подтвержден на основе опытов над каплями толуола и частиц кварца в воде [2], а также полистиролевых частиц и красных кле-

ток крови в дегазированной воде [3]. В последней работе было теоретически показано также, что концентрирование частиц в суспензии происходит благодаря наличию стоячей звуковой волны и что расстояние между плоскостями концентрирования порядка  $\lambda/2$ , где  $\lambda$ —длина волны. Интерес к этому явлению обусловлен, например, возможными применениями эффекта в акушерской ультразвукографии. Так, в работе [4] показано, что под действием ультразвука частоты 3 МГц кровотоки в эмбрион цыпленка приостанавливаются, а клетки крови концентрируются в позициях, отдаленных друг от друга на  $\lambda/2$ .

В данной работе мы изучали действие магнитного поля с постоянным градиентом на указанное явление. Эта задача представляет определенный научный интерес в связи с возможным применением для сепарации магнитных частиц.

Пусть суспензия частиц, обладающих магнитным моментом  $\mu$ , находится в цилиндрически-симметричном объеме. Суспензия помещена в магнитное поле с постоянным градиентом и облучается ультразвуком, распространяющимся вдоль оси цилиндра. Мы предполагаем, что радиус частиц  $a$  намного меньше  $\lambda$ . (В дальнейшем силами взаимодействия частиц и влиянием потоков термальной конвекции на движение частиц будем пренебрегать). Форму частиц будем предполагать сферической. Напишем уравнения движения частиц в цилиндрической системе координат. Ось  $Z$  направим вдоль оси цилиндра.

$$\begin{cases} \frac{4\pi a^3}{3} (\rho_1 + \rho_0/2) \ddot{z} = F_{1z} + F_{2z} + F_{3z} + F_{4z}, & (1) \\ \frac{4\pi a^3}{3} (\rho_1 + \rho_0/2) \ddot{r} = F_{2r} + F_{4r}. & (2) \end{cases}$$

Здесь  $\rho_1$  — плотность вещества частиц,  $\rho_0$  — плотность жидкости,  $V_1 = 4\pi a^3/3$  — объем частиц. Вид левой части уравнений (1) и (2) обусловлен гидравлическим сопротивлением жидкости движению частиц сферической формы [3, 5].

Сила  $F_1$  вызвана полем стоячей звуковой волны

$$P = P_0 \sin kz \sin \omega t, \quad (3)$$

где  $P_0$ ,  $k$  и  $\omega$  представляют соответственно амплитуду, волновое число и частоту звуковой волны. Узлы давления расположены в точках  $z = \pi m/k$ , где  $m$  — целое число. На мелкие частицы ( $a \ll \lambda$ ) со стороны звукового поля действует сила  $F_{1z}$ , которая, согласно [3, 6], определяется формулой

$$F_{1z} = - \frac{\omega P_0^2 V_1}{4\rho_0 c_0^3} \left( \frac{5\rho_1 - 2\rho_0}{2\rho_1 + \rho_0} - \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho_1 c_1^2} \right) \sin 2kz, \quad (4)$$

где  $c_0$  и  $c_1$  — скорости звука в жидкости и внутри частицы соответственно.

$F_2$  — сила вязкости, которая определяется формулой Стокса. При написании этой силы следует учитывать то обстоятельство, что в вязкой жидкости в поле стоячей звуковой волны при наличии твердых стенок возникают стационарные вихревые течения [5]. Поэтому в выражение силы вязкости входит относительная скорость частиц

$$F_{2z} = -6\pi\eta a (\dot{z} - u_z), \quad (5)$$

$$F_{2r} = -6\pi\eta a (\dot{r} - u_r), \quad (6)$$

$\eta$  — динамический коэффициент вязкости жидкости, а  $u$  — скорость акустических микротечений. Следуя [3], будем пользоваться выражениями

$$u_z = \frac{3P_0^2}{8\rho_0^2 c_0^3} \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \sin 2kz, \quad (7)$$

$$u_r = \frac{3P_0^2 k r}{8\rho_0^2 c_0^3} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \cos 2kz. \quad (8)$$

$F_3$  — вертикальная сила выталкивания

$$F_{3z} = V_1 (\rho_1 - \rho_0) g, \quad (9)$$

а  $g$  — ускорение свободного падения.

Сила  $F_4$ , обусловленная магнитным полем с индукцией  $B$ , определяется формулой [7—9]

$$F_4 = (\mu \nabla) B. \quad (10)$$

Если полагать, что  $\mu = \mu B/B$ , то  $F_4$  можно представить в виде [8]

$$F_4 = \mu (\nabla B), \quad (11)$$

где  $\mu$  и  $B$  модули соответствующих векторов.

Подставляя формулы (4)—(11) в (1) и (2), получаем следующую систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{4}{3} \pi a^3 \left( \rho_1 + \frac{\rho_0}{2} \right) \ddot{z} = - \frac{\omega P_0^2 V_1}{4\rho_0 c_0^3} \left( \frac{5\rho_1 - 2\rho_0}{2\rho_1 + \rho_0} - \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho_1 c_1^2} \right) \sin 2kz - \\ - 6\pi\eta a \left\{ \dot{z} + \frac{3P_0^2}{8\rho_0^2 c_0^3} \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \sin 2kz \right\} + V_1 (\rho_1 - \rho_0) g + \mu \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (12) \\ \frac{4}{3} \pi a^3 \left( \rho_1 + \frac{\rho_0}{2} \right) \ddot{r} = -6\pi\eta a \left\{ \dot{r} - \frac{3P_0^2 k r}{8\rho_0^2 c_0^3} \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \cos 2kz + \mu \frac{\partial B}{\partial r} \right\}. \quad (13) \end{cases}$$

Из уравнения (12) следует, что скорость частицы порядка

$$\dot{z} \sim \frac{\frac{4}{3} \pi a^3 \left( \rho_1 + \frac{\rho_0}{2} \right) \ddot{z}}{6\pi\eta a} = \frac{2a^2}{9\eta} \left( \rho_1 + \frac{\rho_0}{2} \right) \ddot{z}. \quad (14)$$

Скорости этого порядка частицы достигают за время порядка

$\tau \sim \frac{\dot{z}}{\ddot{z}} \sim \frac{2a^2}{9\eta} \left( \rho_1 + \frac{\rho_0}{2} \right)$ . Подставляя числовые значения  $a \sim 10^{-4} + 10^{-6}$  см,  $\eta \sim 0,01$  П,  $\rho \sim (1 + 10)$  г/см<sup>3</sup>, получаем  $\tau \sim 10^{-6} + 10^{-9}$  сек. Это время намного меньше времени, за которое частица проходит расстояние порядка  $\lambda/4$ . Последнее порядка десятков секунд. Следо-

вательно мы можем в уравнениях (12) и (13) пренебречь инерционными членами.

Опуская названные члены и разрешая уравнения (12) и (13) относительно  $\dot{z}$  и  $\dot{r}$ , получаем

$$\dot{z} = -A \sin 2kz + D, \quad (15)$$

$$\dot{r} = A_1 \frac{r}{R} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) + D_1. \quad (16)$$

Здесь

$$A = \frac{\alpha^2 \omega P_0^2}{18 \eta \rho_0 c_0^3} \left[ \frac{5\rho_1 - 2\rho_0}{2\rho_1 + \rho_0} - \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho_1 c_1^2} + \frac{27\eta}{4\rho_0 \omega \alpha^2} \left(1 - 2 \frac{r^2}{R^2}\right) \right], \quad (17)$$

$$D = \frac{2\alpha^2 (\rho_1 - \rho_0) g}{9\eta} + \frac{2\alpha^2}{9\eta} M_s \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (18)$$

$$A_1 = \frac{3P_0^2 k R}{8\rho_0^2 c_0^3} \cos 2kz, \quad (19)$$

$$D_1 = \frac{2\alpha^2}{9\eta} M_s \frac{\partial B}{\partial r}. \quad (20)$$

Очевидно, частицы будут собираться в тех областях внутри суспензии, где  $\dot{z} = 0$  и  $\dot{r} = 0$ .



Рис. 1.

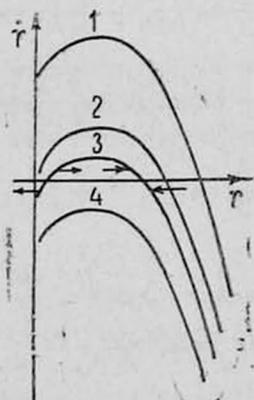


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость скорости частиц  $\dot{z}$  от  $z$ .

Рис. 2. Зависимость скорости частиц  $\dot{r}$  от  $r$ .

Сначала исследуем уравнение (15). На рис. 1 приведен график зависимости  $\dot{z}$  от  $z$ .

Скорость частицы  $z$  равняется нулю на поверхностях (при  $|D| < A$ )

$$z = \frac{1}{2k} \left[ (-1)^n \arcsin \frac{D}{A} + \pi n \right], \quad (21)$$

однако, как видно из рисунка 1, частицы будут собираться только в тех плоскостях, которые расположены вблизи узлов давления, так как скорость частицы только в указанной области направлена к плоскости концентрирования и сверху, и снизу (другими словами, частицы находятся в устойчивом положении).

Время, за которое частица из точки  $z$  доходит до точки  $z_f$ , определяется интегралом

$$\tau = \int_z^{z_f} \frac{dz}{D - A \sin 2kz}. \quad (22)$$

После интегрирования получаем

$$\tau = \frac{1}{2k(A^2 - D^2)^{1/2}} \left[ \ln \left| \frac{\operatorname{tg} kz - \frac{A}{D} - \sqrt{\frac{A^2}{D^2} - 1}}{\operatorname{tg} kz - \frac{A}{D} + \sqrt{\frac{A^2}{D^2} - 1}} \right| \right]_z^{z_f}. \quad (23)$$

Когда  $|D| > A$ , концентрирование частиц не происходит ( $z$  не обращается в ноль, см. (15)).

Теперь рассмотрим движение вдоль цилиндра. На рис. 2 приведен график зависимости  $\dot{r}$  от  $r$  для разных  $D_1$ . В 1, 2 и 4 случаях частицы просто дрейфуют в радиальном направлении. В 3-м случае ( $-\frac{2A_1}{3\sqrt{3}} < D_1 < 0$ ) скорость  $\dot{r}$  обращается в ноль в двух точках —  $R_1$  и  $R_2$ .

Устойчивой поверхностью концентрирования частиц является поверхность  $r = R_1$ . Внутри цилиндрической поверхности радиуса  $r = R_2$  частицы совершают колебательное движение.

Сочетая картины движения частиц в  $z$  и  $r$  направлениях, можно прийти к выводу, что в магнитном поле с постоянным градиентом происходит концентрирование частиц. При этом, если

$$\frac{\partial B}{\partial r} > 0 \text{ и } \frac{\partial B}{\partial r} < -\frac{9\eta P_0^2 k R}{8\sqrt{3} M_s a^2 \rho_0^2 c_0^3} \sqrt{1 - \frac{D^2}{A_0^2}}, \quad (24)$$

$$\text{где } A_0 = A \left( r = \frac{R}{\sqrt{3}} \right),$$

то частицы концентрируются на определенных плоскостях и совершают движение (дрейф) в радиальном направлении.

Если же

$$-\frac{9\eta P_0^2 k R}{8\sqrt{3} M_s a^2 \rho_0^2 c_0^3} \sqrt{1 - \frac{D^2}{A_0^2}} < \frac{\partial B}{\partial r} < 0, \quad (25)$$

т. е. небольшой градиент магнитного поля направлен к оси цилиндра, в суспензии образуются кольца радиуса  $r = R_1$  и диск радиуса  $r = R_2$ , где  $R_1$  и  $R_2$  положительные корни уравнения

$$A_1 \frac{r}{R} \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + D_1 = 0. \quad (26)$$

По радиусу частица от точки  $r$  до точки  $r_f$  достигает за время

$$\tau = \int_r^{r_f} \frac{dr}{A_1 \frac{r}{R} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) + D_1} \quad (27)$$

Характерное время движения по радиусу порядка  $R/A_1$ . Для эритроцитов при параметрах, приводимых ниже, это время порядка  $10^3$  сек, для ферро-частиц —  $10^{-2}$  сек.

Для иллюстрации полученных результатов проведем численный анализ. Для эритроцитов возьмем  $\rho_1 = 1,09$  г/см<sup>3</sup>,  $a = 3,5 \cdot 10^{-4}$  см,  $c_1 = 1,56 \cdot 10^5$  см/сек.  $M_s = 1000$  Гс. Тогда при  $P_0 = 1$  атм.,  $\omega = 8$  МГц,  $\frac{\partial B}{\partial r} = 0,1$  Гс/см,  $R = 0,5$  см получаем  $R_2 = 0,088 R$ ,  $R_1 = 0,937 R$ . Расстояние между горизонтальными плоскостями концентрирования частиц порядка  $5,6 \cdot 10^{-2}$  см. При этом в  $z$  направлении требуется градиент магнитного поля порядка  $10^{-2}$  Гс/см.

Для ферромагнитных частиц соответственно имеем  $\rho_1 = 7,8$  г/см<sup>3</sup>,  $a = 10^{-6}$  см,  $c_1 = 4,98 \cdot 10^5$  см/сек,  $M_s = 1000$  Гс. При  $P_0 = 1$  атм.,  $\omega = 10^{10}$  Гц и  $\frac{\partial B}{\partial r} = 10^8$  Гс/см,  $R = 0,5$  см имеем  $R_2 = 0,124 R$ ,  $R_1 = 0,932 R$ . Расстояние между плоскостями концентрирования порядка  $1,6 \cdot 10^{-4}$  см, при этом в  $z$  направлении требуется градиент магнитного поля порядка  $3$  Гс/см.

Таким образом с помощью магнитного поля можно управлять процессом концентрирования магнитных частиц в суспензиях при наличии поля стоячей звуковой волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kundt A., Lehmann O. Annal. Physik (Poggendorff). 153, 1 (1874)
2. Sollner K., Bondy C. Trans. Faraday Soc., 32, 616 (1936)
3. Gould R. K., Coakley W. T. Finite-amplitude wave effects in fluids. с. 252, 1971
4. Dyson M., Woodward B., Pond J. Nature, 232, 572 (1972)
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Изд. Наука, М., 1986.
6. Агранат Б. А. и др. Основы физики и техники ультразвука. Изд. Высшая школа, М., 1987.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. Наука, М., 1982.
8. Шлюмис М. И. УФН, 112, 427 (1987).
9. Терлеукий Я. П., Рыбаков Ю. П. Электродинамика. Изд. Высшая школа, М., 1980.

