ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

40, N3, 2005

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ
40

№ 3

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2005

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

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

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

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

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.155-166 (2005)

УДК 537.86

КВАЗИКОГЕРЕНТНОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЦЕПОЧКИ ЗАРЯДОВ В ВОЛНОВОДЕ

Л.Ш. ГРИГОРЯН, Г.Ф. ХАЧАТРЯН, А.А. СААРЯН,
Х.В. КОТАНДЖЯН, С.Р. АРЗУМАНЯН, М.Л. ГРИГОРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 июля 2004 г.)

Исследовано черенковское излучение цепочки равноудаленных зарядов, движущихся по оси волновода круглого сечения, заполненного прозрачным диэлектриком со слабой дисперсией. Обоснована возможность формирования квазикогерентного излучения, которое может испускаться в узкой (квазимонохроматическое излучение) или широкой полосе частот. Дано наглядное объяснение этому явлению.

1. Введение

Уникальные свойства черенковского излучения [1-6] широко используются [3,4] для регистрации релятивистских заряженных частиц на ускорителях и в космических лучах. В средах, ограниченных поверхностями раздела, оно обладает рядом особенностей, отсутствующих в случае безграничной среды. Соответствующие исследования проводились для случаев плоской границы двух сред [1,4,7], слоистых сред с цилиндрической [1,4,8-19] и сферической [20-22] симметриями, а также для ряда специальных случаев (см., напр., [23]). Ведутся исследования по генерации и регистрации микроволнового черенковского излучения [3,4,24-29], по двухпучковому механизму ускорения заряженных частиц (см., напр., [9,10,14]) и др. Полученные результаты могут иметь важные практические приложения.

В [8-10,14,18,19] развита теория черенковского излучения последовательности одномерных (нить) и трехмерных электронных сгустков, движущихся в волноводах со сплошным диэлектрическим заполнением, с каналом внутри диэлектрического заполнения и с многослойным коаксиальным диэлектрическим заполнением. В частности, показано, что на одной из частот может формироваться когерентное излучение при определенном выборе значений параметров системы. Настоящая работа посвящена одной из подобных задач: черенковское излучение цепочки зарядов, движущихся в бесконечно длинном волноводе круглого сечения с диэлектрическим заполнением. Волновод можно считать бесконечно длинным, если его длина $D >> Nd$, где N – число точечных зарядов, а d – расстояние между ними (см., напр., [30]). Полагая $d \cong 10$ см (см., напр., [9]) и $D \approx 2$ м, получаем $N << 20$. В соответствии с этим в расчетах §§2,3 использовано значение $N = 4$. Выбор круглого сечения волновода согласован с тем обстоятельством, что черенковское излучение испускается вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением движения излучающей частицы. Мы будем полагать также, что в рассматриваемом диапазоне частот диэлектрик, заполняющий волновод, является прозрачным и не обладает дисперсией (напр., таковым является тефлон в области длин волн >1мм [31,32]).

Как известно [1,4,8], заряд, движущийся с постоянной и сверхсветовой скоростью ($\mathrm{v} > c/\sqrt{\varepsilon}$) в бесконечно длинном волноводе испускает черенковское излучение на дискретных частотах

$$C_s = \frac{\mathrm{v}K_s}{a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}}, \tag{1}$$

где $J_0(\alpha_s) = 0$, a – радиус волновода, $\beta = \mathrm{v}/c$, $J_\nu(x)$ – функция Бесселя порядка $\nu = 0$, а $s = 1;2;3...$ Цепочка, состоящая из подобных эквидистантных зарядов, на участке траектории длиной L будет терять на черенковское излучение энергию

$$\delta E_N(s) = F_N(s)\delta E_1(s). \tag{2}$$

В этом выражении [1,4,8]

$$\delta E_1(s) = \frac{2q^2 L}{\varepsilon a^2 J_1^2(\alpha_s)} \tag{3}$$

– потери энергии в случае одного заряда, а q – заряд одной частицы. Множитель

$$F_N = \frac{\sin^2 N\omega_s d/2\mathrm{v}}{\sin^2 \omega_s d/2\mathrm{v}} \tag{4}$$

учитывает интерференцию волн, испускаемых зарядами [8,9]. Известно также [8], что при определенном выборе значений d, v, a и ε, когда период d/v следования зарядов кратен периоду $2\pi/\omega_s$ излучаемой волны

$$\frac{d}{\mathrm{v}} = m\frac{2\pi}{\omega_s}, \qquad m = 1;2;3... \tag{5}$$

множитель (4) принимает наибольшее значение

$$F_N = N^2. \tag{6a}$$

Подобное когерентное излучение рассматривалось на первой частоте ω_1, определяемой формулой (1) [8-10,14,18,19]. В §§2 и 3 будет показано, что возможен иной выбор значений d, v, a и ε, при котором черенковское излучение близко к когерентному ($F_N(s_*) \cong N^2$) на некоторой частоте ω_{s_*} с $s_* >> 1$ и одновременно квазикогерентно:

$$0.5N^2 \le F_N(s) \le N^2\,, \tag{6б}$$

на большом числе соседних частот ω_s, ω_{s+1}, ..., ω_{s_*-1}, ω_{s_*+1}, ..., ω_{s+n} $(n >> 1)$. Энергия подобного излучения превосходит аналогичную энергию независимо излучающих N зарядов в $\ge N/2$ раз. При этом, варьируя значения d, v, a и ε, можно менять $(\omega_{s+n} - \omega_s)/\omega_{s_*}$ в широких пределах, что может оказаться полезным для практических приложений.

2. Квазикогерентное излучение

Удобно начать с требования $F_N(s) \cong N^2$ для частот с номерами s_* и $s_* + 1$:

$$\omega_{s_*} \cong \frac{2\pi \mathrm{v}}{d} m_* \tag{7а}$$

$$\omega_{s_*+1} \cong \frac{2\pi \mathrm{v}}{d}(m_* + 1)\,. \tag{7б}$$

Подставив (1) в (7), получим

$$m_* \cong \frac{\omega_{s_*}}{\omega_{s_*+1} - \omega_{s_*}} = \frac{\alpha_{s_*}}{\alpha_{s_*+1} - \alpha_{s_*}} \cong s_* - \frac{1}{4}\,, \tag{8}$$

когда $s_* >> 1$. В справедливости (8) можно убедиться прямым вычислением α_s, однако проще воспользоваться асимптотическим разложением [33]

$$\alpha_s = \zeta + \frac{1}{8\zeta} + O(\frac{1}{\zeta^3})\,, \quad \text{где} \quad \zeta = \pi(s - \frac{1}{4})\,. \tag{9}$$

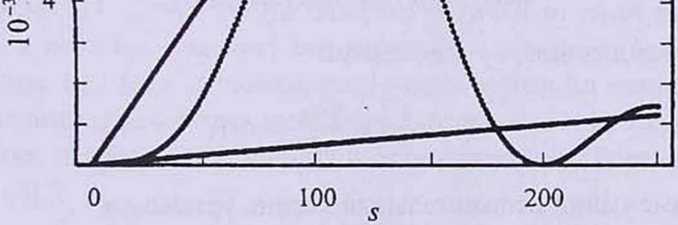


Рис.1. Потери энергии δE_N на черенковское излучение, испускаемое $N = 4$ равноудаленными зарядами (средняя кривая), движущимися по оси волновода, заполненного прозрачным диэлектриком без дисперсии, в зависимости от порядкового номера частоты ω_s. Расстояние d между зарядами определяется равенством (10), $s_* = 100$, $b = \varepsilon a^2 / 2q^2 L$. Нижняя прямая – случай $N = 1$. Верхняя прямая – случай $N = 4$, когда d определяется согласно (27).

Приближенное равенство (8) указывает на то, что в (7a) натуральное число m_* следует выбрать равным s_*. Подставив $m_* = s_*$ и (1) в (7a) и опустив малые слагаемые $\sim s_*^{-2}$ и выше, получим

$$d \cong \frac{2a}{1-1/4s_*}\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}\,. \tag{10}$$

На рис.1 представлен график функции $\delta E_N(s)$ для случая $N = 4$. Расстояние между зарядами определяется равенством (10) при $s_* = 100$. Для сравнения там же (нижняя кривая) приведена функция $\delta E_1(s)$ (потери энергии на черенковское излучение в случае одной частицы: $N = 1$). Линейная зависимость δE_1 от s отражает известный факт (см., напр., [8]), согласно которому при $s >> 1$ частоты ω_s эквидистантны:

$$\omega_{s+1} - \omega_s \cong \frac{\pi v}{a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}} \equiv \delta\omega\,, \tag{11a}$$

а излучаемая энергия пропорциональна ω_s:

$$\delta E_1(s) \cong \frac{\pi^2 q^2}{\varepsilon a^2} L(s - \frac{1}{4}) \cong \frac{q^2 L}{c^2}(1 - \frac{1}{\varepsilon\beta^2})\omega_s \delta\omega \tag{11b}$$

(ср. с [1-6]). Формально (11a) и (11b) следуют из (1) и (3) с учетом (9) и асимптотического разложения [33]

$$J_1(z) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\sin(z - \frac{\pi}{4}) \quad \text{при} \quad z >> 1 \tag{11c}$$