ՍՈՒՍՊԵՆԶԻԱՆԵՐՈՒՄ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱՍԻՎՆԵՐԻ ԽՏԱՑՄԱՆ  
ԿԱՐԳԱՎՈՐՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՎ ԿԱՆԳՈՒՆ  
ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԳԵՊԲՈՒՄ

Ս. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Թ. Ն. ԳԱՐԵԳԻՆՅԱՆ, Ռ. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,

Մ. Ա. ՊԼՈՒՋՅԱՆ

Ուսումնասիրված է սոսպենզիաներում կանգուն ուլտրաձայնի ազդեցության մագնիսական մասնիկների խտացման վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունը: Մածուցիկության, ձայնային ճառագայթման, արթմանդան և մագնիսական ուժերի հաշվառմամբ ցույց է տրված,

որ մասնիկները (էրիթրոցիտներ, ֆերոմասնիկներ) խտանում են ձայնի ճնշման հանգույցների մոտակայքում գտնվող հավասարահեն մակերևութների վրա տեղաբաշխված օղակների և սկավառակների տեսքով: Գտնված են մագնիսական դաշտի զրադիենտի արժեքների այն տիրույթները, որոնց դեպքում տեղի ունի հիշատակված երևույթը:

## MONITORING OF CONCENTRATION OF MAGNETIC PARTICLES IN SUSPENSIONS BY MAGNETIC FIELD IN THE PRESENCE OF STANDING SONIC WAVE

S. V. HARUTYUNYAN, T. N. GAREGINYAN, R. S. HOVANISYAN,  
M. A. PLUZYAN

The effect of magnetic field on the concentration of magnetic particles in suspensions in the presence of standing ultrasonic wave is considered. It is shown that taking into account the viscous force, the acoustic pressure, the buoyancy and the magnetic force, the particles (erythrocytes, ferroparticles) aggregate into annuli and discs on equidistant surfaces located near pressure nodes of the standing sonic wave. The values of magnetic field gradient are found for which the process in question takes place.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 122—126 (1989)

УДК 551.501.771:551.508.7

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЗОВОГО СОСТАВА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЭФФЕКТ ДОППЛЕРА

А. Г. ГОРЕЛИК

Московский институт машиностроения

Ж. Б. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 июля 1988 г.)

В работе рассмотрена возможность определения газового состава верхних слоев атмосферы, с помощью средств активной радиолокации, работающих в оптическом диапазоне, включающем инфракрасную область электромагнитного излучения.

В [1] показана возможность и перспективность применения средств активной радиолокации, работающих в микроволновом диапазоне, для определения содержания «малых» газовых компонент в верхней атмосфере используя эхо-сигналы от отражателя, установленного на борту искусственного спутника Земли, движущегося по круговой орбите.

В основе предложенного метода, так же как и в [2, 3], лежит определение в процессе измерений, формы линии поглощения, которая зависит от распределения исследуемого газа в верхней атмосфере.

За счет движения спутника изменяется частота отраженного сигнала и таким образом осуществляется плавная частотная «перестройка» системы локационного зондирования, что обеспечивает возможность даже при фиксированной частоте излучения находящегося на Земле передатчика

որ մասնիկները (էրիթրոցիտներ, ֆերոմասնիկներ) խտանում են ձայնի ճնշման հանգույցներին մոտակայքում գտնվող հավասարահեն մակերևութների վրա տեղաբաշխված օղակների և սկավառակների տեսքով: Գտնված են մագնիսական դաշտի զրադիենտի արժեքների այն տիրույթները, որոնց դեպքում տեղի ունի հիշատակված երևույթը:

## MONITORING OF CONCENTRATION OF MAGNETIC PARTICLES IN SUSPENSIONS BY MAGNETIC FIELD IN THE PRESENCE OF STANDING SONIC WAVE

S. V. HARUTYUNYAN, T. N. GAREGINYAN, R. S. HOVANISYAN,  
M. A. PLUZYAN

The effect of magnetic field on the concentration of magnetic particles in suspensions in the presence of standing ultrasonic wave is considered. It is shown that taking into account the viscous force, the acoustic pressure, the buoyancy and the magnetic force, the particles (erythrocytes, ferroparticles) aggregate into annuli and discs on equidistant surfaces located near pressure nodes of the standing sonic wave. The values of magnetic field gradient are found for which the process in question takes place.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 122—126 (1989)

УДК 551.501.771:551.508.7

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЗОВОГО СОСТАВА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЭФФЕКТ ДОППЛЕРА

А. Г. ГОРЕЛИК

Московский институт машиностроения

Ж. Б. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 июля 1988 г.)

В работе рассмотрена возможность определения газового состава верхних слоев атмосферы, с помощью средств активной радиолокации, работающих в оптическом диапазоне, включающем инфракрасную область электромагнитного излучения.

В [1] показана возможность и перспективность применения средств активной радиолокации, работающих в микроволновом диапазоне, для определения содержания «малых» газовых компонент в верхней атмосфере используя эхо-сигналы от отражателя, установленного на борту искусственного спутника Земли, движущегося по круговой орбите.

В основе предложенного метода, так же как и в [2, 3], лежит определение в процессе измерений, формы линии поглощения, которая зависит от распределения исследуемого газа в верхней атмосфере.

За счет движения спутника изменяется частота отраженного сигнала и таким образом осуществляется плавная частотная «перестройка» системы локационного зондирования, что обеспечивает возможность даже при фиксированной частоте излучения находящегося на Земле передатчика

достаточно точно воспроизвести контур линии поглощения исследуемой газовой компоненты.

Отметим, что некоторые газы, содержание которых необходимо определить, либо не имеют линий поглощения в микроволновом диапазоне, либо эти линии настолько слабы, что измерить поглощение в них на современном этапе практически невозможно.

В этом отношении значительно большие возможности, следовательно и перспективы, имеет оптический диапазон, включающий и инфракрасную область спектра электромагнитного излучения.

В оптическом диапазоне практически все газы имеют свои линии поглощения, а интенсивность этих линий значительно выше, чем в микроволновом диапазоне. Однако для того, чтобы получить контур линии поглощения, который используется для определения высотного распределения исследуемого газа по методике, изложенной в [2, 3], необходимо обеспечить спектральное разрешение  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$  порядка  $10^{-6}$ , что в оптическом диапазоне, используя традиционные методы, представляет очень сложную техническую задачу, где  $\Delta\nu$  — ширина полосы фильтра, настроенного на частоту  $\nu$ .

Укажем, что применение уникальных интерференционных фильтров позволяет получить разрешение  $10^{-4}$  и непригодно для реализации предлагаемого метода.

Вместе с тем, используя схему измерений, предложенную ранее в [1], и перенося измерения из микроволнового диапазона в оптический, можно существенно упростить и расширить программу исследования вариаций газового состава в верхней атмосфере и более детально исследовать происходящие в ней малоизученные геофизические процессы. Таким образом достигаются те же цели, что и в [4], но при помощи более простой и доступной аппаратуры.

Для того, чтобы показать практическую осуществимость предлагаемого метода, приведем соответствующие оценки. Следуя работам [2, 3], в которых детально обсуждается влияние температуры и давления на форму контура линии поглощения, можно сделать вывод о том, что на высотах 80—85 км основным фактором, определяющим ширину линии, является эффект Доплера, а связанная с ним ширина линии зависит в основном от кинетической температуры воздуха и массы молекул газа:

$$\Delta\nu_g = \sqrt{\frac{2kT}{c}} \nu_0,$$

где  $\nu_0$  — частота излучения атома вещества,  $c$  — скорость света,  $M$  — масса молекул газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

На высотах 80—85 км температура воздуха составляет в среднем около 200 К, колеблясь для различных сезонов от 180 до 220 К. Это обстоятельство приводит к относительному доплеровскому уширению линии поглощения  $\frac{\Delta\nu_g}{\nu_0} \sim 10^{-6}$  при относительной естественной ширине линии порядка  $10^{-8}$ . На высотах ниже 80 км ширина линии поглощения обусловлена в основном эффектом соударения молекул и на высоте 50 км относи-

тельное уширение линии, связанное с этим эффектом, согласно [4], составляет  $\frac{\Delta\nu_c}{\nu_0} \sim 10^{-4}$ . Аналитические соотношения, связывающие плотность газа, температуру и давление, достаточно сложны и приведены в ряде работ, например, в [5, 6].

На спутнике установлен отражатель (рис. 1), представляющий набор соответствующим образом подобранных призм, который отражает падающее на них излучение в направлении источника, причем частота отраженного сигнала смещена относительно излучения на  $F_g = \frac{2v}{c} \nu \cos\theta_c$ , где  $\nu$  — частота излучения оптического источника,  $v$  — скорость движения спутника по орбите,  $\theta_c$  — угол между вектором скорости спутника и направлением зондирования. Частоту передатчика, согласно [2], следует сместить относительно центра линии поглощения исследуемого газа приблизительно на  $1/3$  ее ширины, соответствующей высоте 50 км. Отметим, что частотный диапазон «перестройки» активной локационной системы зондирования в два раза больше, чем частотный диапазон системы зондирования, описанной в [2].

Стабильность частоты лазерного передатчика должна быть такой, чтобы обеспечить надежную регистрацию уширения линии поглощения, обусловленного эффектом Доплера, т. е. относительный уход частоты  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$  должен быть порядка  $10^{-6}$ , что на современном этапе не является очень жестким требованием.

Приведем энергетические оценки, которые укажут те технические характеристики, которые должен иметь оптико-локационный комплекс, предназначенный для подобного рода измерений.

Согласно [7], величину отраженного от системы угловых отражателей, установленных на спутнике, сигнала можно связать с техническими характеристиками локатора при помощи следующего соотношения:

$$P_{np} = \frac{P_t S}{(4\pi R^2)^2} \frac{4\pi}{\theta^2} k\sigma_{эф}\rho_0\rho_a(\nu), \quad (1)$$

где  $P_t$  — мощность излучения оптического источника,  $R$  — наибольшее расстояние от спутника, на котором проводятся измерения,  $\theta$  — угловая расходимость пучка передающей лазерной системы,  $S$  — площадь приемной системы оптического локатора,  $\sigma_{эф}$  — эквивалентная отражающая способность отражателя.

Влияние фонового излучения атмосферы на работу системы не учитываем.  $\rho_0$  — коэффициент пропускания приемной оптической системы,  $\rho_a$  — атмосферы.

Для угольного отражателя с линейным размером  $a$

$$\sigma_{эф} = \frac{4\pi a^4}{3l^2}.$$

Используя соотношение (1) можно определить тот минимальный лучистый поток, который должен поступать на приемник излучения для того, чтобы он был зарегистрирован приемной системой оптического лока-

тора. Задача приемной системы состоит в том, чтобы при движении спутника непрерывно регистрировать и воспроизводить контур линии поглощения или пропускания атмосферы вблизи ее центра.

Оптическое излучение, падающее на приемную площадку приемника, создает фототок  $i_{\text{ф}}$ , величина которого должна превышать сумму темнового и фонового токов.

Пусть высота орбиты спутника 400 км, диапазон дальности, в котором производятся измерения, составляет 1000 км от надира, измерения выполняются в ночное время. Это позволяет не учитывать ток, создаваемый рассеянным атмосферой солнечным излучением, если применять в качестве приемника излучения малошумящий фотоземель, темновой ток которого составляет  $10^{-6}$  мкА/Гц<sup>1/2</sup>, а полосу частот —  $10^9$  Гц. Такую величину отраженного сигнала можно обеспечить при следующих параметрах лазерного локатора: оптическая мощность излучения 10 Вт, угловая расходимость передатчика 1', площадь отражающего рефлектора приемной системы 1 м<sup>2</sup>, площадь углового отражателя, установленного на спутнике, 1 м<sup>2</sup>, коэффициент пропускания оптической системы  $\rho_0 = 0,4$  и атмосферы 0,7, время накопления сигнала 10 сек.

Следует указать, что время нахождения спутника в зоне действия локатора составляет около 20 минут, а максимальная скорость изменения частоты приходится на диапазон углов, близких к надиру. Опираясь на результаты расчетов, выполненных в [8], можно показать, что для высоты орбиты спутника 400 км в диапазоне «рабочих» углов скорость изменения  $\frac{\Delta \nu}{\nu}$  составляет  $\sim 10^{-7}$  сек<sup>-1</sup>, и для того, чтобы перекрыть полосу частот линии поглощения, обусловленную эффектом Доплера и составляющую около  $10^{-6}$   $\nu$ , можно располагать временем накопления сигнала порядка 15—20 секунд, что при соответствующей наземной обработке сигнала обеспечивает улучшение отношения сигнал/шум приблизительно в 4 раза.

Для реализации метода в дневное время, при значительном рассеянном фоновом излучении, необходимо повысить технические характеристики оптического локатора приблизительно на порядок и применять специальные системы, обеспечивающие выделение сигнала, поступающего от «точечного» источника, который представляет из себя угловой отражатель спутника, на фоне протяженного источника, представляющего рассеянное излучение атмосферы.

Таким образом, приведенные выше оценки показывают, что предлагаемый метод можно реализовать при сравнительно скромных параметрах лазерного локатора и получить достаточно полные и надежные данные о вариациях газового состава в верхней атмосфере.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хачатрян Ж. Б. ДАН АрмССР, 89, 1, 16 (1989).
2. Barrett A. H. Chang V. K. J. Of Geoph. Res., 67, 4259 (1962).
3. Горелик А. Г., Хачатрян Ж. Б. Изв. АН СССР, ФАО, 21, 824 (1985).  
В кн.: XIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Л., 1984.
4. Radford H. E. et al. J. Of Geoph. Res., 82, 5166 (1977).

5. Борин В. П., Наумов А. П. Радиотехника и электроника, 24, 824 (1985).
6. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Термическое зондирование атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1974.
7. Скольник М. Н. Справочник по радиолокации. Изд. Сов. радио, М., 1972.

ՄԹՆՈԼՈՐՏԻ ՎԵՐԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ԳԱԶԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ  
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԴՈՊԼԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻ ՄԻՋՑՈՎ

Ա. Գ. ԳՈՐԵԼԻԿ, Ժ. Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

*Քննարկված է մթնոլորտի վերին շերտերի գազային բաղադրիչների որոշման հնարավորությունը ակտիվ ռադիոլոկացիայի միջոցներով, որոնք աշխատում են էլեկտրամագնիսական ճառագայթման օպտիկական տիրույթում՝ ներառյալ ինֆրակարմիր տիրույթը:*

OPTICAL DETERMINATION OF GAS CONTENT IN UPPER  
ATMOSPHERE BASED ON DOPPLER EFFECT

A. G. GORELIK, ZH. B. KHACHATRYAN

We consider the possibility of determining the gas content in the layers of upper atmosphere using methods of active radiolocation in optical range including the infrared region of electromagnetic radiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 126—131 (1989)

УДК 539.219.1

РЕЗОНАНСНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СКВОЗЬ  
ТОНКУЮ ПЛЕНКУ, НАХОДЯЩУЮСЯ В ПРОДОЛЬНОМ  
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Յ. Ա. ԿԱՏԱՄԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, Ա. Վ. ՍԵՏՐՕՅԱՆ

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 3 ноября 1988 г.)

Вычислено сопротивление тонкой полупроводниковой пленки, находящейся в магнитном поле, направленном вдоль плоскости пленки. При приложении напряжения в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, проходящий ток имеет осцилляционный характер, обусловленный осцилляционной зависимостью сопротивления образца от положения уровня Ферми.

Поведение электронов в слоистой системе в магнитном поле, направленном вдоль плоских границ, имеет интересные особенности. При движении электронов по классическим орбитам они могут пересекать границу раздела и оказаться в подсистеме с другими характерными параметрами (эффективной массой, величиной потенциальной энергии и т. д.). При квантовомеханическом рассмотрении это приводит к изменению энергетического спектра электрона, что может привести к наблюдаемым на опыте

5. Борин В. П., Наумов А. П. Радиотехника и электроника, 24, 824 (1985).
6. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Термическое зондирование атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1974.
7. Скольник М. Н. Справочник по радиолокации. Изд. Сов. радио, М., 1972.