для функции Бесселя первого порядка. В полном согласии с (7) на рис.1

$$\delta E_N(s) / \delta E_1(s) \cong 16 = N^2 \tag{12}$$

для частот с номерами $s_* = 100$ и 101. Нетрудно показать, что условие квазикогерентности

$$0.5N^2 \delta E_1(s) \le \delta E_N(s) \le N^2 \delta E_1(s) \tag{6c}$$

удовлетворяется для всех ω_s с номерами

$$|s - s_*| \le s_* \frac{4\mu_N}{\pi N} (\equiv \Delta s)\,, \tag{13a}$$

где μ_N – наименьший положительный корень уравнения

$$2 \cdot \left(\frac{\sin\mu}{N\sin(\mu/N)}\right)^2 = 1 \tag{14}$$

(см. табл.1). Квазикогерентное излучение испускается в довольно широком диапазоне частот

$$\left|\omega_s-\omega_{s_*}\right|\le 4\omega_{s_*}\frac{\mu_N}{\pi N}. \tag{13b}$$

В случае рис.1 $s_*=100$, $N=4$, и поэтому $|s-100|\le 46=\Delta s$, а относительная ширина этого диапазона

$$\eta_N\equiv\frac{\omega_{s_*+\Delta s}-\omega_{s_*-\Delta s}}{\omega_{s_*}}=\frac{8\mu_N}{\pi N}=0.91. \tag{15}$$

Табл.1

N	2	3	4	5	10	∞
μ_N	1.571	1.463	1.431	1.416	1.398	1.392

Результаты численных расчетов указывают на то, что $\eta_N\cong 0$ уже при небольшом отклонении параметра d/a от значения, определяемого равенством (10) (отклонения $\sim 1/2s_*$). Поэтому имеется принципиальная возможность легко варьировать значение η_N в пределах от 1 до 0.

Оценим всю энергию квазикогерентного излучения:

$$\Delta E_N=\sum_{|s-s_*|\le\Delta s}\delta E_N(s)\ge\Delta s N^2\delta E_1(s_*)=\frac{4}{\pi}\mu_N s_* N\delta E_1(s_*) \tag{1b}$$

и сравним ее с энергией, испускаемой цепочкой независимо излучающих зарядов сначала в том же диапазоне частот:

$$\Delta E_{N-\text{нез}}\cong 2\Delta s N\delta E_1(s_*), \tag{17a}$$

а затем и на всех частотах от первой ω_1 до ω_{s_*}:

$$E_{N-\text{нез}}\approx 0.5 s_* N\delta E_1(s_*) \tag{17b}$$

(использованы (6b), (11b) и (13a)). Сопоставляя (16) и (17), убеждаемся в том, что ΔE_N больше как $\Delta E_{N-\text{нез}}$, так и $E_{N-\text{нез}}$: в первом случае – в $\ge N/2$ раз, а во втором случае – в >2 раза, поскольку $4\mu_N/\pi\ge 1$ (см. табл.1).

Согласно (15) параметр η_N заметно отличен от нуля только при небольшом *N*, и поэтому изменять его значение в пределах $0<\eta_N\le 1$ (управлять значением η_N) можно только, если число частиц не велико. Например, в неограниченном (сплошном) диэлектрике (предел $a\to\infty$) черенковское излучение имеет непрерывный спектр и характеризуется спектральной плотностью [1,4,5,8]

$$I_N(\omega)=F_N I_1, \tag{18a}$$

где F_N определяется равенством (4) после замены ω_s на ω, а

$$I_1(\omega)=\frac{q^2L}{c^2}\left(1-\frac{1}{\varepsilon\beta^2}\right)\omega \tag{18b}$$

(см. $\delta E_1 / \delta\omega$ в (11b)). Если даже d, v и частота ω_* подобраны так, что $F_N[\omega_* d/2\text{v}] = N^2$, все равно энергия

$$\Delta E_{N\text{-сплош}} = \int I_N(\omega)d\omega, \tag{19}$$

испускаемая в любом конечном диапазоне частот $[\omega_* - \Delta\omega, \omega_* + \Delta\omega]$, оказывается пропорциональной N [7,34] (предполагается $\Delta\omega \geq 2\pi\text{v}/Nd$, где N – достаточно большое число). Это следует, напр., из приближенной формулы

$$F[x] = \frac{\sin^2 Nx}{\sin^2 x} \cong \pi N \sum_n \delta(x - \pi n), \quad n = 0, \pm1, \pm2, ... \tag{20}$$

справедливой для достаточно больших N [34]. Как видим, для подобных N квазикогерентное излучение отсутствует ($\eta_N \cong 0$).

3. Интерференция волн в области, непосредственно прилегающей к источнику излучения

Равенство (10) допускает наглядную интерпретацию. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим первый заряд (самый правый вдоль направления движения). На рис.2 он расположен в точке А. Второй, третий и все последующие заряды цепочки (они не приведены на рис.2) отстоят от первого заряда на расстояниях d, $2d$ и т.д. Проследим за черенковской волной $W_1(A;t)$ (пунктир), испускаемой первым зарядом в малой окрестности точки А. Распространяясь, в некоторый момент времени t_B волна $W_1(A;t_B)$ достигнет окрестности точки В, отразится от внутренней поверхности волновода, и в некоторый последующий момент времени t_C пересечет траекторию зарядов (ось волновода) в окрестности точки С под тем же углом θ, под которым была испущена. К этому моменту времени $W_1(A;t_C)$ отстанет от своего источника (первый заряд), который, двигаясь со сверхсветовой скоростью, окажется правее, вблизи некоторой точки A_C.

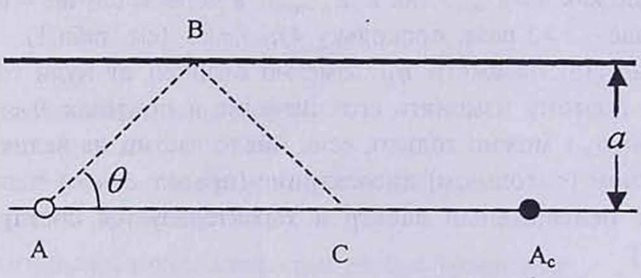


Рис.2.

Как уже отмечалось, второй заряд в цепочке находится левее, на расстоянии d от первого, и если

$$d \cong CA_C\,, \tag{21}$$

то он будет пересекать окрестность точки С одновременно с волной $W_1(A;t_C)$. Волна $W_2(C;t \cong t_C)$, испускаемая вторым зарядом в окрестности точки С, будет формироваться и одновременно интерферировать с $W_1(A;t_C)$ для всех $t \ge t_C$. Результат интерференции может сопровождаться подавлением либо усилением этих волн в зависимости от того или иного значения разности фаз.

Зная направление черенковского излучения:

$$\cos\theta = \frac{c}{\mathrm{v}\sqrt{\varepsilon}}\,, \tag{22}$$

радиус волновода a и скорость частиц v, легко рассчитать расстояние

$$CA_C = 2a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1} \tag{23}$$

волны $W_1(A;t_C)$ от своего источника, и поэтому согласно (21)

$$d \cong 2a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}\,. \tag{24}$$

В этом случае генерация волн в областях, непосредственно прилегающих ко второму, третьему и последующим зарядам, будет происходить одновременно с их интерференцией с волнами, ранее испущенными впереди летящими зарядами. Значение d, определяемое более точной формулой (10), превышает (24) на небольшую величину

$$\delta d \cong \frac{a}{2s_{\bullet} - 0.5}\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1} << d \tag{25}$$

$(s_{\bullet} >> 1)$. Соответствующее время пролета

$$\frac{\delta d}{\mathrm{v}} = \frac{T_{s_\bullet}}{4} \tag{26}$$

– четверть периода $T_{s_\bullet} = 2\pi/\omega_{s_\bullet}$, характерного для полосы частот (13b). Этим обеспечивается разность фаз, необходимая для усиления излучения.

Резюмируя, можно утверждать, что на рис.1 всплеск энергии черенковского излучения в области $|s - 100| \le 46$ связан с тем обстоятельством, что в областях, непосредственно прилегающих к каждому из зарядов (за исключением первого), одновременно происходят два процесса: испускание и интерференция волн. Подобная картина может иметь место для всех d, кратных значению (24) и, в частности, при

$$d \cong 8a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}\,. \tag{27}$$

В [18] (см. раздел III.2) на основе проведенных численных расчетов автор пришел к выводу, что продольная составляющая поля излучения сгустков заряженных частиц в цилиндрическом волноводе растет прямо пропорционально числу сгустков, если период d следования сгустков определяется равенством (27). Автор ограничился констатацией этого обстоятельства. Добавим, что это не случайно, поскольку условие когерентности (6а) в случае (27) преобразуется к равенству

$$m \cong 4s - 1 + \frac{2}{\pi^2 (4s-1)} + O(\frac{1}{\zeta^3}), \tag{28a}$$

где m – произвольное натуральное число. Приняв

$$m = 4s - 1, \tag{28b}$$

можно удовлетворить (6а) с тем большей точностью, чем больше s. Соответствующие значения s получаются из условия квазикогерентности (6b), которое приводит к неравенству

$$s \geq \frac{N}{2\pi\mu_N}. \tag{29}$$

При этом расстояние (11а) между соседними частотами кратно циклической частоте следования зарядов в цепочке $\omega_d = 2\pi v/d$, а именно:

$$\Delta\omega \cong 4\omega_d. \tag{28c}$$

Множитель 4 в этом выражении обусловлен геометрией задачи (цилиндр круглого сечения).(В (28с) и в знаменателях равенств (8) и (9) (выражение для ζ) одна и та же четверка). На рис.1 верхняя, по существу, прямая линия соответствует (27). При этом $\delta E_N / \delta E_1 \cong 16 = N^2$, где $N = 4$, а (29) сводится к неравенству $s \geq 0.4$, и поэтому удовлетворяется для всех $s = 1;2;3,...,M$, где M – номер предельной частоты ω_M, выше которой необходимо учитывать поглощение излучения и дисперсию вещества, заполняющего волновод.