ՄԹՆՈԼՈՐՏԻ ՎԵՐԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ԳԱԶԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ  
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԴՈՊԼԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻ ՄԻՋՑՈՎ

Ա. Գ. ԳՈՐԵԼԻԿ, Ժ. Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

*Քննարկված է մթնոլորտի վերին շերտերի գազային բաղադրիչների որոշման հնարավորությունը ակտիվ ռադիոլոկացիայի միջոցներով, որոնք աշխատում են էլեկտրամագնիսական ճառագայթման օպտիկական տիրույթում՝ ներառյալ ինֆրակարմիր տիրույթը:*

OPTICAL DETERMINATION OF GAS CONTENT IN UPPER  
ATMOSPHERE BASED ON DOPPLER EFFECT

A. G. GORELIK, ZH. B. KHACHATRYAN

We consider the possibility of determining the gas content in the layers of upper atmosphere using methods of active radiolocation in optical range including the infrared region of electromagnetic radiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 126—131 (1989)

УДК 539.219.1

РЕЗОНАНСНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СКВОЗЬ  
ТОНКУЮ ПЛЕНКУ, НАХОДЯЩУЮСЯ В ПРОДОЛЬНОМ  
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Յ. Ա. ԿԱՏԱՄԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, Ա. Վ. ՍԵՏՐՕՅԱՆ

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 3 ноября 1988 г.)

Вычислено сопротивление тонкой полупроводниковой пленки, находящейся в магнитном поле, направленном вдоль плоскости пленки. При приложении напряжения в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, проходящий ток имеет осцилляционный характер, обусловленный осцилляционной зависимостью сопротивления образца от положения уровня Ферми.

Поведение электронов в слоистой системе в магнитном поле, направленном вдоль плоских границ, имеет интересные особенности. При движении электронов по классическим орбитам они могут пересекать границу раздела и оказаться в подсистеме с другими характерными параметрами (эффективной массой, величиной потенциальной энергии и т. д.). При квантовомеханическом рассмотрении это приводит к изменению энергетического спектра электрона, что может привести к наблюдаемым на опыте

эффектам. В частности, при прохождении электронов сквозь тонкую пленку, находящуюся в продольном магнитном поле, могут возникнуть резонансные явления, обусловленные квантованием спектра электронов в направлении их движения. Рассмотрение этой задачи показывает, что при определенных значениях энергии падающих электронов тонкая пленка становится прозрачной, что в реальной системе при соответствующих условиях (например, для вырожденного электронного газа) может привести к осцилляциям тока.

В настоящей работе вычисляется сопротивление образца конечной толщины в направлении, перпендикулярном плоским границам. Внутри пленки пусть имеется продольное магнитное поле. Задача о прохождении электронов сквозь такую систему, по существу, является трехмерной, но, оказывается, ее можно свести к квазиодномерной, тем самым использовать результаты относительно простой и хорошо разработанной одномерной теории прохождения электронов сквозь слоистую систему.

Мы рассматриваем неограниченную в двух направлениях пленку, контактирующую с вакуумом плоскостями  $x = x_1$  и  $x = x_2$ . Магнитное поле направим по оси  $z$  и выберем векторный потенциал в виде  $A = (0, xH, 0)$ . Пусть на систему из вакуума падает электрон, характеризующийся волновой функцией  $\psi_{пад}(r) = \exp[i(kr + k_x x)]$ . Чтобы показать, каким образом удастся свести задачу к квазиодномерной, для простоты будем считать  $x_2 \rightarrow \infty$ , т. е. электрон падает на полубесконечную систему, находящуюся в магнитном поле. Решение такой контактной трехмерной задачи удобно сформулировать на языке функции Грина (ФГ) отдельных, не взаимодействующих и неограниченных со всех сторон подсистем. Точнее, мы считаем ФГ  $G_1$  и  $G_2$  известными и удовлетворяющими во всем пространстве уравнениям

$$(E - \hat{H}_i) G_i(r, r'; E) = -\delta(r - r'), \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

где  $\hat{H}_i$  — гамильтониан в соответствующей подсистеме. Уравнение для волновой функции (ВФ) контактной задачи имеет вид ( $\theta$  — единичная ступенчатая функция)

$$[E - \hat{H}_1(r)\theta(x_1 - x) - \hat{H}_2(r)\theta(x - x_1)]\psi(r) = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) с правильно считыми на границе  $x = x_1$  ВФ и ее производной можно представить в виде [1]

$$\begin{aligned} \psi(\rho, x) = & \psi_{пад}(\rho, x) + \int [G_1(\rho, x; \rho'; x_1)\psi'(\rho, x_1) - \\ & - G_1(\rho, x; \rho'; x_1 + 0)\psi(\rho', x_1)]d\rho', \quad \text{при } x < x_1, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \psi(\rho, x) = & \int [G_2(\rho, x; \rho'; x_1)\psi'(\rho, x_1) - \\ & - G_2(\rho, x; \rho'; x_1 - 0)\psi(\rho', x_1)]d\rho', \quad \text{при } x > x_1, \end{aligned}$$

где  $r = \{\rho, x\}$ , штрихи у функций означают производные по  $x_1$ , причем, ввиду наличия разрыва у производных ФГ, при совпадающих одномер-

ных координатах следует различать производные слева и справа (указанные символически  $\mp$ ). Формулы (3) явно выражают ВФ по обе стороны плоскости раздела через ФГ отдельных подсистем, если известны ВФ и их производные на самой границе. Последние должны находиться из системы интегральных уравнений, получаемой из (3) предельным переходом  $x \rightarrow x_1$ .

В нашем случае в каждой подсистеме имеет место разделение переменных. Это позволяет представить трехмерную ФГ  $G_1$  через одномерную  $G_1(x, x'; E - E_k)$ :

$$G_1(\rho, x; \rho', x') = \sum_k G_1(x, x'; E - E_k) \exp[ik(\rho - \rho')]. \quad (4)$$

Для второй подсистемы воспользуемся билинейным разложением

$$G_2(\rho, x; \rho', x') = - \sum_{n, k_y, k_z} \frac{\psi_n(x - x_0) \psi_n(x' - x_0) \exp[ik(\rho - \rho')]}{E - E_n - E_{k_z}}, \quad (5)$$

где  $x_0 = \lambda_0^2 k_y$ ,  $\lambda_0$  — магнитная длина,  $E_n = \hbar\omega(n + 1/2)$ ,  $\omega$  — циклотронная частота.

Используя (4) и (5) для ВФ из (3) получаем

$$\psi(\rho, x) = \exp i(\mathbf{k}\rho + k_x x) - \exp i(\mathbf{k}\rho + k_x x_1) \frac{G_1(x, x_1; E - E_k)}{G_1(x_1, x_1; E - E_k)} r_{12} \quad \text{при } x < x_1, \quad (6)$$

$$\psi(\rho, x) = \exp i(\mathbf{k}\rho + k_x x) \frac{G_2(x - x_0, x_1 - x_0; E - E_{k_z})}{G_2(x_1 - x_0, x_1 - x_0; E - E_{k_z})} (1 - r_{12}), \quad \text{при } x > x_1. \quad (7)$$

Здесь

$$r_{12} = \left[ \frac{G'_1 - 1}{G_1} - \frac{G'_2 - 1}{G_2} \right] \left[ \frac{G'_1 + 1}{G_1} - \frac{G'_2 - 1}{G_2} \right]^{-1} \quad (8)$$

амплитуда отражения электрона при падении из первой подсистемы на вторую,

$$G_1 = G_1(x, x_1; E - E_k), \quad G'_1 = \frac{\partial}{\partial x_1} G_1(x_1, x_1; E - E_k) -$$

одномерная ФГ электрона и ее производная в первой подсистеме,

$$G_2(x - x_0, x_1 - x_0; E - E_{k_z}) = - \sum_n \frac{\psi_n(x - x_0) \psi_n(x_1 - x_0)}{E - E_n - E_{k_z}} -$$

одномерная ФГ электрона в магнитном поле.

Сравнение (6) и (7) с соответствующей задачей об отражении и прохождении электрона в одномерной теории, без конкретизации потенциалов в отдельных подсистемах [2] показывает, что в рассматриваемой здесь задаче с магнитным полем можно пользоваться результатами одномерной теории, только здесь амплитуда отражения  $r_{12}$  зависит от  $x_0(k_y)$  в качестве параметра. Поэтому решение двухконтактной задачи о рассеянии, полученное в [2] в терминах амплитуд отражения, в двухконтактной задаче имеет вид

$$R_{12} = \frac{r_{12} + \lambda r_{23}(1 - r_{12} - r_{21})}{1 - \lambda r_{21} r_{23}}, \quad (9)$$

$r_{23}$  — получается из  $r_{12}$  очевидной заменой соответствующих индексов (в том числе  $x_1 \rightarrow x_2$ ), а

$$\lambda = \frac{G_2(x_1 - x_0, x_2 - x_0) G_2(x_2 - x_0, x_1 - x_0)}{G_2(x_1 - x_0, x_1 - x_0) G_2(x_2 - x_0, x_2 - x_0)}. \quad (10)$$

Коэффициент отражения дается формулой  $R = |R_{12}|^2$ , а коэффициент прохождения —  $T = 1 - R$ .

Если вне тонкой пленки движение свободное, то

$$G_1 = \frac{i}{2k_x} \in \text{Im}, \quad G'_1 = 0$$

и, поскольку  $G_2 \in \text{Re}$ , то сразу получаем  $|r_{12}|^2 = 1$ , т. е. электрон полностью отражается от полубесконечной системы, находящейся в продольном магнитном поле. При конечной толщине второй подсистемы ( $d = x_2 - x_1$ ) коэффициент прохождения имеет вид

$$T = \left\{ \left[ \frac{(1 - \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \left( \frac{(G_2)_{x_1} (G'_2)_{x_2} - (G'_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}{\sqrt{(G_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}} \right) + \frac{(1 + \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \frac{(G_2)_{x_1} + (G_2)_{x_2}}{\sqrt{(G_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}} \right]^2 + |G_1|^2 \left[ \frac{(1 - \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \left( \frac{\sqrt{(G_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}}{|G_1|^2} - \frac{(G'_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}{\sqrt{(G_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}} + \frac{1}{\sqrt{(G_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}} + \frac{(1 + \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \frac{(G_2)_{x_2} - (G'_2)_{x_1}}{\sqrt{(G_2)_{x_1} (G_2)_{x_2}}} \right]^2 \right]^{-1}. \quad (11)$$

Сопротивление в направлении  $x$  для вырожденного электронного газа выражается через коэффициент прохождения на уровне Ферми [3].

$$\left( \frac{e^2}{\hbar} = 1 \right)$$

$$\rho_c = \frac{1}{T} - 1. \quad (12)$$

Выражение (11) существенно упрощается при условии  $x_1 - x_0 = -\frac{d}{2}$ , тогда  $\lambda = 1$ ,  $(G_2)_{x_1} = (G_2)_{x_2}$ ,  $(G'_2)_{x_1} = -(G'_2)_{x_2}$ . Тогда для  $\rho_c$

$$\text{имеем} \quad \rho_c = |G_1|^2 \left[ \frac{(G'_2)_{x_2}}{(G_2)_{x_2}} \right]^2. \quad (13)$$

Если энергия падающего электрона совпадает с дискретными значениями энергии во второй подсистеме ( $E \rightarrow E_n$ ), то используя выражение ФГ электрона в магнитном поле в координатном представлении [4], для  $\rho_c$  получаем

$$\rho_c = 4 |G_1|^2 \left[ \frac{\psi'_n(x_2 - x_0)}{\psi_n(x_2 - x_0)} \right]^2, \quad (14)$$

где  $\psi_n$  — ВФ осциллятора.

Для основного состояния ( $n = 0$ ) из (14) получаем

$$\rho_c = |G_1|^2 d^2 \lambda_0^{-4},$$

т. е. экспоненциальное возрастание  $\rho_c$  с толщиной заменяется возрастанием, пропорциональным  $d^2$ . Для  $n = 1$  сопротивление точно обращается в нуль, при  $d = 2\lambda_0$ . Это соответствует случаю, когда центр окружности классического движения электрона находится в середине пленки, а радиус орбиты равен  $d/2$ . Для последующих значений  $n = 2, 3, \dots$  сопротивление обращается в нуль при определенных соотношениях толщины пленки с магнитной длиной.

В случае  $E \neq E_n$ , пользуясь результатами [4], находим асимптотическое выражение для ФГ ( $d \gg \lambda_0$ ,  $E = \hbar\omega \left( \nu + \frac{1}{2} \right)$ ),

$$G_2(x_2 - x_0, x_2 - x_0, \nu) = -\frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp \left[ -\left( \frac{x_2 - x_0}{\lambda_0} \right)^2 \right] \times \\ \times \left( \frac{x_2 - x_0}{\lambda_0} \right)^{2\nu} 2^\nu \frac{\cos \pi\nu}{\Gamma(1 + \nu) \sin \pi\nu} + \frac{\lambda_0}{2(x_2 - x_0)}, \quad (15)$$

где  $\Gamma$  — гамма функция. Подставляя (15) в (13) для этого случая находим зависимость сопротивления от энергии падающего электрона

$$\rho_c = \frac{|G_1|^2}{\lambda_0^2} \times \\ \times \left[ \frac{\exp \left( -\frac{d^2}{4\lambda_0^2} \right) \sqrt{\pi} \left( \frac{d}{2\lambda_0} \right)^{2\nu} 2^\nu \frac{\cos \pi\nu}{\Gamma(1 + \nu) \sin \pi\nu} \left( \frac{d}{2\lambda_0} - \frac{2\lambda_0\nu}{d} \right) - \frac{2\lambda_0^2}{d^2}}{\exp \left( -\frac{d^2}{4\lambda_0^2} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left( \frac{d}{2\lambda_0} \right)^{2\nu} 2^\nu \frac{\cos \pi\nu}{\Gamma(1 + \nu) \sin \pi\nu} - \frac{\lambda_0}{d}} \right]^2, \quad (16)$$

Из формулы (16) легко видеть, что  $\rho_c$  обращается в нуль при значениях энергии падающего электрона, экспоненциально близких к магнитным уровням второй подсистемы. Между соседними нулями  $\rho_c$  имеется асимптотическое возрастание, обусловленное обращением знаменателя правой части (16) в нуль.

Таким образом, при приложении напряжения к тонкой пленке, находящейся в продольном магнитном поле, проходящий ток имеет осцилляционный вид, обусловленный осцилляционной зависимостью сопротивления образца от положения уровня Ферми.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Iadonisi G., Preziosi B. *Nouvo Cimento*, 27B, 193 (1975).
2. Касаманян Э. А., Юзбашян Э. С. Ученые записки ЕГУ, № 3, 43 (1977).
3. Anderson P. W., Thouless D. J., Abrahams E., Fisher D. S. *Phys. Rev.*, B. 22, 3519 (1980).
4. Kasamanyan Z. A., Gasparyan V. M., Yusbashyan E. S. *Phys. stat. sol.(d)*, 130, № 149 (1985).

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հաշված է կիսահաղորդչային թաղանթի դիմադրությունը թաղանթի հարթությամբ ուղղված մագնիսական դաշտում: Թաղանթի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ լարում կիրառելիս անցնող հոսանքն ունենում է օսցիլյացիոն բնույթ, որը պայմանավորված է Ֆերմիի մակարդակի դիրքից նմուշի դիմադրության օսցիլյացիոն կախումով:

## RESONANCE TRANSMISSION OF ELECTRONS THROUGH THIN FILM IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN, A. V. PETROSYAN

The resistance of a semiconductor thin film in a magnetic field directed along the film plane is calculated. At the application of voltage normal to the film plane, the current of electrons has an oscillating behaviour due to the oscillating dependence of sample resistance on the position of Fermi level.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 131—135 (1989):

УДК 535.534.2:539.2

## ОБНАРУЖЕНИЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ 285 нм ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОРУНДА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ.

В. В. АРУТЮНЯН, В. А. ГЕВОРКЯН, Р. К. ЕЗОЯН,  
Г. Н. ЕРИЦЯН, В. Х. САРКИСОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 января 1988 г.)

С использованием частично поляризованного света обнаружена полоса поглощения 285 нм центра окраски (ЦО) в монокристалле  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученном электронами с энергией 50 МэВ. При возбуждении в полосе 285 нм наблюдается фотолюминесценция (ФЛ) в области 440 нм. Наблюдалось также излучение с максимумом 475 нм при возбуждении в полосе 275 нм. Измерена длительность ФЛ полос 440 и 475 нм при 77 и 300 К. Установлено, что ФЛ подчиняется экспоненциальному закону затухания.

В спектре возбуждения кристаллов  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученных нейтронами, была обнаружена полоса 285 нм, которая люминесцирует в области 440 нм с длительностью  $6 \cdot 10^{-2}$  с и приписывается самостоятельному ЦО [1, 2]. Однако полоса поглощения этого центра в спектре поглощения не была обнаружена вследствие ее перекрытия более интенсивной полосой  $F^+$ -центра. В работе [3] сообщается о полосе 285 нм в спектре поглощения, однако интенсивность поглощения ее настолько слаба, что авторы считают наличие этой полосы сомнительным, а люминесценцию в этой об-

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հաշված է կիսահաղորդչային թաղանթի դիմադրությունը թաղանթի հարթությամբ ուղղված մագնիսական դաշտում: Թաղանթի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ լարում կիրառելիս անցնող հոսանքն ունենում է օսցիլյացիոն բնույթ, որը պայմանավորված է Յերմիի մակարդակի դիրքից նմուշի դիմադրության օսցիլյացիոն կախումով:

## RESONANCE TRANSMISSION OF ELECTRONS THROUGH THIN FILM IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN, A. V. PETROSYAN

The resistance of a semiconductor thin film in a magnetic field directed along the film plane is calculated. At the application of voltage normal to the film plane, the current of electrons has an oscillating behaviour due to the oscillating dependence of sample resistance on the position of Fermi level.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 131—135 (1989):

УДК 535.534.2:539.2

## ОБНАРУЖЕНИЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ 285 нм ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОРУНДА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ.

В. В. АРУТЮНЯН, В. А. ГЕВОРКЯН, Р. К. ЕЗОЯН,  
Г. Н. ЕРИЦЯН, В. Х. САРКИСОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 января 1988 г.)

С использованием частично поляризованного света обнаружена полоса поглощения 285 нм центра окраски (ЦО) в монокристалле  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученном электронами с энергией 50 МэВ. При возбуждении в полосе 285 нм наблюдается фотолюминесценция (ФЛ) в области 440 нм. Наблюдалось также излучение с максимумом 475 нм при возбуждении в полосе 275 нм. Измерена длительность ФЛ полос 440 и 475 нм при 77 и 300 К. Установлено, что ФЛ подчиняется экспоненциальному закону затухания.

В спектре возбуждения кристаллов  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученных нейтронами, была обнаружена полоса 285 нм, которая люминесцирует в области 440 нм с длительностью  $6 \cdot 10^{-2}$  с и приписывается самостоятельному ЦО [1, 2]. Однако полоса поглощения этого центра в спектре поглощения не была обнаружена вследствие ее перекрытия более интенсивной полосой  $F^+$ -центра. В работе [3] сообщается о полосе 285 нм в спектре поглощения, однако интенсивность поглощения ее настолько слаба, что авторы считают наличие этой полосы сомнительным, а люминесценцию в этой об-

лести возбуждения интерпретируют как полосу возбуждения  $F^+$ -центра, деформированного относительно полосы 255 нм вследствие самопоглощения.

В данной работе ставилась задача — обнаружение полосы 285 нм в спектре поглощения облученного высокоэнергетичными электронами кристалла корунда и исследование ее оптических свойств.

Нами исследовались образцы номинально чистого корунда, выращенного по методу горизонтальной направленной кристаллизации, облученного электронами с энергией 50 МэВ. Образцы имели форму кубиков со сторонами 8 мм, причем ось  $C_3$  была перпендикулярна одной из плоскостей. Спектры поглощения снимались по кристаллографическим направлениям  $[2\bar{1}\bar{1}0]$  (X) и  $[0001]$  (Z) на спектрофотометре СФ-8 при температурах

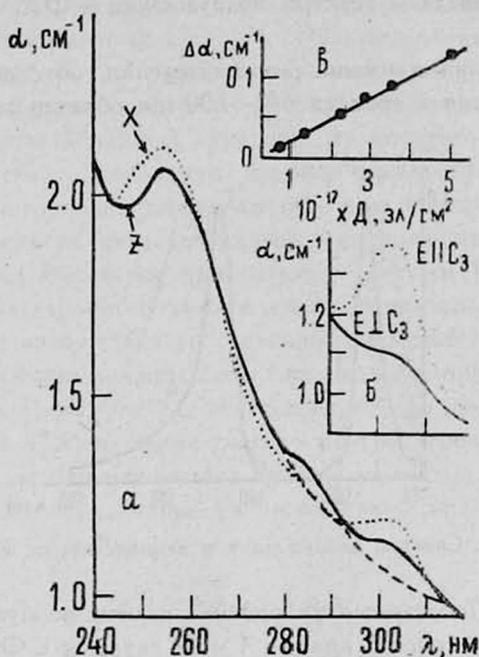


Рис. 1. Спектры поглощения корунда, облученного электронами дозой  $2,3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>, снятые при 77 К.

турах 77 и 300 К. Люминесценция исследовалась на установке, собранной на базе СФ-26, ДМР-4 с приемником ФЭУ-79. Источником возбуждения служила ксеноновая лампа ДК с Э<sub>λ</sub>-1000-5. В спектре возбуждения в люминесценции учитывались распределение интенсивности возбуждения лампы и чувствительность ФЭУ. Длительность люминесценции определялась на осциллографической установке при возбуждении вспышками импульсной лампы ИФП-800 с длительностью импульса ~ 60 мкс.

Из рис. 1а видно, что кроме известных полос поглощения  $F^+$ -центра (255 нм) и  $Al^{3+}$ -центра (302 нм) [4], существует полоса 285 нм, анизотропия которой противоположна анизотропии полосы 302 нм. Анизотропия полосы поглощения была наблюдаема при снятии спектра поглощения по X и Z направлениям образца, так как свет, выходящий из спектрофото-

метра, частично поляризован. Анизотропия полосы поглощения, наведенной быстрыми электронами, хорошо совпадает с результатами работы [5]. Это хорошо видно из рис. 16, где спектр получен при использовании поляризатора (в более коротковолновой части спектра поляризатор свет не пропускает).

При увеличении дозы облучения интенсивность полосы 285 нм увеличивается (рис. 1в), насыщение не наблюдается, а при изохронном отжиге уменьшается, и даже при 800 К полоса 285 нм не исчезает. Это показывает, что ЦО, ответственные за полосу 285 нм, связаны с радиационными нарушениями кристаллической решетки.

Для убеждения в том, что полоса поглощения 285 нм принадлежит самостоятельному ЦО, проводились исследования по ФЛ аналогично [2].

На рис. 2 приведены спектры возбуждения и ФЛ, снятые при температуре 77 К.

Для уменьшения влияния самопоглощения, обусловленного широким спектром поглощения в области 440—600 нм, образец отжигался при тем-

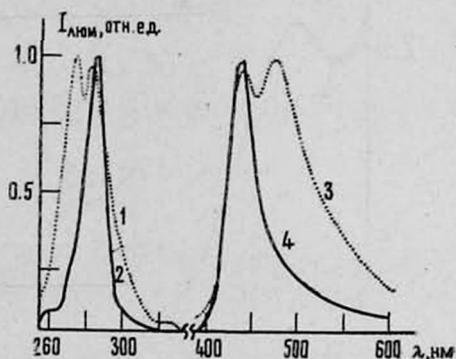


Рис. 2. Спектры возбуждения и люминесценции образца.

пературе 400° С. Показанные на рисунке полосы возбуждения с максимумами 275 и 285 нм (рис. 2, кривые 1 и 2) связаны с ФЛ при максимумах 475 и 440 нм, соответственно. Спектр возбуждения люминесценции 475 нм содержит также полосу 285 нм, т. к. спектр ФЛ 475 нм перекрывается с полосой ФЛ 440 нм (кривая 4). Аналогичная картина наблюдается и на спектре ФЛ при 475 нм (кривая 3).

Интенсивность ФЛ при 440 нм примерно в два раза больше, чем интенсивность при 475 нм. При понижении температуры интенсивность ФЛ при 440 и 475 нм увеличивается. При температуре 77 К интенсивность ФЛ увеличивается примерно в три раза, в то время, как интенсивность поглощения полосы 285 нм — в два раза.

Изучение затухания люминесценции полос 440 и 475 нм при температурах 77 и 300 К происходит по экспоненциальному закону, показывая, что поглощения и излучения обусловлены скорее всего дискретными, самостоятельными центрами. В результате экспериментов по измерениям длительности люминесценции найдено, что время затухания  $\tau$  после возбуждения в полосах 285 и 275 нм равно соответственно  $57 \pm 3$  мс при 77 К,  $47 \pm 2$  мс при 300 К,  $110 \pm 10$  мс при 77 К и  $75 \pm 5$  мс при 300 К. Результа-

ты, полученные нами при 77 К, хорошо совпадают с результатами работы [2]. Однако при 300 К наши результаты несколько меньше, чем результаты, приведенные в [2].

Была измерена также длительность  $\tau$  свечения 510 нм, возбуждаемой в полосе 302 нм при 300 К, оказавшаяся равной 5—6 мс, что совпадает с [6] и на один порядок меньше значения, полученного авторами [3]. Необходимо отметить, что величина  $\tau$  ФЛ, измеренная авторами [3], достаточно хорошо совпадает с величиной  $\tau$  ФЛ 440 нм, полученной нами. Вследствие того, что спектр поглощения 285 нм частично перекрывается полосой 302 нм, а спектр ФЛ 440 нм со спектром 510 нм, в работе [3] при измерении  $\tau$ , по-видимому, были допущены некоторые погрешности.

Основываясь на экспериментальных данных, приведенных выше, можно сказать, что полоса поглощения 285 нм и ФЛ с максимумом 440 нм принадлежит самостоятельному ЦО [2]. Энергетическая схема центра действительно состоит из трех уровней: основной и возбужденный уровни соответствуют электронному переходу, обуславливающему полосу поглощения 285 нм, и метастабильный уровень, из которого осуществляется излучательный переход. Деградация энергии электронного возбуждения при комнатной температуре происходит как при электронном переходе с возбужденного уровня на метастабильный, так и из метастабильного на основной. Последнее объяснение противоречит данным [2]. Если бы деградация энергии электронного возбуждения происходила только при переходе электрона из возбужденного состояния на метастабильный, то длительности люминесценции должны были быть одинаковыми при 77 и 300 К.

Энергетическая схема центра, ответственного за полосы поглощения 275 нм и излучения 475 нм, также состоит из трех уровней. При измерении коэффициента поглощения полоса 275 нм не наблюдалась вследствие малой величины силы осциллятора по сравнению с силами осцилляторов 255 и 285 нм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынович Е. Ф., Токарев А. А. Опт. и спектр. 57, 942 (1984).
2. Григоров В. А., Мартынович Е. Ф., Токарев А. Г. УФЖ, 28, 784 (1983).
3. Evans B. D., Stapelbrock M. Sol. St. Csmmun.. 32, 765 (1980).
4. Atabekyan R. R., Ezoyan R. K., Gevorgyan V. A. Phys. Stat. Sol. (b), 129, 321 (1985).
5. Mitchell E. W. I., Rtgden J. D., Townsend P. D. Phil. Mag., 5, 1013 (1960).
6. Вахидов Ш. А., Хатамов Д. Р., Янибаев М. Изв. АН Уз.ССР, серия физ.-мат. наук, 1, 69 (1969).

ԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՎԱԾ ԿՈՐՈՒՆԻԻ ԿԼԱՆՄԱՆ  
ԵՐԱՆԳԱՆՈՒ ՄԵՁ 285 և՛ ՇԵՐՏԻ ՀԱՅՏՆԱԲԵՐՈՒՄԸ

Վ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ռ. Կ. ԵՁՈՑԱՆ,  
Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ, Վ. Խ. ՍԱՐԿԻՍՈՎ

Մասնակիորեն բեռնացված լույսի օգնությամբ հայտնաբերվել է 285 նմ կլանման շերտ՝ հարուցված 50 ՄԷՎ էլեկտրոններով՝ կորունդի բյուրեղներում: Ճառագայթված բյուրեղները 285 և 275 նմ լույսով զրգռելիս դիտվել է ֆոտոլյումինեսցենցիա, համապատասխանաբար 440 և 475 նմ երանգանու տիրույթներում: Հաստատվել է, որ ֆոտոլյումինեսցենցիայի մարումը տեղի է ունենում էքսպոնենցիալ օրենքով:

# DETECTION OF 285 nm ABSORPTION BAND AT THE BOMBARDMENT OF CORUNDUM WITH FAST ELECTRONS

V. V. HARUTYUNYAN, V. A. GEVORGYAN, R. K. EZOYAN,  
G. N. ERITSYAN, V. KH. SARKISOV

Using partially polarized light, an absorption band at 285 nm of the colored centre was detected in the  $\alpha$ - $Al_2O_3$  monocrystal bombarded with 50 MeV electrons. During the excitation in the 285 nm band, the photoluminescence was observed in the 440 nm region. During the excitation in the 275 nm band the radiation with maximum at 475 nm was also observed. The duration of photoluminescence in 440 and 475 nm bands was measured at 77 and 300 K. The photoluminescence was found to decay according to the exponential law.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 135—141 (1989)

УДК 533.537.5

## ПРОБОЙ ГАЗОВ СВЕРХСИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. Г. АРУТЮНЯН, А. К. ИШОЕВ

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 сентября 1988 г.)

В работе рассмотрены процессы, ответственные за ионизацию газа и развитие электронной лавины в сверхсильном электромагнитном поле. Обсужден вопрос о взаимодействии внешнего поля с атомами, приводящем к уменьшению потенциала ионизации и, как результат, увеличению сечения ионизации атома электронным ударом. Рассмотрена также роль процессов, при которых происходит электронное ударное возбуждение атомов с последующей ионизацией высокочастотным туннельным эффектом. С учетом сказанного рассчитана постоянная развития лавины ионизации газов, обсуждена область параметров плазмы и излучения, в которых исследуемый процесс оказывается существенным. Расчеты проведены для излучения линейной и циркулярной поляризации.