Как видим, спектр черенковского излучения сильно зависит от d/a. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим энергию

$$E_N = \sum_{s=1}^{M} \delta E_N(s), \tag{30}$$

излучаемую на всех частотах ω_s от первой ω_1 до ω_M, в зависимости от безразмерного параметра

$$x = \frac{d}{2a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}}. \tag{31}$$

На рис.3 приведена кривая $E_N(x)$ для $N = 4$ и $M = 150$. Пунктирная прямая – случай одного заряда E_1. Как видим, функция $E_N(x)$ периодически испытывает сильные спады и подъемы. Для большинства значений x излучаемая энергия $E_N(x) \cong NE_1$, и поэтому для этих x заряды в цепочке излучают, по существу, независимо друг от друга. Функция $E_N(x)$ приближается к максимально возможному значению $N^2 E_1$ только при $x \cong 1;2;3$ и 4, т.е. когда d кратно значению (24). В полном согласии с (27) $E_N(x) \cong N^2 E_1$ при $x \cong 4$. В этом случае цепочка на каждой частоте $\omega_s \le \omega_M$ излучает по существу так, как если бы все заряды слились в один точечный заряд (случай $x = 0$).

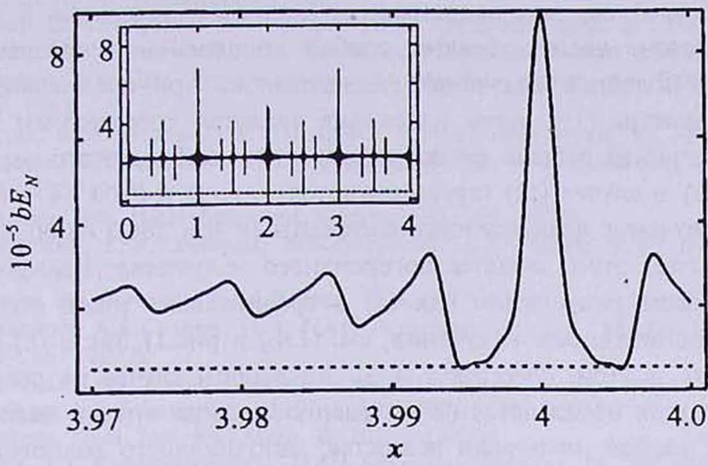


Рис.3. Полная энергия (30) черенковского излучения цепочки из $N = 4$ зарядов в зависимости от безразмерного параметра (31). Пунктирная прямая – случай одного заряда: E_1. **В** верхнем левом углу – графики функций $E_N(x)$ и E_1 для $0 \le x \le 4$. $M = 150$, $b = \varepsilon a^2 / 2q^2 L$.

Спады и подъемы, подобные представленным на рис.3, наблюдались экспериментально [35-37] для переходного излучения. Измерялась полная энергия этого излучения в далекой инфракрасной области (ср. с (30)). Излучение генерировалось цепочкой электронных сгустков на установке SUNSHINE (Стэнфордский университет, США). Наблюдаемые при этом спады и подъемы объяснялись интерференцией волн вблизи радиатора, т.е. в области, непосредственно прилегающей к излучающим сгусткам. Для осуществления подобной интерференции была создана и отъюстирована специальная система зеркал и отражателей, направляющих переходное излучение от одного сгустка электронов к другому (ср. с рис.2).

Обсуждаемые спады и подъемы являются результатом суммирования большого числа гармонических колебаний с близкими частотами. Подобные явления могут иметь место и в других областях физики. В двухуровневых атомах, находящихся в поле резонансной электромагнитной волны, спады и подъемы могут иметь место на кривой зависимости разности заселенностей уровней энергии атома от времени. Это возможно, если внешнее поле представляет собой суперпозицию состояний с разным числом фотонов [38-41] или если центры тяжестей атомов описываются суперпозицией состояний с разными дискретными (и эквидистантными) значениями импульса [42].

4. Заключение

В работе исследовано черенковское излучение, генерируемое эквидистантными точечными зарядами, которые со сверхсветовой скоростью перемещаются по оси бесконечно длинного волновода круглого сечения. При этом предполагается, что заполняющее волновод вещество в рассматриваемом диапазоне частот обладает слабой дисперсией и прозрачно. Ранее [8-10,14,18,19] подобное излучение исследовалось при специальном выборе $x \cong 1.306$ параметра (31), когда излучение является когерентным на частоте ω_1. Новизна нашей работы заключается в ином выборе этого параметра: (а) $x = 1/(1-1/4s_\bullet)$ в случае (10) (предполагается $s_\bullet >> 1$) и (б) $x = 4$ в случае (27). При этом излучение является квазикогерентным (см. (6с)) на большом числе частот и за счет этого мощнее когерентного излучения. Квазикогерентное излучение может испускаться как (а) в сравнительно узкой полосе частот (квазимонохроматическое излучение, см. (13b) и рис.1), так и (b) в широкой полосе частот ω_s (см. (29), рис.1 и 3). Во втором случае на всех частотах, удовлетворяющих неравенству (29) и расположенных внутри диапазона прозрачности и слабой дисперсии вещества, заполняющего волновод, цепочка излучает так, как если бы она слилась в один точечный заряд. Дано наглядное объяснение этому явлению.

В ускоряющих системах мы имеем дело с цепочкой не точечных зарядов, а сгустков заряженных частиц (электроны). К тому же сгустки должны перемещаться по прорезанному в диэлектрике каналу для уменьшения ионизационных потерь. Важно учесть и (слабое) поглощение излучения в диэлектрике, а также конечную длину волновода. Поэтому в дальнейшем предстоит решить задачу, более адекватно отражающую реальную ситуацию.

Наличие проводящего слоя, опоясывающего твердый диэлектрик, не обязательно [1], ибо черенковское излучение испытывает полное внутреннее отражение от поверхности цилиндрического диэлектрика. Это важное обстоятельство, поскольку равенства (10) и (27) предполагают довольно точное задание d, a, ε и v. Между тем имеются объективные неопределенности (в знании ε и т.д.) и объективные ограничения (d определяется частотой группирования электронных сгустков на ускорителе и др.). Ситуация упрощается, если проводящий слой заменить газом, окружающим цилиндрический диэлектрик, поскольку в (10) и (27) появится диэлектрическая проницаемость ε_0 газа. Плавно меняя давление p газа, можно будет с необходимой точностью подобрать нужное значение $\varepsilon_0(p)$.

Авторы благодарны А.Р.Мкртчяну за многочисленные обсуждения и ценные критические замечания, а также Э.А.Беглояну, А.Ж.Мурадяну и Г.Г.Оксузяну за обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках гранта 1361 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Б.М.Болотовский**. УФН, **62**, 201 (1957); **75**, 295 (1961).
2. **В.Л.Гинзбург**. УФН, **69**, 537 (1959).
3. **Дж.Джелли**. Черенковское излучение и его применения. М., ИЛ, 1960.
4. **В.П.Зрелов**. Излучение Вавилова-Черенкова и его применения в физике высоких энергий, т.I,II, М., Атомиздат, 1968.
5. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
6. **И.М.Франк**. Излучение Вавилова-Черенкова. Вопросы теории. М., Наука, 1988.
7. **Г.М.Гарибян, Ян Ши**. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН АрмССР, 1983.
8. **Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев**. Изв. АН АрмССР, Физ.-мат. науки, **16**, 79 (1963).
9. **А.С.Варданян, Э.Д.Газазян, А.Д.Тер-Петросян**. Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 35 (1999); **34**, 195 (1999).
10. **А.С.Варданян**. Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 323 (1999).
11. **А.С.Котанджян, Г.Ф.Хачатрян, А.В.Петросян, А.А.Саарян**. Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 115 (2000).
12. **Э.А.Беглоян, В.Г.Кочарян, Э.М.Лазиев**. Изв. ВУЗов, Радиофизика, **43**, 715, (2000).
13. **А.С.Котанджян, А.А.Саарян**. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 310 (2001); **37**, 135 (2002); **37**, 263 (2002).
14. **А.С.Варданян**. Изв. ВУЗов, Радиофизика, **45**, 33 (2002).
15. **A.S.Kotanjyan, A.A.Saharian**. Mod. Phys. Lett., **A17**, 1323 (2002).
16. **A.S.Kotanjyan**. Nucl. Inst. and Meth. **B**, **201**, 3 (2003).
17. **А.А.Саарян, А.С.Котанджян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 288 (2003).
18. **В.Г.Кочарян**, Синхротронное, переходное и черенковское излучения в резонаторах и волноводах. Канд. дисс., ЕрФИ, Ереван, 2003.
19. **В.Г.Кочарян**. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 93 (2004).
20. **С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, Г.Ф.Хачатрян**. Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 106 (1995).
21. **L.Sh.Grigorian, H.F.Khachatrian, P.F.Kazarian**. In Proc. of the 8th Inter. Symp. on the Science & Technology of Light Sources (LS-8), Greifswald, Germany, 1998, p.396.
22. **Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян**. Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 267 (1998); cond-mat/0001322; **37**, 327 (2002).
23. **Э.М. Лазиев, Г.С. Оксузян**. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **6**, 467 (1971).
24. **В.Л. Гинзбург**. ДАН СССР, **56**, 253 (1947).
25. **M. Danos, S. Geshwind, H. Lashinsky, A. van Trier**. Phys. Rev., **92**, 828 (1953).
26. **Л.Г. Ломизе**, Радиотехника и электроника, №5, 707 (1960).
27. **Л.Г. Ломизе**. ЖТФ, **31**, 301 (1961).
28. **Г.А. Аскарян**, ЖЭТФ, **41**, 616 (1961); **48**, 988 (1965).
29. **D. Saltsberg, P. Gorham, D. Walz**, et al., hep-ex/0011001.
30. **E.D. Gazazyan, S.S. Elbakyan, K.A. Ispiryan, A.D. Ter-Pogosyan**. Transition radiation formation zone in waveguide. Proc. of EPAC-2002, Paris, France, 3-7 June 2002, pp. 978-980.
31. **Дж.Саусворт**, Принципы и применения волновой передачи. М., изд. Советское Радио, 1955.
32. **Е.М. Воронкова, Б.Н. Гречушников, Г.И. Дистлер, И.П. Петров**. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., Наука, 1965.
33. Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., Наука, 1979.
34. **М.Л.Тер-Микаелян**. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1969.
35. **H.C.Lihn, P.Kung, C.Settakorn, H.Wiedemann**. Phys. Rev. Lett., **76**, 4163 (1996).
36. **C.Settakorn, M.Hernandez, H.Wiedemann**. SLAC-PUB-7587, August, 1997.
37. **C.Settakorn, M.Hernandez, K.Woods, H.Wiedemann**. SLAC-PUB-7812, May 1998; SLAC-PUB-7813, May 1998.
38. **J.H.Eberly, N.B.Narozhny, J.J.Sanches-Mondragon**. Phys. Rev. Lett., **44**, 1323 (1980).