При взаимодействии электромагнитной волны с газом происходят процессы, приводящие к ионизации. Это многофотонная ионизация или ВЧ туннельный эффект [1], электронная лавинная ионизация — пробой газа [2, 3]. Эти процессы не только могут иметь место одновременно, но и оказывать взаимное влияние. Теория пробоя газа, развитая в [2], применима для полей умеренной мощности. Для решения задачи пробоя газа

# DETECTION OF 285 nm ABSORPTION BAND AT THE BOMBARDMENT OF CORUNDUM WITH FAST ELECTRONS

V. V. HARUTYUNYAN, V. A. GEVORGYAN, R. K. EZOYAN,  
G. N. ERITSYAN, V. KH. SARKISOV

Using partially polarized light, an absorption band at 285 nm of the colored centre was detected in the  $\alpha$ - $Al_2O_3$  monocrystal bombarded with 50 MeV electrons. During the excitation in the 285 nm band, the photoluminescence was observed in the 440 nm region. During the excitation in the 275 nm band the radiation with maximum at 475 nm was also observed. The duration of photoluminescence in 440 and 475 nm bands was measured at 77 and 300 K. The photoluminescence was found to decay according to the exponential law.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 135—141 (1989)

УДК 533.537.5

## ПРОБОЙ ГАЗОВ СВЕРХСИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. Г. АРУТЮНЯН, А. К. ИШОЕВ

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 сентября 1988 г.)

В работе рассмотрены процессы, ответственные за ионизацию газа и развитие электронной лавины в сверхсильном электромагнитном поле. Обсужден вопрос о взаимодействии внешнего поля с атомами, приводящем к уменьшению потенциала ионизации и, как результат, увеличению сечения ионизации атома электронным ударом. Рассмотрена также роль процессов, при которых происходит электронное ударное возбуждение атомов с последующей ионизацией высокочастотным туннельным эффектом. С учетом сказанного рассчитана постоянная развития лавины ионизации газов, обсуждена область параметров плазмы и излучения, в которых исследуемый процесс оказывается существенным. Расчеты проведены для излучения линейной и циркулярной поляризации.

При взаимодействии электромагнитной волны с газом происходят процессы, приводящие к ионизации. Это многофотонная ионизация или ВЧ туннельный эффект [1], электронная лавинная ионизация — пробой газа [2, 3]. Эти процессы не только могут иметь место одновременно, но и оказывать взаимное влияние. Теория пробоя газа, развитая в [2], применима для полей умеренной мощности. Для решения задачи пробоя газа

сверхсильным электромагнитным полем в работах [3—5] развит другой подход. В сверхсильном электромагнитном поле, когда выполнено условие  $\varepsilon_0 \gg I$ , где  $\varepsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$  — средняя колебательная энергия электронов в поле волны частоты  $\omega$  и амплитуды электрического вектора  $E_0$ ,  $I$  — потенциал ионизации атома, внешнее поле может исказить атомное поле настолько, что это может привести к появлению значительной вероятности ВЧ туннельного эффекта как с основного, так и с возбужденных состояний. Одновременно искажение поля приводит к уменьшению потенциала и, как следствие, к увеличению сечения ионизации электронным ударом.

Настоящая работа посвящена исследованию пробоя газа электромагнитным полем большой амплитуды, с учетом влияния внешнего поля на сечение ионизации электронным ударом, и мгновенной ионизации возбужденных состояний атомов в результате ВЧ туннельного эффекта.

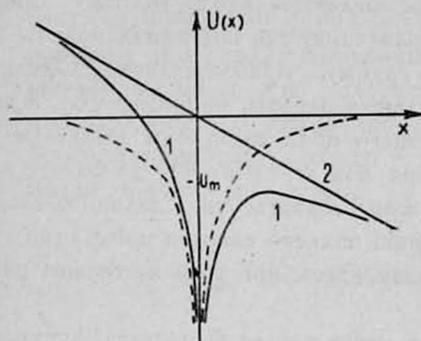


Рисунок 1. Результирующее поле (кривые 1), в котором находится атомный электрон при наложении внешнего электрического поля (2). Пунктирная линия соответствует кулоновскому полю.

Если атом находится в однородном внешнем электромагнитном поле, то полагая в простейшем случае потенциал ядра кулоновским, потенциальная энергия электрона в дипольном приближении есть (рис. 1)

$$U(x) = -\frac{e^2}{|x|} - eEx. \quad (1)$$

Минимальное значение полной энергии, при которой электрон сможет покинуть атом, можно определить, если найти максимум потенциальной энергии:

$$\varepsilon_{\min} = -2e(e|E|)^{1/2}.$$

Таким образом энергия, необходимая для ионизации атома, будет меньше энергии ионизации невозмущенного атома  $I_0$  на величину  $2e(e|E|)^{1/2}$ :

$$I = I_0 - 2e(e|E|)^{1/2}.$$

Необходимо отметить, что приведенные рассуждения допустимы только для внешних полей, при которых возмущение энергии основного состояния несущественно. Мерой воздействия волны на основное состояние является изменение энергии этого состояния во втором порядке эффекта Штарка  $\Delta\varepsilon = (eE_0\alpha_0)^2 / I_0$ , где  $\alpha_0$  боровский радиус. Если сравнить эту энергию со средней колебательной энергией электрона в поле  $\varepsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$ , то получим  $\Delta\varepsilon / \varepsilon_0 = 2(I_0 / I_H) \cdot (\hbar\omega / I_0)^2$ , где  $I_H$  — энергия ионизации атома водорода. Отсюда видно, что сдвиг энергии  $\Delta\varepsilon \approx \varepsilon_0 (\hbar\omega / I_0)^2$  для ИК и более длинноволнового излучения пренебрежимо мал.

Например, при  $\lambda=10$  мкм  $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 < 10^{-4}$  и вплоть до  $\varepsilon_0 \approx 10$  эВ сдвиг  $\Delta\varepsilon$  можно пренебречь.

Современные мощные генераторы излучения оптического и инфракрасного диапазонов позволяют получать излучение, при фокусировке которого возможно достижение значений  $E$ , при которых уменьшение потенциала ионизации, согласно (2), становится существенным. Снижение потенциала ионизации приводит к увеличению сечения ионизации атома электронным ударом  $\sigma_i(\varepsilon)$  и, тем самым, к росту значений постоянной развития лавины ионизации  $\gamma(\varepsilon)$ . Влияние уменьшения энергии ионизации на сечение ионизации электронным ударом учитывается через потенциал ионизации, входящий в рассматриваемое сечение. При этом не учитывается угловая зависимость электронов, вылетающих после ионизации атомов. Предполагается, что все электроны вылетают вдоль силовых линий электрического поля волны, т. е. в направлении, где потенциал ионизации наиболее мал, что является достаточно грубым приближением. Однако, учитывая теоретические и экспериментальные работы, например [6], в которых показано, что в отсутствие внешнего поля электроны вылетают в зависимости от энергии обоих электронов под углом от  $45^\circ$  до  $60^\circ$  от направления налетающего электрона, можно сказать, что сделанное выше приближение может привести к завышению полного сечения ионизации самое большее в два раза. Качественные результаты при этом не теряют ценности.

В сверхсильном световом поле имеет место и другой процесс, приводящий к ионизации газа. Он состоит в электронном ударном возбуждении атома с последующей его ионизацией в результате ВЧ туннельного эффекта в сверхсильном электромагнитном поле. Такой процесс имеет очень большую вероятность уже при напряженностях поля, при которых ВЧ туннельный эффект из основного состояния пренебрежим, но существенно снижает потенциал ионизации.

Скорость ионизации газа сверхсильным электромагнитным полем, с учетом обоих процессов, дается выражением

$$\gamma = n_0 \sum_{k=2}^{\infty} \langle \sigma_{Bk} v \rangle W_k + n_0 \langle \sigma_i v \rangle, \quad (3)$$

где усреднение проводится по периоду колебаний поля и по начальным фазам рождения электрона в поле,  $W_k$  — вероятность ВЧ туннельной ионизации атома из  $k$ -ого возбужденного состояния [7], которая зависит от поляризации излучения, и для линейной поляризации имеет вид

$$W_k = \frac{\sqrt{6\pi}}{4} \left( \frac{\omega_k}{\omega} \right)^{1/2} \left( \frac{\varepsilon_0}{I_0 - \varepsilon_{1k}} \right)^{1/4} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\omega_k}{\omega} \left( \frac{I_0 - \varepsilon_{1k}}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} \right\},$$

где  $\omega_k = \varepsilon_{1k}/\hbar$ ,  $\varepsilon_{1k}$  — энергия возбуждения  $k$ -ого состояния атома. Для сечения возбуждения и ионизации воспользуемся формулами, предложенными Дравином [8]:

$$\sigma_{Bk}(\varepsilon) = 4\pi a_0^2 \left( \frac{I_{11}}{\varepsilon_{1k}} \right)^2 \beta_1 f_{1k} \frac{u-1}{u^2} \ln(1,25 \beta_2 u), \quad (4)$$

$$\sigma_i(\varepsilon) = 2,66 \pi a_0^2 \left(\frac{I_n}{I}\right)^2 \xi \cdot \beta_1 \frac{u_1 - 1}{u_1^2} \ln(1,25 \beta_2 u_1). \quad (5)$$

Здесь  $u = \varepsilon/\varepsilon_{1k}$ ,  $u_1 = \varepsilon/I$ ,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — подгоночные коэффициенты  $\sim 1$ ,  $\varepsilon_{1k}$  — энергия возбуждения,  $\xi$  — число эквивалентных электронов на основном уровне,  $f_{1k}$  — силы осцилляторов для переходов атомов из основного в возбужденное состояние.

Если акт столкновения электрона с атомом происходит во внешнем поле напряженности  $E$ , то в выражении для сечения ионизации (5) вместо  $I$  необходимо подставить формулу (2). В электромагнитной волне линейной поляризации электрическое поле имеет вид  $E = E_0 \sin \omega t$ , скорость электрона в таком поле  $v = (eE_0/m\omega) \times (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)$ . Пусть  $\omega \ll \omega_i$ , частоты ионизации атома  $\omega_i = I_0/h$ , т. е. допустим, что за время, при котором происходит ионизация атома, изменение внешнего поля пренебрежимо мало. Это условие имеет место для излучения ИК и более длинноволнового диапазонов. При таких предположениях потенциал ионизации можно записать в виде  $I = I_0 - 2e (eE_0 |\sin \omega t|)^{1/2}$ .

Введя обозначение  $\varphi = \omega t$ ,  $\varphi_0 = \omega t_0$ , получим окончательное выражение для  $\gamma$ :

$$\begin{aligned} \gamma(\varepsilon_0) = & n_0 \sum_{k=2}^{\infty} \frac{f_{1k}}{\varepsilon_{1k}} \gamma_k \omega_k + \alpha n_0 \times \\ & \times \iint \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2 - I_0 + 2e (\omega |\sin \varphi| (m\varepsilon_0)^{1/2})^{1/2}}{(I_0 - 2e (\omega |\sin \varphi| (m\varepsilon_0)^{1/2})^{1/2}) \varepsilon_0^{3/2} |\cos \varphi_0 - \cos \varphi|^3} \times \\ & \times \ln \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2}{I_0 - 2e (\omega |\sin \varphi| (m\varepsilon_0)^{1/2})^{1/2}} d\varphi_0 d\varphi, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\gamma_k = \beta \iint \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2 - \varepsilon_{1k}}{\varepsilon_0^{3/2} |\cos \varphi_0 - \cos \varphi|^3} \ln \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2}{\varepsilon_{1k}} d\varphi_0 d\varphi,$$

и  $\alpha, \beta$  — константы. Здесь интегрирование ведется по фазам рождения электронов и текущей фазе  $\varphi = \omega t$ . Область интегрирования выбирается из условия  $v > (2I/m)^{1/2}$ . Вычисление  $\gamma(\varepsilon_0)$  было проведено для случая пробоя гелия и водорода при  $\omega = 10^{12} - 10^{14}$  рад/с (что соответствует субмиллиметровому и ИК диапазону). Сумма в первом слагаемом при расчетах была ограничена  $k=4$ , т. к. силы осцилляторов для переходов в состояния с  $k > 4$  пренебрежимо малы. Полученные зависимости  $\gamma(\varepsilon_0)$  приведены на рис. 2. Кривая  $\omega \rightarrow 0$  соответствует случаю  $I = I_0$ , т. е. отсутствию влияния поля на потенциал ионизации.

Представляется интересным также рассмотреть пробой газов циркулярно поляризованным излучением. Отличительной особенностью циркулярной поляризации является тот факт, что вектор электрического поля волны не меняется по величине, а меняет только направление. Если выполнено условие  $\omega \ll \omega_i$ , то поле можно считать постоянным. Тогда для  $\gamma$  при одинаковой плотности мощности излучения, как и в случае линейной поляризации, будем иметь:

$$\gamma_{\text{и}}(\varepsilon_0) = n_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{f_{1k}}{\varepsilon_{1k}} \gamma_{k\text{и}} W_{k\text{и}} + \alpha' \int \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi - I_0 + 2e(\omega(2\varepsilon_0 m)^{1/2})^{1/2}}{(I_0 - 2e(\omega(2\varepsilon_0 m)^{1/2})^{1/2} \varepsilon_0^{3/2} |\sin^3 \varphi|)^{1/2}} \ln \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi}{I_0 - 2e(\omega(2\varepsilon_0 m)^{1/2})^{1/2}} d\varphi, \quad (7)$$

где

$$\gamma_{k\text{и}} = \beta' \int \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi - \varepsilon_{1k}}{\varepsilon_0^{3/2} |\sin^3 \varphi|} \ln \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_{1k}} d\varphi$$

и

$$W_{k\text{и}} = \frac{\omega_k}{\omega} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\omega_k}{\omega} \left( \frac{I_0 - \varepsilon_{1k}}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} \right\}.$$

Здесь интегрирование производится по фазе  $\varphi = \frac{\omega}{2} (t - t_0)$ ,  $W_{k\text{и}}$  есть вероятность туннелирования электрона из атома в поле циркулярно поляризованной волны. Графики зависимостей  $\gamma_{\text{и}}$  приведены на рис. 3.

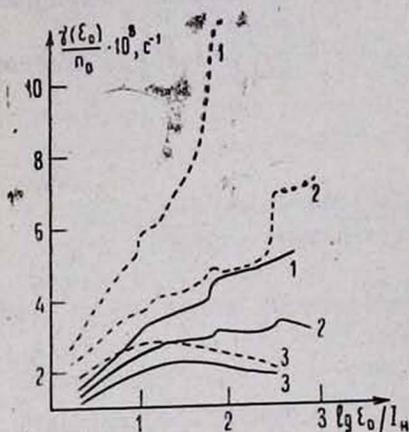


Рисунок 2. Зависимость скорости развития лавины ионизации от средней осцилляторной энергии электрона в поле волны линейной поляризации для водорода (пунктирные кривые) и гелия (непрерывные кривые): 1 —  $\omega = 10^{14}$  рад/с; 2 —  $\omega = 3 \cdot 10^{13}$  рад/с; 3 —  $\omega \rightarrow 0$ .

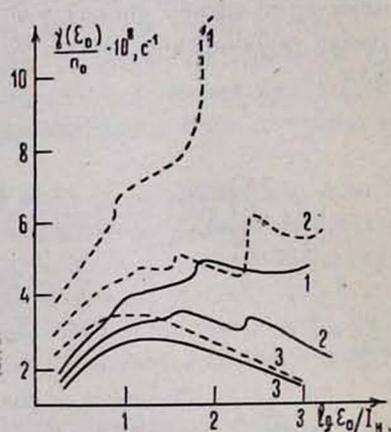


Рисунок 3. Скорость развития лавины ионизации при пробое циркулярно-поляризованным излучением для водорода (пунктирные кривые) и гелия (непрерывные кривые): 1 —  $\omega = 10^{14}$  рад/с; 2 —  $\omega = 3 \cdot 10^{13}$  рад/с; 3 —  $\omega = 10^{12}$  рад/с.

Искажение атомного поля также приводит к ионизации атома за счет ВЧ туннельного эффекта из основного состояния. Этот механизм может конкурировать с ударной ионизацией, поэтому представляется интересным сравнить их. Скорость ионизации газа с учетом этих двух механизмов дается выражением

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0 \left( W + n_e \langle \sigma v \rangle \right), \quad (8)$$

где  $W$  — вероятность ВЧ туннельного эффекта атома из основного состояния:

$$W = \frac{\sqrt{6\pi}}{4} \frac{I_0}{h} \mu^{1/2} \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2}}{3} \mu^{-1} \right\},$$

а  $\mu = \hbar\omega / I_0 \cdot (\epsilon_0 / I_0)^{1/2}$  — параметр, характеризующий процессы в сильных полях.

Соотношение вкладов в электронную концентрацию от обоих процессов можно определить из условия  $W(\mu) / \langle \sigma v \rangle = n_e$ . Если  $n_e$  очень мало, что соответствует начальной стадии ионизации газа, то можно найти  $\mu$ , при котором вклады от обоих процессов в электронную концентрацию одинаковы  $W(\mu_{кр}) / \langle \sigma v \rangle \approx 1$ , где  $\mu_{кр} = 0,0185$ . Таким образом, при  $\mu < \mu_{кр}$  вкладом туннельной ионизации можно пренебречь, и электронная концентрация растет за счет ударной ионизации. В случае  $\mu > \mu_{кр}$  на начальной стадии преобладает туннельная ионизация, но как только  $n_e$  достигнет значения, при котором  $W(\mu) / \langle \sigma v \rangle < 1$ , вклад в электронную концентрацию от механизма ударной ионизации, увеличивающийся по экспоненте, начинает превалировать. Из формулы (2) легко получить падение потенциала ионизации, выраженное через  $\mu$ :

$$\Delta I / I_0 = 2\sqrt{2} e \left( \frac{m}{I_0 \hbar^2} \right)^{1/4} \mu^{1/2}.$$

Для атома гелия, при  $\mu = \mu_{кр}$  имеет  $\Delta I / I_0 \approx 0,4$ . Следовательно можно сказать, что туннельный эффект начинает проявляться только после того, как потенциал ионизации уменьшится на  $\approx 9$  эВ. Это приведет к увеличению сечения ионизации электронным ударом почти в два раза, что сделает очень важным учет этого эффекта.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле, Атомиздат, М., 1978.
2. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. Изд. Мир, М., 1969.
3. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 5, 702 (1979).
4. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике, № 9 (1978), стр. 12.
5. Арутюнян С. Г., Изнагъев А. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 7, 604 (1981).
6. Друкарев Г. Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами. Изд. Наука М., 1978, гл. 7.
7. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 47, 1949 (1964).
8. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. Изд. Мир, М., 1976, стр. 34.

#### ԳԱԶԻ ՊԱՐՊՈՒՄԸ ԳԵՐՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՎ

Ս. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՅԱՆ, Ա. Կ. ԻՇՈՆՎ

Դիտարկվում են զերոսինդ էլեկտրամագնիսական դաշտում գազի իոնացման և էլեկտրոնային հոսանքի զարգացման համար պատասխանատու պրոցեսները: Քննարկվում է արտաքին դաշտի փոխազդեցությունը ատոմների հետ, որը բերում է իոնացման պոտենցիալի փոքրացմանը և, ինչպես արդյունք, էլեկտրոնային հարվածով ատոմի իոնացման կտրվածքի մեծացմանը: Դիտարկվում է նաև էլեկտրոնների հարվածային զրգումը հետագա իո-

ևացումով՝ պայմանավորված բարձր հաճախության թունելային էֆեկտով: Քննարկվում է նաև պլազմայի պարամետրերի տիրույթը, որում էական են հետազոտվող սրբյուհները: Հաշվարկները կատարվել են դժային և ցիրկուլյար բևեռացում ունեցող ճառագայթման համար:

## GAS BREAKDOWN BY STRONG ELECTROMAGNETIC FIELD

S. G. HARUTYUNYAN AND A. K. ISHOEV

The processes responsible for gas ionization and electron avalanche development in superstrong electromagnetic field have been considered. The interaction of external field with atoms leading to the decrease in ionization potential and, as a result, to the increase of cross section of atom ionization by electron shock is discussed. We also consider the role of processes, in which the electron shock excitation of atoms with following ionization by high-frequency tunnel effect takes place. The constant of gas ionization avalanche development is calculated with due regard for the aforesaid and the range of parameters of plasma and radiation within which this process is essential is examined. The calculations were carried out for linear and circular polarizations of the radiation.

УДК 621.315.592

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 141—143 (1989)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## ДИАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

А. А. КИРАКОСЯН, М. К. КУМАШЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 июня 1988 г.)

Получено выражение для диамагнитной восприимчивости квантовой ямы. Рассмотрены случаи вырожденного и невырожденного газов. Проведено сравнение с орбитальным диамагнетизмом свободного электронного газа.

Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, особенно молекулярно-лучевой эпитаксии [1], сделавшие возможным выращивание различных полупроводниковых структур, стимулировали экспериментальные и теоретические исследования систем с пониженной размерностью [2], в частности, структур с квантовыми ямами (КЯ).

В данном сообщении проведен расчет диамагнитной восприимчивости электронного газа в квантовой яме, находящейся в слабом магнитном поле  $H$ , перпендикулярном оси КЯ (ось  $z$ ).

Гамильтониан электрона (без учета спина) имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \left( -i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{z}{\lambda_H^2} \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z), \quad (1)$$

где  $\lambda_H = (c\hbar / eH)^{1/2}$  — магнитная длина,  $m$  — эффективная масса электрона,  $V(z)$  — потенциал КЯ, который берется в виде прямоугольной ямы с глубиной  $V_0$  и шириной  $d$ . В дальнейшем ограничимся случаем, ког-

ևացումով՝ պայմանավորված բարձր հաճախության թունելային էֆեկտով: Քննարկվում է նաև պլազմայի պարամետրերի տիրույթը, որում էական են հետազոտվող սրբյուհները: Հաշվարկները կատարվել են դժային և ցիրկուլյար բևեռացում ունեցող ճառագայթման համար:

## GAS BREAKDOWN BY STRONG ELECTROMAGNETIC FIELD

S. G. HARUTYUNYAN AND A. K. ISHOEV

The processes responsible for gas ionization and electron avalanche development in superstrong electromagnetic field have been considered. The interaction of external field with atoms leading to the decrease in ionization potential and, as a result, to the increase of cross section of atom ionization by electron shock is discussed. We also consider the role of processes, in which the electron shock excitation of atoms with following ionization by high-frequency tunnel effect takes place. The constant of gas ionization avalanche development is calculated with due regard for the aforesaid and the range of parameters of plasma and radiation within which this process is essential is examined. The calculations were carried out for linear and circular polarizations of the radiation.

УДК 621.315.592

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 141—143 (1989)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## ДИАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

А. А. КИРАКОСЯН, М. К. КУМАШЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 июня 1988 г.)

Получено выражение для диамагнитной восприимчивости квантовой ямы. Рассмотрены случаи вырожденного и невырожденного газов. Проведено сравнение с орбитальным диамагнетизмом свободного электронного газа.

Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, особенно молекулярно-лучевой эпитаксии [1], сделавшие возможным выращивание различных полупроводниковых структур, стимулировали экспериментальные и теоретические исследования систем с пониженной размерностью [2], в частности, структур с квантовыми ямами (КЯ).

В данном сообщении проведен расчет диамагнитной восприимчивости электронного газа в квантовой яме, находящейся в слабом магнитном поле  $H$ , перпендикулярном оси КЯ (ось  $z$ ).

Гамильтониан электрона (без учета спина) имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \left( -i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{z}{\lambda_H^2} \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z), \quad (1)$$

где  $\lambda_H = (c\hbar / eH)^{1/2}$  — магнитная длина,  $m$  — эффективная масса электрона,  $V(z)$  — потенциал КЯ, который берется в виде прямоугольной ямы с глубиной  $V_0$  и шириной  $d$ . В дальнейшем ограничимся случаем, ког-

да  $V_0 \gg \hbar^2 / md^2 \gg \hbar^2 / m\lambda_n^2$ , а магнитное поле учтем с помощью теории возмущений. В рамках сделанных приближений для спектра энергии электрона получим:

$$E_{nk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_1 n^2 + \delta H_{nn}, \quad (2)$$

где  $\vec{k}(k_x, k_y)$  — волновой вектор электрона в плоскости КЯ,  $E_1 = \hbar^2 \pi^2 / 2md^2$  — энергия основного ( $n=1$ ) квантового уровня в яме,  $n=1, 2, 3, \dots$ ,

$$\delta H_{nn} \cong E_1 \left( \frac{d}{\pi \lambda_n} \right)^2 \left[ \frac{1}{3} \left( \frac{d}{\lambda_n} \right)^2 \left( 1 - \frac{3}{2\pi^2 n^2} \right) - k_y d \right]. \quad (3)$$

Вычислив с помощью (2) и (3) плотность свободной энергии [3], для диамагнитной восприимчивости получим следующее выражение

$$\chi = - \frac{e^2 d k_B T}{12 \pi \hbar^2 c^2} \sum_n \left( 1 - \frac{6}{\pi^2 n^2} \right) \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\mu - E_1 n^2}{k_B T} \right) \right], \quad (4)$$

где химпотенциал  $\mu$  определяется из условия нормировки через плотность электронов  $N$  и температуру  $T$ :

$$N = \frac{m k_B T}{\pi d \hbar^2} \sum_n \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\mu - E_1 n^2}{k_B T} \right) \right]. \quad (5)$$

Перейдем к рассмотрению различных предельных случаев.

1. Если электронный газ в КЯ вырожден, то в квантовом пределе, когда заполнен только первый уровень размерного квантования в яме, т. е.  $E_1 < \mu < E_2$ , из (4) и (5) следует, что

$$\chi = -\chi_0 \left( 1 - \frac{6}{\pi^2} \right), \quad \chi_0 = \frac{e^2 d^2 N}{12 m c^2}. \quad (6)$$

Сравним (6) с орбитальным диамагнетизмом свободного электронного газа [4]:

$$|\chi / \chi_L| = (\pi^2 - 6) \frac{N d^2}{k_F} \cong 1,25 (N \cdot d^3)^{2/3}, \quad (7)$$

где  $k_F = (3 \pi^2 N)^{1/3}$  — фермиевское волновое число. В рассматриваемом квантовом пределе наибольшее значение  $|\chi / \chi_L|_{\max} \cong 3,5$  соответствует плотности  $N_{\max} = 3 \pi / 2 d^3$ . При плотностях  $N < N_0 \cong 0,72 d^{-3}$   $|\chi / \chi_L| < 1$ .

Когда заполнено много уровней размерного квантования ( $\mu \gg E_1$ ), из (4) и (5) получаем

$$\chi \cong -\chi_0, \quad (8a)$$

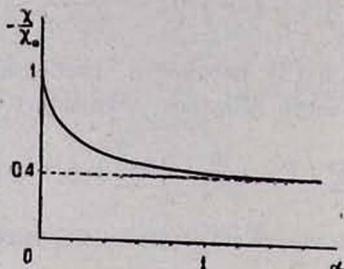
что отличается от (6) лишь коэффициентом 0,39, обусловленным наличием «весового» множителя  $n$ -ого уровня  $(1 - 6/\pi^2 n^2)$ , который заметно отличается от единицы лишь для малых  $n$ .

2. Для невырожденного электронного газа с помощью (4) и (5) получаем, что

$$\chi = -\chi_0 \left[ 1 + \frac{6}{\pi^2} \frac{A(\alpha)}{A'(\alpha)} \right], \quad (8)$$

где  $A(\alpha) = \sum_n n^{-2} \exp(-\alpha n^2)$ , а параметр  $\alpha = E_1/k_B T$ . График зависимости  $\chi$  от  $\alpha$  представлен на рисунке. В рассматриваемом случае критерий невырожденности принимает вид

$$\frac{2Nd^3}{\pi} \frac{\alpha}{|A'(\alpha)|} \ll 1. \quad (9)$$



В классической области  $\alpha \ll 1$  ( $\lambda_B \ll d$ ,  $\lambda_B$  — дебройлевская длина волны электрона) из (8) получаем выражение (6а), при этом из критерия (9) следует, что  $N \geq \pi^{3/2}/4d^3$ . В квантовой области  $\alpha > 1$  (но без нарушения (9)), основной вклад в  $A(\alpha)$  дает первое слагаемое, и из (8) получается формула (6). Однако в данном случае формула (6) применима только для значений плотности  $N \ll \pi/2d^3 \alpha \exp \alpha$ , т. е. при существенно меньших значениях  $N$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Esaki L., Chang L. L. Thin Solid Films, v 36, p. 285 (1976).
2. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. Изд. Мир, М., 1985.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, ч. 1. Изд. Наука, М., 1976.
4. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. Изд. Мир, М., 1974.

#### ԱՋԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻԱՄԱԳՆԵՏԻՎԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Մ. Դ. ԿՈՄԱՇՅԱՆ

Ստացված է քվանտային փոսի դիամագնետական ընկալունակության համար արտահայտություն: Քննարկված են ալլասերված և ոչ ալլասերված գազի դեպքերը: Կատարված է համեմատություն ազատ էլեկտրոնային գազի ուղեծրային դիամագնետականության հետ:

#### DIAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF FREE ELECTRONS IN A QUANTUM WELL

A. A. KIRAKOSYAN M. K. KUMASHYAN

An expression for the diamagnetic susceptibility of a quantum well is obtained. The cases of degenerate and nondegenerate gases are considered. The comparison with orbital diamagnetism of free electrons gas is carried out.

К 85-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА А. И. АЛИХАНОВА  
(АЛИХАНИЯЦА)

Р. О. АВАКЯН

В марте 1989 г. исполнилось 85 лет со дня рождения выдающегося ученого, советского физика-экспериментатора, одного из основоположников экспериментальной ядерной физики в СССР академика Абрама Исааковича Алиханова (Алиханянца).

Выдающийся вклад Абрама Исааковича в становлении советской ядерной физики определяется не только его личными научными достижениями, но и той направляющей и организующей ролью, которую всегда играл Абрам Исаакович в отечественной ядерной физике, формируя новые научные направления, привлекая к работе на этих направлениях целые научные коллективы. Академик А. И. Алиханов занимает почетное место в той блестящей плеяде воспитанников Ленинградского физико-технического института, которая в значительной мере определила развитие советской экспериментальной физики вообще, а в особенности ядерной физики и техники.