39. **N.B.Narozhny, J.J.Sanches-Mondragon, J.H.Eberly.** Phys. Rev. A, **23**, 236 (1981).
40. **G.Rempe, H.Walter, N.Klein.** Phys. Rev. Lett., **58**, 353 (1987).
41. **V.Bužek, H.Moya-Cessa, P.L.Knight, S.J.Phoenix.** Phys. Rev. A, **45**, 8190 (1992).
42. **А.Ж.Мурадян, В.А.Погосян.** Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 139 (2003).

ԼԻՑՔԵՐԻ ՇՂԹԱՅԻ ՔՎԱԶԻԿՈՀԵՐԵՆՏ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

Լ.Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ.Ֆ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ա.Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Խ.Վ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Ս.Ռ. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, Մ.Լ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Հետազոտված է թափանցիկ և թույլ դիսպերսիա ունեցող դիէլեկտրիկով լցված ու շրջանաձև հատույթով ալիքատարի առանցքով շարժվող, հավասարահեռ լիցքերի շղթայի չերենկովյան ճառագայթումը։ Հիմնավորված է քվազիկոհերենտ, հաճախությունների նեղ (քվազիմոնոքրոմատիկ) կամ լայն տիրույթով ճառագայթման առաջացման հնարավորությունը։ Տրված է երևույթի ակնառու բացատրությունը։

QUASI-COHERENT CHERENKOV RADIATION FROM A CHAIN OF CHARGES IN WAVEGUIDE

L.SH. GRIGORYAN, H.F. KHACHATRYAN, A.A. SAHARIAN, KH.V. KOTANJYAN, S.R. ARZUMANYAN, M.L. GRIGORYAN

The Cherenkov radiation from a chain of equidistant charges moving along the axis of circular-section waveguide filled with transparent and nondispersive dielectric is studied. The possibility of creation of quasi-coherent radiation, that may be emitted in a narrow (quasi-monochromatic radiation) or wide frequency band is substantiated. A simple explanation of the phenomenon is given.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.167-173 (2005)

УДК 539.12

КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ ПРИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

С.С. ИСРАЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 мая 2004 г.)

В рамках релятивистской квантовой теории исследовано нелинейное взаимодействие заряженной частицы с когерентной электромагнитной волной в диэлектрической среде, при сильной связи "частица–волна". Показано, что в отличие от случая слабой связи, когда имеет место зонная структура связанных состояний частицы в волне, в случае сильной связи спектр состояний имеет дискретный характер и между ними возможны резонансные радиационные переходы.

1. Введение

Как известно, при взаимодействии заряженной частицы с плоско-поперечной электромагнитной (ЭМ) волной в диэлектрической среде существует критическое значение поля, выше которого волна становится для частицы потенциальным барьером или потенциальной ямой, и частица отражается или захватывается поперечной волной [1]. Это нелинейное классическое явление, так как комптоновская длина волны частицы пренебрежимо мала по сравнению с оптическими длинами реальных световых пучков, даже по сравнению с длиной ЭМ волны и, следовательно, пренебрежимо малы вероятности квантовых эффектов надбарьерного отражения и туннельного прохождения. Тем не менее, квантовое описание такого нелинейного явления существенно, так как при классическом отражении от волны или захвате частицы (что может наступать в сколь угодно слабом поле волны вблизи резонанса [2]), в результате суперпозиции квантовых состояний могут возникнуть такие явления, как квантовая модуляция [3] или зонная структура состояний частицы [4-6].

Однако, в общем случае квантовое описание вынужденного черенковского процесса с математической точки зрения точно не удается, так как оно сводится к решению уравнений Матье или Хилла. Только в одном частном случае, когда начальная скорость частицы параллельна направлению распространения волны и последняя имеет круговую поляризацию, удается точно решить уравнение Дирака для внешнего по отношению к волне электрона и получить точную квантовую картину взаимодействия с учетом вышеуказанного явления классического отражения (квантовая отдача фотона, спиновое взаимодействие) [7]. В этом случае система четырех дифференциальных уравнений Дирака первого порядка с частными производными для компонент биспинора приводится к одному обыкновенному дифференциальному уравнению четвертого порядка с постоянными коэффициентами. В остальных случаях, при наличии начального поперечного импульса электрона или при других поляризациях волны, система сводится к дифференциальным уравнениям четвертого или второго порядка с периодичными коэффициентами (типа Матье или Хилла). Следовательно, в общем случае не выяснена квантовая динамика нелинейного взаимодействия частицы с волной под углом при не слабых полях. А захват частицы волной или возникновение связанных состояний возможны лишь при нелинейном взаимодействии под углом. Отметим, что данная задача была решена в двух частных случаях: в рамках теории возмущений [8] и эйконального приближения [9], при полях, меньших вышеуказанного критического значения, когда отсутствуют явления отражения и захвата частицы волной. Изучению последнего в достаточно слабом поле волны посвящены работы [4-6], где выявлена зонная структура связанных состояний частицы, аналогичная зонной структуре энергетического спектра электронов в твердых телах [10].

Проявление квантовых эффектов в вынужденном черенковском процессе обусловлено возникновением потенциальной ямы в результате нелинейного взаимодействия и периодичностью волнового поля: частица, находящаяся в какой-либо потенциальной яме, как бы мала ни была вероятность туннелирования, чувствует влияние остальных бесчисленных ям, квантовое взаимодействие с которыми приводит к возникновению полос конечной ширины вместо дискретных уровней, т.е. к зонной структуре.

В отмеченных работах [4-6] квантовое изучение вынужденного черенковского процесса проведено на основе уравнений Клейна-Гордона и Дирака при очень малых значениях характеристического параметра связи частица–волна, но в случае, когда существенно нелинейное взаимодействие и поэтому имеет место явление отражения и захвата. Иное квантовое поведение должно проявляться в случае сильной связи, когда потенциальная яма, образовавшаяся вследствие нелинейного черенковского резонанса в поле сильной волны (лазерные пучки), может связать частицу на дне ямы. Изучению этого вопроса посвящена настоящая работа.

Рассмотрим квантовую динамику нелинейного резонансного взаимодействия заряженной частицы с сильным ЭМ полем излучения (когерентное лазерное излучение) в преломляющей среде в приближении сильной связи. При линейной или эллиптической поляризации волны релятивистское квантовое уравнение движения скалярной частицы (уравнение Клейна-Гордона) сводится к уравнению Хилла, а при круговой поляризации – к уравнению Матье. Как было отмечено выше, уравнение Дирака для спинорной частицы (электрона) в общем случае приводится к обыкновенному дифференциальному уравнению четвертого порядка для каждой компоненты биспинора. Только для волны с линейной поляризацией компоненты биспинора разделяются в уравнениях второго порядка – квадратурная форма уравнения Дирака. Последнее обстоятельство связано с пространственной симметрией полей, которое наглядно в системе покоя волны (в среде с показателем преломления $n(\omega)>1$). В этой системе существует только статическое магнитное поле, по направлению которого проекция спина частицы может принимать определенное значение. В случае плазменной среды $(n(\omega)<1)$ существует аксиальная симметрия поля в системе, которая движется со скоростью $v=cn$, где остается только однородное электрическое поле (периодичное по времени). Следовательно, в этом случае также существует определенное выделенное направление. Однако, как известно, излучение или поглощение фотонов свободным электроном в плазме запрещается законами сохранения, и система, движущаяся со скоростью $v=cn$, связана не с процессами излучения, а с процессом рождения электронно-позитронных пар [11] (система центра инерции рожденных частиц). Следовательно, разделение спиновых компонент в квадратурном уравнении Дирака при линейной поляризации волны имеет место как в диэлектрической, так и в плазменной средах, и в общем случае задача сводится к решению уравнения Хилла, а при определенных условиях – уравнения Матье. Очевидно, что при пренебрежении спинового взаимодействия квадрированное уравнение Дирака переходит в уравнение Клейна-Гордона. Следовательно, в тех случаях, когда спиновое взаимодействие не приводит к существенно новым эффектам и количественно можно им пренебречь по сравнению с зарядовым взаимодействием, квантовое уравнение движения релятивистского электрона в среде в поле произвольно поляризованной ЭМ волны представляет собой уравнение Хилла или Матье.

Для решения указанной проблемы в настоящей работе развито приближение, которое соответствует случаю сильной связи частицы с волновым полем. Получены волновая функция и энергетический спектр электрона (в системе покоя волны) в сильном поле при наличии среды. В отличие от случая слабой связи, когда проявляется зонная структура состояний электрона в волне, в случае сильной связи устанавливаются дискретные уровни, между которыми возможны резонансные радиационные переходы.

2. Волновая функция и энергетический спектр электрона в поле плоской монохроматической ЭМ волны в приближении сильной связи

Как уже было отмечено, квадрированное уравнение Дирака для электрона при пренебрежении спинового взаимодействия совпадает с уравнением Клейна-Гордона, которое в поле когерентной ЭМ волны, распространяющейся в среде, имеет следующий вид:

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \left[c^2 \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t, \mathbf{r}) \right)^2 + m^2 c^4 \right] \Psi, \tag{1}$$

где e – заряд, а m – масса электрона, $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ – оператор его обобщенного импульса, $\mathbf{A} = \mathbf{A}(t - nx/c)$ – вектор-потенциал плоской ЭМ волны, которая распространяется в среде с показателем преломления $n = n(\omega)$ по направлению OX. Векторный потенциал монохроматической волны с круговой поляризацией имеет вид

$$\mathbf{A} = \left\{ 0, A_0 \sin \omega \left(t - n\frac{x}{c} \right), A_0 \cos \omega \left(t - n\frac{x}{c} \right) \right\}. \tag{2}$$

Задачу удобно решать в системе покоя волны R (система R движется по отношению к лабораторной системе L со скоростью $V = c/n$). Легко заметить, что в этой системе существует только неоднородное магнитное поле $(E' \equiv 0, H' = H(\sqrt{n^2 - 1})/n)$, векторный потенциал которого, согласно (2), имеет следующий вид:

$$\mathbf{A}_R = \{ 0, A_0 \sin k'x', A_0 \cos k'x' \}; \quad k' = \frac{\omega}{c}\sqrt{n^2 - 1}. \tag{3}$$

От волновой функции частицы в системе R можно перейти к волновой функции в лабораторной системе посредством преобразования Лоренца

$$\Psi = \hat{S}\Psi_R, \tag{4}$$

где $\hat{S}$ – оператор преобразования.

Для волновой функции Ψ_R имеем следующее уравнение:

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi_R}{\partial t'^2} = \left[c^2 \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}_R(x') \right)^2 + m^2 c^4 \right] \Psi_R. \tag{5}$$

Из уравнения (5) видно, что t, y, z являются циклическими переменными, из чего следует, что собственные значения операторов $-i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$, $\hat{p}_y = -i\hbar\frac{\partial}{\partial y}$, $\hat{p}_z = -i\hbar\frac{\partial}{\partial z}$, которыми являются энергия и проекции y, z обобщенного импульса, сохраняются. Следовательно, решение уравнения (5) можно искать в виде

$$\Psi_R(\mathbf{r}', t) = \Phi(x') \exp\left[\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}_\perp \mathbf{r} - \frac{i}{\hbar}Et \right]. \tag{6}$$

Таким образом, для неизвестной функции $\Phi(x')$ уравнение (5) приводится к одномерному уравнению типа Шредингера:

$$\frac{d^2\Phi}{dx'^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left[E_\parallel - \frac{e^2 A_0^2}{2mc^2} + \frac{eA_0 p_\perp}{mc}\cos k'x' \right]\Phi = 0, \tag{7}$$

где

$$E_{\parallel}=\frac{E^2-m^2c^4-p_{\perp}^2c^2}{2mc^2} \tag{8}$$

есть "продольная" энергия частицы. Вследствие существующей азимутальной симметрии по направлению распространения волны OX, без нарушения общности можно принять $p_y=0$ и энергию частицы разделить на две части – энергию "поперечного" и "продольного" движений (так как в системе R движение нерелятивистское).

Уравнение (7) является уравнением типа Матье, о котором говорилось во введении. В данной работе это уравнение решается в приближении сильной связи электрона с волной, когда удовлетворяется условие

$$E_{\parallel}<<\frac{2eA_0p_{\perp}}{mc}, \tag{9}$$

и связанные состояния электрона в бесчисленном множестве потенциальных ям в периодическом поле находятся в основном на дне этих ям. В этом случае каждую яму, описываемую функцией $\cos k'x'$, можно аппроксимировать гармоническим потенциалом (выражаясь классическим языком, рассматриваются колебания электрона малой амплитуды вокруг положения равновесия). В этом приближении имеем следующее уравнение:

$$\frac{d^2\Phi}{dx'^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left[E_{\parallel}-\frac{\xi^2}{2}mc^2+\xi cp_{\perp}-\frac{\xi cp_{\perp}}{2}k'^2x'^2\right]\Phi=0\,, \tag{10}$$

где $\xi=eA_0/mc^2$ – релятивистски инвариантный параметр интенсивности сильной ЭМ волны.

Уравнение (10) является аналогом уравнения, описывающего квантовую динамику одномерного гармонического осциллятора. Следовательно, пропуская математические детали, для волновой функции связанных состояний электрона получим следующее решение:

$$\Phi_s(x')=\frac{1}{\pi^{\frac{1}{4}}}\sqrt{\frac{d}{2^s s!}}\exp\left[-\frac{x'^2}{2d^2}\right]H_s\left(\frac{x'}{d}\right), \tag{11}$$

где $H_s(x)$ – многочлены Эрмита.

Соответствующие собственным функциям (11) собственные значения энергии, т.е. спектр "продольной" энергии, пробегают дискретный ряд

$$E_{\parallel s}=\frac{\xi^2}{2}mc^2-\xi cp_{\perp}+\hbar\Omega(s+\frac{1}{2}), \tag{12}$$

где

$$d=\sqrt{\frac{\hbar}{m\Omega}},\qquad \Omega=k'\sqrt{\xi\frac{cp_{\perp}}{m}}\,.$$

Связанные состояния частицы должны удовлетворять условию Блоха и вместо дискретных энергетических уровней появятся зоны. Таким образом, для того, чтобы учесть влияние бесконечных потенциальных ям на состояния частицы, воспользуемся описанием состояний сильно связанного электрона в кристалле. Волновая функция, аналогичная функции Блоха, в этом случае имеет вид

$$\Phi_{sk}(x') = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} e^{ik\lambda' l} \Phi_s(x' - l\lambda'), \tag{13}$$

где k – квазиимпульс электрона, описывающий зонную структуру состояний. Зонная структура энергии описывается следующей формулой:

$$E_{\parallel sk} = \frac{\xi^2}{2} mc^2 - \xi c p_\perp + \hbar\Omega(s + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta E_{sk}}{2} \cos k\lambda', \tag{14}$$

где

$$\Delta E_{sk} = (-1)^s \frac{2\hbar^2}{m} \Phi_s\left(\frac{\lambda'}{2}\right) \Phi'_s\left(\frac{\lambda'}{2}\right) \tag{15}$$

есть ширина s-го уровня.

Условие применимости приближения (9), выраженное с помощью параметров лабораторной системы L, будет иметь следующий вид:

$$\frac{4mc^3 p_\perp \xi}{\hbar^2 \omega^2 (n^2 - 1)} >> 1. \tag{16}$$

Это условие обратно пропорционально условию, принятому в работе [5], где рассмотрен предел слабого поля для выяснения зонной структуры состояний частицы. Вместе с условием (16) мы можем также потребовать

$$d << \lambda', \tag{17}$$

что означает сильную локализацию частицы и пренебрежительно слабое воздействие остальных потенциальных ям на состояние частицы в данной яме. Принимая во внимание формулы (6),(13) и (14), для волновой функции электрона в системе R получим

$$\Psi_R(\mathbf{r}', t) = \exp\left[\frac{i}{\hbar} \mathbf{p}_\perp \mathbf{r}' - \frac{i}{\hbar} E(p_z, s, k) t\right] \sum_{l=-\infty}^{+\infty} e^{ik\lambda' l} \Phi_s(x' - l\lambda'), \tag{18}$$

где

$$E(p_z, s, k) = mc^2 + \frac{p_\perp^2}{2m} + \frac{\xi^2}{2} mc^2 - \xi c p_\perp + \hbar\Omega(s + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta E_{sk}}{2} \cos k\lambda'. \tag{19}$$

Приведем численные оценки для ширины уровня $s = 0$ и энергии перехода $\hbar\Omega$. В газовой среде с типичными для черенковского процесса значениями показателя преломления $n - 1 \sim 10^{-4}$ имеем следующие значения параметров: при лазере на неодимовом стекле с энергией фотона $\hbar\omega = 1{,}17$ эВ, с интенсивностью $\sim 10^{12}$ Вт/см^2 ($\xi \sim 10^{-3}$) и поперечной энергии электрона $cp_{\perp} \sim 10^{-1} mc^2$ получаем $\hbar\Omega \sim 10^{-4}$ эВ, что в лабораторной системе L составляет порядка $\sim 10^{-2}$ эВ. При этом $\lambda'/d \sim 10^3$, т.е. ширина $s=0$ энергетического уровня $\Delta E_{0k} \sim \exp(-\lambda'^2/d^2)$ – пренебрежимо малая величина. Это означает, что с большой точностью (вплоть до $s = 10^3$ уровня, в том случае, когда потенциальная яма содержит $\sim 10^7$ уровней) мы имеем дискретные уровни.