Абрам Исаакович родился 4 марта 1904 г. в городе Гандзак (ныне г. Кировобад) в семье машиниста-железнодорожника. Детские годы он провел в г. Тбилиси, где и получил среднее образование. В 1923 г. Алиханов направляется в Петроград и поступает в Петроградский политехнический институт. Научная деятельность Абрама Исааковича начинается со студенческой скамьи, когда академик А. Ф. Иоффе стал привлекать талантливую молодежь в Ленинградский физико-технический институт, директором которого он являлся. В 1927 г. А. И. Алиханов был зачислен в штат Ленинградского физико-технического института, а уже через несколько лет сам возглавил одну из лабораторий института.

Уже первые же научные работы А. И. Алиханова, выполненные в Ленинградском физико-техническом институте, отличались богатым творческим замыслом и изяществом. В 1930—33 гг. А. И. Алиханов занимался исследованиями оптики рентгеновских лучей. Исследуя полное внутреннее отражение рентгеновских лучей, он, в частности, показал впервые применимость классической оптики Френеля и Максвелла к явлениям отражения жестких рентгеновских лучей от прозрачных и поглощающих сред.

С 1933 г. Абрам Исаакович одним из первых советских физиков включается в исследования атомного ядра, интуитивно чувствуя колоссальные научно-технические возможности, кроющиеся в субатомной области строения материи. Занимаясь в те годы экзотическим процессом образования позитронов  $\gamma$ -лучами в кулоновском поле ядра, он создал эффективную методику исследования энергетических спектров позитронов. Разработанный им новый магнитный спектрометр, получивший в научной литературе

название магнитный спектрометр Алиханова, в сочетании с газоразрядными счетчиками, работающими на совпадении, позволил регистрировать сравнительно редкие процессы рождения позитронов, исследовать их энергетические спектры, изучать зависимость выхода позитронов от энергии  $\gamma$ -квантов, от порядкового номера элемента и т. д. Исследуя процесс конвертирования  $\gamma$ -лучей естественных радиоактивных элементов в свинцовых фольгах, Абрам Исаакович обнаружил наличие позитронов и в отсутствие конвертора из тяжелого вещества, что и привело его к открытию нового явления образования электронно-позитронной пары в результате внутренней конверсии энергии возбужденного ядра.

В процессе изучения явления возникновения электронно-позитронных пар им были разработаны новые методы измерения энергии и изучения свойств жесткого  $\gamma$ -излучения. Измеряя число пар и их энергию, можно определить энергию  $\gamma$ -квантов и их интенсивность. В 1938 г. А. И. Алиханов отмечал: «С открытием и детальным исследованием явления возникновения пар физика обогатилась не только ценными сведениями о свойствах  $\gamma$ -излучения, но также приобрела новые методы для дальнейшего изучения свойств и энергии  $\gamma$ -излучения ядер. Парная конверсия действительно стала эффективным средством ядерной спектроскопии. Здесь уместно отметить, что эта методика впоследствии с успехом использовалась для детектирования  $\gamma$ -квантов на ускорителях электронов высоких энергий. Следует также отметить, что методика совпадения газоразрядных счетчиков в магнитном спектрометре Алиханова положила начало развитию советской ядерной электроники.

А. И. Алиханов с сотрудниками, в числе которых был брат Артем Исаакович Алиханян, в то время также занимался изучением рассеяния и торможения быстрых электронов в веществе и исследованиями формы  $\gamma$ -спектров радиоактивных веществ, представляющих в то время принципиальный интерес. Результаты по рассеянию быстрых релятивистских электронов показали, что все основные закономерности удовлетворительно описываются релятивистской теорией Дирака. Исследования  $\gamma$ -спектров обнаружили зависимость формы спектра электронов и позитронов от порядкового номера элемента. Из работ этого периода также стоит отметить изящный эксперимент, подтверждающий справедливость законов сохранения энергии и импульса при аннигиляции позитронов и не заверченный из-за начавшейся войны эксперимент по обнаружению отдачи, испытываемой ядром  $Li^7$ , за счет испускания радиоактивным ядром  $B_7^{11}$ -нейтрино в процессе захвата орбитальных электронов. Согласно нейтринной гипотезе наблюдение вполне определенной по величине отдачи ядра при электронном захвате должно служить доказательством испускания нейтрино при  $\beta$ -распаде.

Результаты научной деятельности Абрама Исааковича (совместно с Артемом Исааковичем Алиханяном) 1935—1940 гг. были высоко оценены нашим государством. В 1939 г. Абрам Исаакович был избран членом-корреспондентом АН СССР, а 15 марта 1941 г. постановлением Народных Комиссаров СССР А. И. Алиханову и А. И. Алиханяну была присуждена Государственная премия. Вот оценка их работы:

«Государственными премиями по физико-математическим наукам

награждены также работы выдающихся молодых физиков А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна. Разработанная и осуществленная ими конструкция магнитного спектрографа для бета-лучей чрезвычайно расширила возможности эксперимента, исследующего атомное ядро.

С помощью этого прибора им удалось получить ряд интереснейших и важнейших результатов, прочно вошедших в обиход мировой науки».

Хотя в эти предвоенные годы А. И. Алиханову и его коллегам и удавалось ставить интересные эксперименты по ядерной физике, это было очень и очень не легко. Как впоследствии писал Абрам Исаакович, дело было в том, что в физико-техническом институте не было самого главного для исследования атомного ядра — не было источника частиц для бомбардировки и расщепления ими ядер. В то время источниками частиц с большой энергией были естественные радиоактивные элементы — продукты распада радия. Радий был в количестве одного грамма в Ленинградском радиевом институте (теперь им. В. Г. Хлопина), и они, пользуясь любезностью хозяев этого грамма радия, получали раз в 7—10 дней в запаянной стеклянной ампуле выделенную радием эманацию радия.

Они хорошо понимали, что таким способом долго не продержатся и надо что-то предпринимать для обеспечения будущей работы Института по ядерной физике.

Абрам Исаакович вместе с И. В. Курчатовым приняли решение построить свой циклотрон. При этом проект циклотрона делался И. В. Курчатовым с сотрудниками, а организационные работы были возложены на А. И. Алиханова. Надо отметить, что по тем временам постройка циклотрона была грандиозным делом. Значительную помощь оказал им в изготовлении электромагнита циклотрона вне плана в то время главный инженер завода Электросила проф. Д. В. Ефремов — крупнейший советский электротехник.

Впоследствии, после войны, будучи на посту министра электротехнической промышленности СССР он оказал советской физике неоценимую услугу, осуществив большую программу строительства циклотрона. Совместная работа над циклотроном сблизила А. И. Алиханова и И. В. Курчатова, и они стали близкими друзьями. Здесь следует вспомнить, что Игорь Васильевич Курчатов, занимаясь в ранний период своей работы в Ленинградском физико-техническом институте сегнетоэлектричеством, живо интересовался результатами работы соседней лаборатории, руководимой А. И. Алихановым. Абрам Исаакович же соблазнял его предложением тоже работать в этой области. Вскоре Э. Ферми с сотрудниками открыли способ получения искусственных радиоактивных элементов облучением нейтронами, и И. В. Курчатов, круто повернув свои научные интересы, начал со свойственным ему энтузиазмом работать в этой области. Война прервала совместную работу двух великих умов, создающих эпоху в науке. И. В. Курчатов перешел на работу в область оборонной техники к А. П. Александрову (защита кораблей). Но через год, в конце 1942 г., их пути снова сошлись уже в Москве, и началась новая эпопея.

В предвоенные годы лаборатория А. И. Алиханова начала работы по исследованию космических лучей. Эта его деятельность составляет замет-

ную главу в его биографии, и, что самое главное, заложила основу развития современной физики в Армении.

В эти годы намечается заметный интерес к исследованиям состава и прохождения космических лучей в различных лабораториях мира. Существующие данные по составу мягкой и жесткой компонент космических лучей были весьма скудными и, в частности, доминировало мнение о чисто электромагнитной природе мягкой компоненты, хотя некоторые указания на возможную примесь протонов и имелись. А. И. Алихановым высказывается обоснованное предположение о наличии протонов в составе мягкой компоненты космических лучей и предлагается проведение детального экспериментального исследования этого вопроса. Программа всестороннего, систематического изучения состава космических лучей и поисков «третьей компоненты», предложенная А. И. Алихановым и А. И. Алиханяном, легла в основу подготовки высокогорной экспедиции по исследованию космических лучей в Ленинградском физико-техническом институте. Планировалось проведение экспедиции в горах Памира, но начавшаяся война поставило под угрозу ее осуществление. Однако исключительное значение, которое придавалось исследованию фундаментальных свойств материи, высокий научный авторитет А. И. Алиханова, завоеванный пионерскими работами в области ядерной физики, обусловили поддержку Академии наук и Правительства СССР. Решающую роль сыграла поддержка академиком С. И. Вавилова и Н. А. Орбели. «Ученый должен во время войны суметь сохранить трезвость ума и понимание предстоящих после войны задач», — были слова С. И. Вавилова. И несмотря на то, что повсеместно началась эвакуация крупнейших научно-исследовательских центров в глубь страны и перестройка их деятельности на нужды обороны, было решено снарядить экспедицию, но не на Памир, а в горы Армении. Подготовленное в Ленинградском физико-техническом институте оборудование для экспедиции было переброшено в Ереван, где при физико-математическом факультете Ереванского государственного университета была создана кафедра ядерной физики, при которой на первых порах базировалась экспедиция. Летом 1942 г. состоялось первое восхождение на гору Арагац, на высоту 3200 метров над уровнем моря, где на берегу озера Севлич было установлено научное оборудование и начаты эксперименты. Состав экспедиции: от Ленинградского физико-технического института А. И. Алиханов — руководитель, А. И. Алиханян, В. И. Калашникова, Л. Неменов, П. Е. Спивак, М. С. Козодаев, от ЕрГУ Н. М. Кочарян. В 1943 г. создается Академия наук Армянской ССР и А. И. Алиханов становится одним из членов — учредителей академии. В том же 1943 г. создается Физико-математический институт АН АрмССР во главе с А. И. Алиханяном, а А. И. Алиханов становится одним из первых сотрудников института. Удивительно насыщенные открытиями в области физики космических лучей были эти первые годы на Арагаце.

В первых же экспедициях в измерениях с помощью ионизационных камер и счетчиков Гейгера-Мюллера было убедительно показано, что сильноионизирующими частицами в космических лучах являются протоны с энергией 100—150 МэВ. Эти результаты, подтверждающие неоднород-

ность мягкой компоненты, и указали на существование дополнительной третьей компоненты.

Успех работы был обусловлен разработкой новой методики, сочетающей пропорциональную камеру с телескопической системой, позволившей одновременно с регистрацией частицы измерять и ее ионизирующую способность, отличать малоэнергичные протоны от электронов и мюонов.

Впервые были получены кривые ионизации жесткой и мягкой компонент космических лучей. В последней обнаружилось значительное расхождение с кривой флуктуаций ионизационных потерь электронов, свидетельствующее о наличии заметной доли сильноионизирующих частиц в мягкой компоненте космических лучей. Оценка массы этих частиц дала величину, близкую массе протона. Более тщательный анализ своих экспериментальных данных, проведенный А. И. Алихановым с сотрудниками, показал, что сильно ионизирующие частицы — протоны присутствуют как в мягкой, так и в жесткой компонентах, и скорее всего обусловлены третьей компонентой космических лучей, природу которой еще следовало установить.

За активное участие в проведении научно-исследовательских работ в области ядерной физики 29 сентября 1943 г. члена-корреспондента АН СССР А. И. Алиханова (Алиханянца) избирают академиком АН СССР. По этому поводу «Ленинградская правда» 6 октября 1943 г. пишет: «Академик А. И. Алиханов — один из ведущих физиков Советского Союза. Его деятельность посвящена одной из самых увлекательных задач современной физики, изучению атомного ядра и скрытых в нем колоссальных запасов энергии. Можно смело сказать, что именно благодаря А. И. Алиханову работы по исследованию атомного ядра в СССР занимают одно из первых мест в мире. Его работы широко известны за границей и приводятся во всех монографиях по физике атомного ядра. Академики Алиханов и Курчатов являются творцами первого советского циклотрона и мощного прибора для расщепления атомных ядер и получения искусственных радиоактивных элементов».

В феврале 1944 г. А. И. Алиханов выступил на сессии Отделения физико-математических наук АН СССР с докладом о «третьей компоненте» по существу явившейся прообразом нуклонной части адронной компоненты космических лучей. В конце 1942 г., как мы уже отмечали, А. И. Алиханов был отозван в Москву для работ над атомной программой страны. Абрам Исаакович вместе с Игорем Васильевичем Курчатовым включаются в работы по овладению атомной энергией. Два близких друга А. И. Алиханов и И. В. Курчатов, выбрав несколько различные пути, дополняли друг друга, как это и полагается настоящим друзьям.

Абрам Исаакович являлся убежденным сторонником тяжеловодного направления в реакторостроении. Ему были ясны и его не пугали стоящие на пути этого направления технические трудности, для преодоления которых он как блестящий физик-экспериментатор всегда находил остроумные решения.

В декабре 1945 г. А. И. Алиханов создает в Москве новый научный центр для работ по ядерным реакторам и ядерной физике, который теперь называется Институтом теоретической и экспериментальной физики. Он

возглавлял этот институт в течение 25 лет, и здесь в полной мере проявился его яркий талант не только большого ученого, но и крупного организатора науки. Как пишут академики Александров А. П., Железнов В. Н., Никитин С. Я., Харитонов Ю. Б. в предисловии к избранным трудам А. И. Алиханова: «Стимулирующая творческая атмосфера, созданная Абрамом Исааковичем в руководимом им институте, привлекла сюда первоклассные научные силы, в том числе таких выдающихся физиков-теоретиков, как И. Я. Померанчук, возглавлявший теоретический отдел, и Л. Д. Ландау, с которым Абрам Исаакович был связан многолетней дружбой.

Под руководством Абрама Исааковича созданный им институт в течение короткого времени занял одно из ведущих мест среди физических институтов страны.

В 1949 г. в институте теоретическо-экспериментальной физики был пущен первый в СССР тяжеловодный исследовательский реактор. Работа над созданием его была проведена в рекордно короткие сроки даже по теперешним временам.

В 1947 г. было начато проектирование реактора, в 1948 г. реактор был построен, а в апреле 1949 г. на реакторе был проведен первый критический эксперимент. Над созданием реактора Абрам Исаакович работал не только как глава института и научный руководитель проекта, он непосредственно решал все физические и технические проблемы, возникающие при строительстве реактора, не гнушаясь самой черной работой так, что создание реактора является главным образом его заслугой. Несмотря на то, что обмен научной информацией по ядерным реакторам с заграницей в те годы отсутствовал и работа в этой области в СССР из-за войны была начата значительно позже, чем в США, построенный в институте теоретической и экспериментальной физики тяжеловодный исследовательский реактор по своим показателям находился на уровне лучших реакторов за рубежом. На этом реакторе Абрам Исаакович и его сотрудники провели важные для проектирования и сооружения других реакторов измерения ядерно-физических констант и накопили необходимый опыт эксплуатации. Тем самым были заложены основы для большой работы по созданию ряда других тяжеловодных реакторов. Так, в частности, под руководством Абрама Исааковича были разработаны и сооружены опытные тяжеловодные реакторы в Югославии и КНР, с именем Абрама Исааковича связана разработка проекта тяжеловодного реактора с газовым охлаждением атомной электростанции А-1, вступившей в строй в 1972 г. в ЧССР».