В заключение хочу выразить благодарность проф. Г.К.Аветисяну за постановку задачи и содействие при ее решении.

Работа сделана в рамках научного гранта NFSAT PH-02 082.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян**. Квантовая электроника, **1**, 54 (1972); ЖЭТФ, **62**, 1639 (1972).
2. **Г.К.Аветисян**. УФН, **167**, 793 (1997).
3. **V.M.Haroutunian, H.K.Avetissian**. Phys. Lett., **44A**, 281 (1973).
4. **Г.К.Аветисян и др.** ЖЭТФ, **113**, 43 (1998).
5. **H.K.Avetissian et al.** Phys. Lett., **244A**, 25 (1998).
6. **H.K.Avetissian et al.** Phys. Lett., **245A**, 16 (1998).
7. **С.Г.Оганесян, Г.К.Аветисян**. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **8**, 395 (1973).
8. **H.K.Avetissian**. Phys. Lett., **63A**, 7 (1977).
9. **H.K.Avetissian**. Phys. Lett., **58A**, 144 (1976).
10. **Дж.Займан**. Основы теории твердого тела. М., Мир, 1974.
11. **Г.К.Аветисян и др.** ЖЭТФ, **94**, 21 (1988).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՏԱՐԱԾՎՈՂ ՀԱՐԹ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԿԱՊԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս.Ս. ԻՍՐԱԵԼՅԱՆ

Ռելյատիվիստական քվանտային տեսության շրջանակներում ուսումնասիրված է լիցքավորված մասնիկի ոչ-գծային փոխազդեցությունը կոհերենտ էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ դիէլեկտրական միջավայրում, «ալիք-մասնիկ» ուժեղ կապի դեպքում: Ցույց է տրված, որ ի տարբերություն թույլ կապի դեպքի, երբ ալիքում կապված մասնիկի վիճակները ունեն զոնային կառուցվածք, ուժեղ կապի դեպքում վիճակների սպեկտրը դիսկրետ է, և նրանց մեջ հնարավոր են ռեզոնանսային ճառագայթային անցումներ:

QUANTUM DYNAMICS OF A CHARGED PARTICLE IN THE FIELD OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE IN A MEDIUM AT THE STRONG BOND

S.S. ISRAELYAN

In the scope of relativistic quantum theory the nonlinear interaction of a charged particle with a coherent electromagnetic wave in a dielectric medium at the strong bond of the «particle-wave» is considered. It is shown that, in contrast to the case of the weak bond of the «particle-wave» when the band structure of the particle's bound states in the wave takes place, the spectrum at the strong bond has a discrete character and resonant radiative transitions between these states are possible.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.174-180 (2005)

УДК 539.12

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ПОЛЯ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ПОД ПРОИЗВОЛЬНЫМ УГЛОМ К ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМУ МЕТАЛЛИЧЕСКОМУ ЭКРАНУ

Х.В. СЕДРАКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 июля 2004 г.)

Получены точные решения поля излучения точечной заряженной частицы при дифракционном рассеянии в общем случае угла наклона траектории частицы относительно экрана, когда экран представляет из себя идеально проводящую металлическую полуплоскость.

Как известно, при пролете вблизи металлического экрана точечной заряженной частицы возникает излучение, которое связано с дифракцией электромагнитного поля частицы на металлическом экране. Точные решения излучения частицы, когда экран представляет собой идеально проводящую металлическую полуплоскость, рассматривались в двух частных случаях геометрии движения частицы относительно экрана. В работе [1] исследован случай, когда частица летит в плоскости, перпендикулярной к ребру экрана, а в работе [2] рассмотрен случай, когда частица летит в плоскости, перпендикулярной плоскости экрана и, в то же время, параллельно ребру экрана. Однако, в связи с развитием неразрушающей диагностики пучков заряженных частиц [3-9], имеющих заметную угловую расходимость [10], необходимо иметь точные решения излучения точечной заряженной частицы при дифракционном рассеянии в общем случае угла наклона траектории частицы относительно экрана.

Потери энергии заряженной частицы при дифракционном излучении очень малы, поэтому можно предположить, что ее скорость $\mathbf{v}$ остается постоянной при движении.

Для определенности расположим ось Oz вдоль ребра экрана, а ось Ox – в плоскости экрана ($x > 0$). Пусть в момент времени $t = 0$ частица пролетает на минимальном расстоянии a_0 от ребра экрана с координатой $z(0) = 0$. Обозначим угол наклона проекции скорости частицы на плоскость xOy относительно оси Ox через θ, а через ϕ – угол между скоростью частицы и осью Oz. Для удобства обозначим через $A^0 = \{\mathbf{A}^0(\mathbf{r},t),\ \varphi^0(\mathbf{r},t)\}$ векторный и скалярный потенциалы движущейся частицы, а через $A^1=\{\mathbf{A}^1(\mathbf{r},t),\ \varphi^1(\mathbf{r},t)\}$ – потенциалы индуцированных на экране токов и зарядов (обозначим эти токи и заряды через $j^1=\{\mathbf{j}^1(\mathbf{r},t),\rho^1(\mathbf{r},t)\}$). Калибровка потенциалов лоренцева: $\partial\varphi^{0,1}/\partial t+\operatorname{div}\mathbf{A}^{0,1}=0$ (скорость света $c=1$).

Потенциалы поля являются решениями неоднородного уравнения Максвелла

$$\Delta A^0-\frac{\partial^2 A^0}{\partial t^2}=-4\pi j^0, \tag{1}$$

$$\Delta A^1-\frac{\partial^2 A^1}{\partial t^2}=-4\pi j^1, \tag{2}$$

где

$$j^0=\{\mathbf{j}^0(\mathbf{r},t),\rho^0(\mathbf{r},t)\}=\{e\,\mathbf{v}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{a}_0-\mathbf{v}t),e\delta(\mathbf{r}-\mathbf{a}_0-\mathbf{v}t)\} \tag{3}$$

есть ток и заряд дифрагирующей частицы, $\mathbf{a}_0=\{-a_0\sin\vartheta,\ a_0\cos\vartheta,\ 0\}$ – координата нахождения частицы в момент времени $t=0$, а $\mathbf{v}=\{v\sin\phi\cos\vartheta, v\sin\phi\sin\vartheta, v\cos\phi\}$ – ее скорость.

Для решения уравнений (1) и (2) с учетом граничных условий представим потенциалы и токи в виде их Фурье-образов:

$$A^{0,1}(\mathbf{r},t)=\frac{1}{(2\pi)^4}\iiiint_{-\infty}^{\infty}A_\omega^{0,1}(k_x,k_y,k_z)\exp\{-i\omega t+ik_xx+ik_yy+ik_zz\}d\omega dk_xdk_ydk_z, \tag{4}$$

$$j_x^1(x,y,z,t)=\frac{1}{(2\pi)^4}\iiiint_{-\infty}^{\infty}j_{x\omega}^1(k_x,k_y,k_z)\exp\{-i\omega t+ik_xx+ik_yy+ik_zz\}d\omega dk_xdk_ydk_z\,. \tag{5}$$

Как известно, на идеально проводящем металлическом экране тангенциальная составляющая электрического поля и нормальная составляющая магнитного поля обращаются в нуль ($E_x=E_z=H_y=0$). С учетом этих граничных условий можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2\overline{\varphi^1}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\overline{\varphi^1}}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\overline{\varphi^1}}{\partial z^2}=-\frac{\partial^2\overline{\varphi^0}}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\overline{\varphi^0}}{\partial z^2}-\frac{\partial^2\overline{A_x^0}}{\partial t\partial x}-\frac{\partial^2\overline{A_z^0}}{\partial t\partial z}, \tag{6}$$

где черта над буквами указывает, что рассматриваются значения потенциалов на поверхности $y=0$. Аналогичным образом, для x-компоненты векторного потенциала индуцированных токов на поверхности экрана имеем следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2\overline{A_x^1}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\overline{A_x^1}}{\partial z^2}-\frac{\partial^2\overline{A_x^1}}{\partial t^2}=\frac{\partial^2\overline{A_x^0}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2\overline{\varphi^0}}{\partial t\partial x}+\frac{\partial^2\overline{A_z^0}}{\partial z\partial x}-\frac{\partial^2\overline{A_z^0}}{\partial z^2}\,. \tag{7}$$

Решения уравнений (6) и (7) легко получить для их Фурье-образов:

$$\overline{A^1_{x\omega}(x,k_z)} = \int_{-\infty}^{\infty}\int A^1_x(\mathbf{r},t)\exp\{i\omega t - ik_z z\}\,dt\,dz\,, \tag{8}$$

$$\overline{\varphi^1_{\omega}(x,k_z)} = \int_{-\infty}^{\infty}\int \varphi^1(\mathbf{r},t)\exp\{i\omega t - ik_z z\}\,dt\,dz\,. \tag{9}$$

С учетом (8) и (9) последние имеют вид

$$\frac{\partial^2 \overline{\varphi^1_\omega(x,k_z)}}{\partial x^2} + p^2\,\overline{\varphi^1_\omega(x,k_z)} = (k_z^2-\tau^2)\overline{\varphi^0_\omega(x,k_z)} - i\omega\tau\,\overline{A^0_{x\omega}(x,k_z)} - \omega\,k_z\,\overline{A^0_{z\omega}(x,k_z)}\,, \tag{10}$$

$$\frac{\partial^2 \overline{A^1_{x\omega}(x,k_z)}}{\partial x^2} + p^2\,\overline{A^1_{x\omega}(x,k_z)} = i\omega\tau\,\overline{\varphi^0_\omega(x,k_z)} - p^2\,\overline{A^0_{x\omega}(x,k_z)} - i\tau\,k_z\,\overline{A^0_{z\omega}(x,k_z)}\,, \tag{11}$$

где потенциалы “нулевых” полей на поверхности экрана имеют вид

$$\overline{A^0_\omega(x,k_z)} = \frac{2\pi e}{\alpha}\exp[-\frac{a_0}{v\sin\phi}\alpha - \tau x]\,\{v_x, v_y, v_z, 1\}, \tag{12}$$

$$p^2 = \omega^2 - k_z^2;\quad \alpha = \sqrt{(\omega - k_z v_z)^2 - v_n^2 p^2}\,;$$
$$\tau = \frac{v_y}{v^2 - v_z^2}\alpha - i\frac{v_x}{v^2 - v_z^2}(\omega - k_z v_z);\quad v_n = \sqrt{v^2 - v_z^2}\,. \tag{13}$$

Для потенциалов индуцированных токов и зарядов на экране $(x > 0)$, из (10) и (11), с учетом (12) имеем:

$$\overline{\varphi^1_\omega(x,k_z)} = c_1\exp\{ipx\} + c_2\exp\{-ipx\} - \frac{2\pi e(v_x\alpha + iv_y[(\omega - k_z v_z) - \omega v_n^2])}{\alpha(v_x\alpha + iv_y[(\omega - k_z v_z))}\exp\left\{-\frac{a_0}{v_n}\alpha - \tau x\right\}, \tag{14}$$

$$\overline{A^1_{x\omega}(x,k_z)} = \frac{c_1 p}{\omega}\exp\{ipx\} - \frac{c_2 p}{\omega}\exp\{-ipx\} - \frac{2\pi e v_n^2}{v_x\alpha + iv_y(\omega - k_z v_z)}\exp\left\{-\frac{a_0}{v_n}\alpha - \tau x\right\}, \tag{15}$$

где c_1 и c_2 – постоянные интегрирования.

Если учесть, что индуцированные токи и заряды имеют поверхностный характер и их можно представить в следующем виде:

$$\rho^1(x,y,z,t) = \rho^1(x,z,t)\,\delta(y)\,,\qquad j^1_x(x,y,z,t) = j^1_x(x,z,t)\,\delta(y)\,, \tag{16}$$

то их Фурье-образы не будут зависеть от компоненты k_y, т.е.

$$\rho^1_\omega(k_x,k_y,k_z) = \rho^1_\omega(k_x,k_z)\,,\qquad j^1_{x\omega}(k_x,k_y,k_z) = j^1_{x\omega}(k_x,k_z)\,. \tag{17}$$

Учитывая (17), решение уравнения Максвелла для Фурье-компонент поля имеет вид:

$$\overline{A_\omega^1(k_x,k_z)} = 2i\pi \frac{j_\omega^1(k_x,k_z)}{\sqrt{p^2-k_x^2}}. \tag{18}$$

Поэтому, с одной стороны, $\overline{A_{x\omega}^1(x,k_z)}$ при $x>0$ дается выражением (15), с другой стороны, его можно представить с помощью (18) в виде

$$\overline{A_\omega^1(x,k_z)} = i\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_\omega^1(k_x,k_z)}{\sqrt{p^2-k_x^2}} \exp\{ik_x x\}\,dk_x. \tag{19}$$

Однако, так как вне экрана $(x<0)$ индуцированные токи и заряды отсутствуют, то

$$j_{x\omega}^1(x,k_z)\big|_{x\le 0} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} j_{x\omega}^1(k_x,k_z)\exp\{ik_x x\}\,dk_x\big|_{x\le 0} = 0, \tag{20}$$

$$\rho_\omega^1(x,k_z)\big|_{x\le 0} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \rho_\omega^1(k_x,k_z)\exp\{ik_x x\}\,dk_x\big|_{x\le 0} = 0. \tag{21}$$

Считая, что $\operatorname{Im}\omega>0$ $(\operatorname{Im}p>0)$, для конечности решения при $x>0$ из (15) имеем $c_2=0$, а связанное с наличием частицы аналитическое решение (которое зануляется при отсутствии частицы), совместимое с выражениями (15), (19) и (20), ищем в виде

$$j_{x\omega}^1(k_x,k_z) = \frac{c'}{(k_x-i\tau)\sqrt{p-k_x}}, \tag{22}$$

где $c'=\mathrm{const}$ есть неизвестный параметр.

Окончательно получаем:

$$j_{x\omega}^1(k_x,k_z) = \frac{(p-i\tau)}{(k_x-i\tau)\sqrt{p-k_x}} B_\omega(k_x,k_z), \tag{23}$$

где $B_\omega(k_x,k_z) = \dfrac{e v_n^2\sqrt{p+i\tau}}{\alpha v_x + i(\omega-k_z v_z)v_y}\exp\left\{-\dfrac{a_0}{v_n}\alpha\right\}$, $(c'=B_\omega(k_x,k_z)(p-i\tau)$, а для постоянной получим $c_1=-(2\pi\,\omega/p\sqrt{2p})B_\omega(k_x,k_z))$.

Имея значение c_1, с помощью (14) и (21) для индуцированных зарядов будем иметь:

$$\rho_\omega^1(k_x,k_z) = \left\{\frac{\omega}{p\sqrt{p-k_x}} + \frac{v_x\alpha + i v_y\left[(\omega-k_z v_z)-\omega v_n^2\right]}{\alpha v_n^2}\frac{\sqrt{p-k_x}}{k_x-i\tau}\right\} B_\omega(k_x,k_z). \tag{24}$$

Заряд и x-компонента индуцированного тока определены, а z-компоненту индуцированного тока легко можно вычислить с помощью уравнения непрерывности (учтем, что $j_y^1(\mathbf{r},t)=0$):

$$\frac{\partial \rho^1(\mathbf{r},t)}{\partial t}+\frac{\partial j_x^1(\mathbf{r},t)}{\partial x}+\frac{\partial j_z^1(\mathbf{r},t)}{\partial z}=0\,. \tag{25}$$

Для $j_{z\omega}^1(k_x,k_z)$ будем иметь:

$$j_{z\omega}^1(k_x,k_z)=B_\omega(k_x,k_z)\left[\frac{k_z}{p\sqrt{p-k_x}}+\frac{\sqrt{p-k_x}}{(k_x-i\tau)}\frac{v_x v_z}{v_n^2}+i\frac{\sqrt{p-k_x}\,[\omega v_z-k_z v^2]}{\alpha\,(k_x-i\tau)}\frac{v_y}{v_n^2}\right]. \tag{26}$$

Таким образом, имея индуцированные на экране токи и заряды, можно найти поле излучения этих токов (т.е. дифракционное поле). С учетом того, что характерный размер токов и зарядов сравним с длиной излученной волны, поле на больших расстояниях (в волновой зоне) можно найти с помощью формулы

$$A^1(\mathbf{R},t)=\frac{1}{R}\int_S j^1(\mathbf{r}',t-|\mathbf{R}-\mathbf{r}'|)\,d\,x'\,d\,z', \tag{27}$$

где $R=|\mathbf{R}|$, а интегрирование проводится по поверхности S экрана. Фурье-образ векторного потенциала поля излучения с учетом (5) и (27) имеет вид

$$A_\omega^1(\mathbf{R})=\int_{-\infty}^{\infty}A^1(\mathbf{R},t)e^{i\omega t}\,d\,t=\frac{e^{i\omega R}}{R}\,j_\omega^1(k_{x0},k_{z0}), \tag{28}$$

где $k_{x0}=\omega(R_x/R)=\omega\sin\psi\cos\varphi$, $k_{z0}=\omega(R_z/R)=\omega\cos\psi$ (использована сферическая координатная система: $x=R\sin\psi\cos\varphi$, $y=R\sin\psi\sin\varphi$, $z=R\cos\psi$).