За выдающиеся заслуги в области реакторостроения Абраму Исааковичу в 1953 г. была присуждена Государственная премия СССР 1-ой степени. В решении говорилось: «Тов. Алиханянцу Абраму Исааковичу в 1953 г. присуждена Государственная премия СССР первой степени и присвоено звание лауреата Государственной премии СССР за выполнение специального задания правительства».

А в 1954 г. ему было присвоено звание Героя Социалистического Труда. Абрам Исаакович был членом Научно-технического Совета при Совете народных комиссаров СССР по вопросам создания атомного оружия.

Удивительным предвидением развития необходимых перспективных работ обладал Абрам Исаакович. Так, на одном из заседаний Совета при

обсуждении плана строительства дубнинского ускорителя председатель Совета Ванников спросил: «Зачем мы строим такую дорогую машину, если не ожидаем получить на ней практически важных результатов?» «Чтобы видеть дальше,—ответил Абрам Исаакович,— когда Вы решите свою проблему и оружие будет сделано, Вы же спросите, что еще важного для нашей страны и для жизни всех людей на земле даст физика атомного ядра. Чтобы мы могли ответить на этот вопрос, надо развивать отвлеченные на первый взгляд, но на самом деле очень важные разделы науки».

Несмотря на большую загруженность, Абрам Исаакович не прерывал связь с Арагацем и вместе со своими сотрудниками продолжал принимать активное участие в исследованиях космических лучей, проводимых в Армении. В Москве разрабатывалась аппаратура, которая затем перевозилась на гору Арагац для совместных с армянскими физиками исследований. Большую помощь в этом оказывал академик П. Л. Капица, который способствовал созданию крупнейшего в то время магнита для спектрометра, разрабатываемого А. И. Алихановым с сотрудниками. Описание методики магнитного масс-спектрометра, обладающего высоким импульсным разрешением и позволяющего с большой статистической обеспеченностью проводить измерения потока космических лучей, вошло во многие учебники и монографии под названием масс-спектрометр Алиханова—Алиханяна. С помощью масс-спектрометра были окончательно подтверждены ранее полученные результаты о наличии энергичных протонов в космических лучах. Это был фундаментальный результат, так как впоследствии оказалось, что энергичные протоны определяют прохождение космических лучей через атмосферу и процессы образования частиц.

К 1947 г. существование третьей компоненты, состоящей из протонов и нейтронов и ответственной за ядерные расщепления в космических лучах, не вызывало сомнений, и одним из актуальнейших вопросов физики космических лучей стал вопрос об их составе. Этой задаче и служило развитие и усовершенствование методики магнитного спектрометра. На первых порах с помощью этой методики были получены любопытные экспериментальные данные, указывающие на то, что в космических лучах должны существовать частицы с массами в промежутке между 250 и 2000 масс электрона. В результате А. И. Алихановым с сотрудниками была высказана весьма красивая и смелая идея о большом разнообразии взаимно превращающихся друг в друга частиц—«варитренов». Хотя последующие опыты с усовершенствованной методикой и не подтвердили полностью ранее наблюдаемый спектр масс, особенно в области больших масс, однако, бесспорно, сыграли свою положительную роль в дальнейшем для стимулирования экспериментов по поискам новых частиц в космических лучах. Однако усилия, направленные на установление состава космических лучей, на создание и усовершенствование методов измерений, не пропали даром. Впоследствии с помощью этой методики были получены результаты, не потерявшие своего значения и до сегодняшнего дня.

К одному из крупных методических достижений лаборатории А. И. Алиханова надо отнести созданный ими еще в 1953 г. многонитяной пропорциональный счетчик с соответствующей электроникой для регистрации

ионизирующей способности частиц, регистрируемых на Арагацском большом постоянном магнитном спектрометре.

На международной конференции по аппаратуре физики высоких энергий в Дубне в 1970 г. в своем репортерском докладе проф. Шарпак отметил, что именно эти многонитяные пропорциональные счетчики стали прообразом современных проволочных пропорциональных камер с десятками тысяч нитей, работающих на линии с большими вычислительными машинами и широко, с успехом используемые в настоящее время в экспериментах по исследованию физики высоких энергий как на ускорителях, так и в космических лучах.

Уделяя большую часть своего времени решению сложных научно-технических проблем, в то же время Абрам Исаакович оставался верен своему истинному призванию — исследованию фундаментального вопроса науки — физики элементарных частиц. Ему, работающему всегда на переднем крае, была ясна необходимость создания интенсивных пучков частиц высоких энергий. И вот, в 1952 г. Абрам Исаакович стал отстаивать идею строительства в СССР ускорителей высоких энергий, работающих на принципе жесткой фокусировки. Он делал это с присущими ему нелицеприятностью и мужеством, несмотря на возражения многих авторитетов. Им (совместно с В. В. Владимирским) были инициированы работы по проектированию и сооружению в институте теоретической и экспериментальной физики протонного ускорителя с жесткой фокусировкой на энергию 7 ГэВ и Серпуховского ускорителя на энергию 70 ГэВ. Работы по созданию протонного ускорителя института теоретической и экспериментальной физики завершились пуском ускорителя в 1961 г. Ввод в строй ускорителя на 7 ГэВ дал возможность широко развернуть в институте исследовательские работы в области физики элементарных частиц.

Абрам Исаакович всегда уделял очень большое внимание развитию экспериментальной методики. По его инициативе в институте теоретической и экспериментальной физики были осуществлены разработки сцинтилляционной техники, пузырьковых и искровых камер и многих других методик.

Новый этап в научной деятельности А. И. Алиханова начинается в 1957 г. в связи с открытием Ли и Янгом несохранения четности в слабых взаимодействиях и блестящим его подтверждением в классическом эксперименте Ву.

Последствия этого открытия в процессах  $\beta$  и  $\mu$ -распадов стали предметом интенсивного исследования в различных лабораториях мира.

Эта проблема сразу же заинтересовала Абрама Исааковича, тем более, что область исследования  $\beta$ -распада всегда его увлекала. К активному обсуждению планируемых экспериментов привлекается группа ведущих экспериментаторов и теоретиков института. Это позволило в короткий срок выполнить под руководством Абрама Исааковича ряд интересных экспериментов по установлению несохранения четности в процессах  $\beta$ -распада с помощью изучения поляризации электронов в  $\beta$ -распаде.

В обстоятельной монографии А. И. Алиханова, касающейся вопроса слабого взаимодействия, рассмотрена полная экспериментальная ситуация по исследованию несохранения четности в  $\beta$ -распаде, за 1957—1959 гг.

с точки зрения теории слабого взаимодействия. При этом четко показана значимость этого открытия для более глубокого проникновения в мир атомных ядер и элементарных частиц.

Цикл работ Абрама Исааковича с сотрудниками по тончайшим измерениям продольной поляризации электронов в  $\beta$ -распаде не только подтвердил блестящие предсказания теории, но и, в случае измерения продольной поляризации электронов для  $RaE$  позволил установить также весьма важный факт сохранения временной четности в слабых взаимодействиях.

Абрамом Исааковичем с сотрудниками был выполнен эксперимент по измерению знака продольной поляризации мюонов в  $\mu$ -распаде, что дало возможность определить спиральность мюонов в этом процессе и прийти к выводу о  $V-A$  характере взаимодействия в  $\mu$ -распаде. Ряд важных экспериментов по исследованию взаимодействия пионов с нуклонами на ускорителе института теоретической и экспериментальной физики проводилось под непосредственным руководством Абрама Исааковича.

В создании одного из лучших институтов нашей страны — Института теоретической и экспериментальной физики, так же как и в весьма ответственных работах, касающихся развития нашей атомной промышленности, ядерной энергетики или Арагацской высокогорной станции по исследованию космических лучей, всюду выявлялась волевая, увлеченная наукой натура А. И. Алиханова, проявлялось его умение подбирать и воспитывать научно-технические кадры. Удивительно простой, внимательный в обращении со всеми, он умел воодушевить и подбодрить сотрудников в трудные часы работы. Абрам Исаакович был исключительно предан науке, жил в ней и для нее. Приезжая в Ереван, он живо интересовался исследованиями, проводимыми на Ереванском ускорителе, одним из инициаторов создания которого вместе с Артемом Исааковичем Алиханяном и Виктором Амазасповичем Амбардумяном был сам Абрам Исаакович Алиханов. Особо важно отметить, что на созданной А. И. Алихановым и А. И. Алиханяном постоянно действующей высокогорной станции в Армении вырос большой коллектив квалифицированных ученых не только в Армении, но и в Грузии и других республиках, часть которых впоследствии переключились на другие направления физических исследований. Вклад А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна в развитие физики в Армении трудно переоценить.

Интересы Абрама Исааковича не ограничивались физикой, ничто новое, касалось ли это биологии, археологии или истории, не оставляло его равнодушным. Он также глубоко понимал, любил и ценил искусство, музыку, живопись, литературу. Среди его друзей были не только прославленные физики, как И. В. Курчатов, Л. Д. Ландау, Л. А. Арцимович, П. Л. Капица и др., но также и Мартирос Сарьян, Аветик Исаакян, Э. Асратян и др.

В последние годы жизни А. И. Алиханов много внимания уделял проблемам использования достижения физики в борьбе со злокачественными опухолями. Толчком, побудившим предпринять первые практические шаги в этом направлении, явилась болезнь И. Я. Померанчука.

Изучение проблемы сразу показало, что даже для первых опытов нужно проделать очень большую работу. Пришлось заново разработать

всю дозиметрическую технику, создать оборудование для формирования протонных пучков и специальную аппаратуру для укладки больных. Развитие всей этой работы в институте теоретической и экспериментальной физики оказалось возможным лишь благодаря постоянному интересу и поддержке А. И. Алиханова.

Большие научные и государственные заслуги не мешали Абраму Исааковичу быть крайне простым и доброжелательным в общении независимо от того, касалось ли это научных или сугубо личных вопросов.

Тяжелая болезнь омрачила последние годы жизни Абрама Исааковича. Борясь с ней, он продолжал работать. 8 декабря 1970 г. Абрам Исаакович скончался.

Абрам Исаакович Алиханов хорошо понимал роль науки в современном обществе и как ученый и руководитель крупного научного центра сознавал свою ответственность перед государством, перед своим советским народом. И хотя ему не всегда было просто и легко, но всегда он оставался человеком высокой гражданской принципиальности, достойным сыном своего народа, нежно любившим свою Родину, отличавшимся глубокой преданностью науке.

Абрам Исаакович одновременно со своей насыщенной научно-организаторской деятельностью активно участвовал и в общественной жизни страны.

Он являлся депутатом Моссовета.

Заслуги А. И. Алиханова получили высокую оценку. Он был удостоен высоких правительственных наград: звания Героя Социалистического Труда, награжден двумя орденами Ленина, орденом Трудового Красного Знамени, медалями и трижды удостоивался звания лауреата Государственной премии (1941 г., 1948 г., 1953 г.).

Жизнь Абрама Исааковича является примером беззаветного служения науке и своему народу и должна вдохновлять нашу современную научную молодежь быть достойными преемниками своих прославленных отцов.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ  
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ  
ИЗВЕСТИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
ФИЗИКА

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>К. А. Барсуков, Э. А. Геворкян.</i> К теории отражения и прохождения электромагнитных волн при их взаимодействии с периодически неоднородной диэлектрической пластиной в волноводе	106
<i>Р. С. Варданян.</i> Об одном приближении в задачах переноса излучения в стохастических средах	112
<i>С. В. Арутюнян, Т. Н. Гарегинян, Р. С. Оганесян, М. А. Плузян.</i> Урегулирование концентрирования магнитных частиц в суспензиях магнитным полем в присутствии стоячей звуковой волны	116
<i>А. Г. Горелик, Ж. Б. Хачатрян.</i> Оптический метод определения газового состава верхней атмосферы, использующий эффект Доплера	122
<i>Э. А. Касаманян, М. А. Чалабян, А. В. Петросян.</i> Резонансное прохождение электронов сквозь тонкую пленку, находящуюся в продольном магнитном поле	126
<i>В. В. Арутюнян, В. А. Геворкян, Р. К. Езоян, Г. Н. Ерицян, В. Х. Саркисов.</i> Обнаружение полосы поглощения 285 нм при облучении корунда быстрыми электронами	131
<i>С. Г. Арутюнян, А. К. Ишоев.</i> Пробой газов сверхсильным электромагнитным полем	135

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>А. А. Киракосян, М. К. Кумашян.</i> Диамагнитная восприимчивость свободных электронов в квантовой яме	141
--	-----

## ХРОНИКА

<i>Р. О. Авакян.</i> К 85-летию академика А. И. Алиханова (Алиханянца)	144
--	-----

Կ. Ա. Բարսուկով, Է. Ա. Գևորգյան. <i>Էլեկտրամագնիսական ալիքների անդրադարձման և անցման տեսության մասին ալիքատարում տեղավորված պարբերական օրենքով անհամասեռ դիէլեկտրիկ թաղանթի հետ նրանց փոխազդեցության ժամանակ</i>	173
Ի. Ս. Վարդանյան. <i>Ստոխաստիկ միջավայրերում ճառագայթման տեղափոխման խնդիրներում մի մոտավորության մասին</i>	112
Ս. Վ. Հարությունյան, Բ. Ն. Գարեգինյան, Ու. Ս. Հովհաննիսյան, Մ. Ա. Պլուզյան. <i>Սուպերհիտներում մագնիսական մասնիկների խտացման կարգավորումը մագնիսական դաշտով կանգուն ձայնային ալիքի առկայության դեպքում</i>	113
Ա. Գ. Գորելիկ, Ժ. Բ. Խաչատրյան. <i>Մթնոլորտի վերին շերտերի զազային բաղադրության որոշման օպտիկական մեթոդը Դոպլերի էֆեկտի միջոցով</i>	122
Զ. Հ. Կասամանյան, Մ. Ա. Չավարյան, Ա. Վ. Պետրոսյան. <i>Էլեկտրոնների ռեզոնանսային անցումը երկայնական մագնիսական դաշտում գտնվող բարակ թաղանթով</i>	126
Վ. Վ. Հարությունյան, Վ. Ա. Գևորգյան, Ռ. Կ. Նզդյան, Հ. Ն. Ներիցյան, Վ. Խ. Սարկիսով. <i>Արագ էլեկտրոններով ճառագայթված կորունդի կլանման երանգանու մեջ 285 նմ շերտի հայտնաբերումը</i>	131
Ս. Հ. Հարությունյան, Ա. Կ. Իշուկ. <i>Գազի պարպումը գերուժեղ էլեկտրամագնիսական դաշտով</i>	135

ԿԱՐՃ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Ս. Ա. Կիրակոսյան, Մ. Ղ. Ղուկասյան. <i>Ազատ էլեկտրոնների դիամագնիսական ընկալունակությունը քվանտային փոստում</i>	141
--	-----

Խ Ր Ո Ն Ի Կ Ա

Մ. Թ. Ավագյան. <i>Ակադեմիկոս Ա. Ի. Ալիխանովի (Ալիխանյանց) 80-ամյակի առթիվ</i>	144
---	-----