Для Фурье-образов электрического и магнитного полей излучения

$$\mathbf{E}_\omega^1(\mathbf{R})=\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}^1(\mathbf{R},t)\mathrm{e}^{i\omega t}\,d\,t\,;\quad \mathbf{H}_\omega^1(\mathbf{R})=\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{H}^1(\mathbf{R},t)\mathrm{e}^{i\omega t}\,d\,t \tag{29}$$

имеем:

$$E_{x\omega}^1(\mathbf{R})=i\frac{\omega\sqrt{p_0-k_{x0}}}{R(k_{x0}-i\tau_0)}e^{i\omega R}B_\omega(k_{x0},k_{z0})\left\{\mathbf{1}+\frac{k_{x0}-i\tau_0}{p_0}-\frac{k_{x0}v_x}{\omega v_n^2}-i\frac{k_{x0}v_y[\omega-v_z k_{z0}-\omega v_n^2]}{\omega v_n^2\,\alpha_0}\right\},$$

$$E_{y\omega}^1(\mathbf{R})=-i\frac{\omega}{R}e^{i\omega R}B_\omega(k_{x0},k_{z0})\sin\psi\sin\varphi\times$$

$$\times\left\{\frac{\omega}{p_0\sqrt{p_0-k_{x0}}}+\frac{\sqrt{p_0-k_{x0}}}{k_{x0}-i\tau_0}\frac{v_x}{v_n^2}+i\frac{v_y[\omega-v_z k_{z0}-\omega v_n^2]}{\alpha_0 v_n^2}\frac{\sqrt{p_0-k_{x0}}}{k_{x0}-i\tau_0}\right\},$$

$$E_{z\omega}^1(\mathbf{R})=i\frac{\omega}{R}\frac{e^{i\omega R}B_\omega(k_{x0},k_{z0})\sqrt{p_0-k_{x0}}}{\alpha_0 v_n^2\,(k_{x0}-i\tau_0)}\left\{\alpha_0 v_x(\omega v_z-k_{z0})-iv_y\left[\omega k_{z0}(1+v_z^2)-v_z(\omega^2+k_z^2)\right]\right\}, \tag{30}$$

$$H_{x\omega}^1(\mathbf{R})=i\frac{\omega}{R}e^{i\omega R}B_\omega(k_{x0},k_{z0})\sin\psi\sin\varphi\times$$

$$\times\left\{\frac{k_{z0}}{p_0\sqrt{p_0-k_{x0}}}+i\frac{\sqrt{p_0-k_{x0}}}{\alpha v_n^2(k_{x0}-i\tau_0)}\left[\alpha v_x v_z+iv_y\left(\omega v_z-k_{z0}v^2\right)\right]\right\},$$

$$H^1_{y\omega}(\mathbf{R})=-i\frac{\sqrt{p_0-k_{x0}}}{R(k_{x0}-i\tau_0)}e^{i\omega R}B_\omega(k_{x0},k_{z0})\left\{\frac{k_{z0}}{p_0}[i\tau_0-k_{x0}]-k_{z0}+\frac{v_xv_z}{v_n^2}k_{x0}+i\frac{k_{x0}v_y}{\alpha v_n^2}\left[\omega v_z-k_{z0}v^2\right]\right\}.$$

$$H^1_{z\omega}(\mathbf{R})=-i\frac{(p_0-i\tau_0)\,k_{y0}}{R(k_{x0}-i\tau_0)\sqrt{p_0-k_{x0}}}e^{i\omega R}B_\omega(k_{x0},k_{z0}).$$

где $p_0=\omega\sin\psi$, $k_{y0}=\omega(R_y/R)=\omega\sin\psi\sin\varphi$, $\alpha_0=\sqrt{(\omega-k_{z0}v_z)^2-v_n^2p_0^2}$, а $\tau_0=\frac{v_y}{v^2-v_z^2}\alpha_0-i\frac{v_x}{v^2-v_z^2}(\omega-v_zk_{z0})$.

В рассматриваемой задаче полную энергию излучения W можно представить в следующем виде:

$$W=\frac{R^2}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty}dt\int d\Omega\left[\mathbf{E}^1(\mathbf{R},t)\,\mathbf{H}^1(\mathbf{R},t)\right] \tag{31}$$

(интегрирование проводится по сфере большого радиуса).

С учетом (29), перейдя от интегрирования по t к интегрированию по ω, имеем:

$$W=\frac{R^2}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\int d\Omega\left[\mathbf{E}^1_\omega(\mathbf{R},t)\,\mathbf{H}^1_\omega(\mathbf{R},t)\right]. \tag{32}$$

Выражение (32) можно представить в следующем виде:

$$W=\frac{1}{4\pi^2}\int_0^{\infty}d\omega\omega^2\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}d\psi\,d\varphi\sin\psi\left\{\left|j^1_{x\omega}(k_{x0},k_{z0})\right|^2\sin^2\varphi+\right.$$
$$\left.+\frac{\left|j^1_{x\omega}(k_{x0},k_{z0})\cos\varphi-\rho^1_\omega(k_{x0},k_{z0})\sin^2\psi\right|}{\cos^2\psi}\right\}. \tag{33}$$

После интегрирования по частотам, с учетом (23) и (24), для полной энергии излучения имеем:

$$W=\frac{e^2}{4\pi^2a_0}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}d\psi d\varphi\frac{v_n^2}{|K_0-i\tau_{00}|^2\left[(1-v_z\cos\psi)^2-v_n^2\sin^2\psi\right]^{\frac{3}{2}}}\left\{\cos^2\frac{\varphi}{2}(\cos\psi-v_z)^2\left[1-\right.\right.$$
$$\left.\left.-v_z\cos\psi-v_n\sin\psi\cos\theta\right]+\sin^2\frac{\varphi}{2}\left[(1-v_z\cos\psi)^2-v_n^2\sin^2\psi\right]\left[1-v_z\cos\psi+v_n\sin\psi\cos\theta\right]\right\}, \tag{34}$$

где введены следующие обозначения: $K_0=(k_{x0}/\omega)v_n$, $\tau_{00}=(\tau_0(k_{z0})/\omega)v_n$, и

$$|K_0 - i\tau_{00}|^2 = \left[\sqrt{(1-v_z\cos\psi)^2 - v_n^2\sin^2\psi}\,\sin\vartheta - v_n\sin\psi\cos\varphi\right]^2 + (1-v_z\cos\psi)^2\cos^2\vartheta. \quad (35)$$

Когда угол наклона траектории частицы равняется $\phi = 90^0$, то формула (34) в общем виде совпадает с известной формулой, полученной в работе [1]. Однако, следует отметить, что в формуле (15) работы [1] имеется лишний множитель β^2. В другом частном случае, когда $\vartheta = 90^0$, формула (34) совпадает с результатом работы [2].

В заключение хочу выразить свою благодарность проф. Г.К.Аветисяну за ценные советы и многочисленные обсуждения.

Работа финансировалась фондом НФНПТ, грант No. NFSAT PH 082-02 / CRDF 12023.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович.** ДАН СССР, **147**, 74 (1962).
2. **Д.М.Седракян**. Изв. АН Арм.ССР, сер. физ-мат. наук, **17**, 103 (1964).
3. **M.J.Moran, B.Chang**. Nucl. Instr. and Meth., **B40/41,** 970 (1989).
4. **M.Castellano**. Nucl. Instr. and Meth., **A 394**, 275 (1997).
5. **D.W.Rule, R.B.Fiorito, W.D.Kimura**. AIP Conference Proceedings, **390**, 510 (1997).
6. **R.B.Fiorito, D.W.Rule**. Nucl. Instr. and Meth., **B 173**, 67 (2001).
7. **A.P.Potylitsyn, N.A.Potylitsyn**. Preprint, lanl.arXiv physics/0002034 (2000).
8. **Y.Shibata** et al. Phys. Rev., **E 52**, 6787 (1995).
9. **B.Feig** et al. Nucl. Instr. and Meth., **A 475**, 492 (2001).
10. **H.K.Avetissian** et al. Nucl. Instr. and Meth., **A 528**, 215 (2004).

ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ԿԻՍԱՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՆԿԱՏՄԱՄԲ ԿԱՄԱՅԱԿԱՆ ԱՆԿՅԱՆ ՏԱԿ ԹՌՉՈՂ ԼԻՑՔԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏԻ ՃՇԳՐԻՏ ԼՈՒԾՈՒՄՆԵՐԸ

Խ.Վ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Ստացված են իդեալական հաղորդիչ կիսահարթության նկատմամբ կամայական անկյան տակ թռչող կետային լիցքի դիֆրակցիոն ճառագայթման դաշտի ճշգրիտ արտահայտությունները:

EXACT FORMULAS FOR THE DIFFRACTION RADIATION FIELD FROM A SEMI-INFINITE METALLIC SCREEN AT AN ARBITRARY MOTION OF A CHARGED PARTICLE

KH.V. SEDRAKIAN

Exact formulas for the diffraction radiation of a point charged particle passing close to a semi-infinite ideally conducting metallic screen at an arbitrary angle are obtained.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.181-186 (2005)

УДК 535.343

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ НА СЕЛЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Г.Г. ГРИГОРЯН, Ю.П. МАЛАКЯН, В.О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 19 января 2005 г.)

Рассмотрена простая модель скоростных уравнений для двух видов трехуровневых атомов, учитывающая процессы передачи энергии при столкновениях между атомами разных видов (пулинг). Такая модель может описывать селективное возбуждение определенного изотопа в естественной смеси двух изотопов с целью их разделения, в частности, лазерно-химического разделения изотопов рубидия. Оценено влияние пулинга между двумя изотопами на селективность возбуждения одного из них. Приведены аналитические расчеты и показаны некоторые примеры численных расчетов временной эволюции плотности числа дважды возбужденных атомов второго вида.

Если поставлена цель селективно возбуждать определенный вид атомов в кювете с атомными парами (это может быть смесь различных металлов либо изотопов одного и того же металла), то должны быть учтены и оценены все процессы, нарушающие селективность. Известно, что в этом смысле процесс пулинга играет достаточно важную роль, если плотность числа атомов в кювете достаточно велика.

Термин пулинг обычно используется для любого процесса передачи энергии или обмена энергиями при столкновениях частиц. Этот процесс довольно интенсивно изучался для различных атомов, в частности, для щелочных металлов. В работе [1] измерено поперечное сечение передачи энергии при столкновении двух атомов натрия, возбужденных на уровень 3P, при которой один из атомов возбуждается на более высоколежащий уровень 4D (либо 5S), а другой высвечивается на основной уровень 3S. Авторами получены значения этих сечений – $(3.2\pm1.1)\cdot10^{-15}$ и $(2.0\pm0.7)\cdot10^{-15}$ см^2 при температуре паров 210°C (константы скорости соответствующих процессов равны $(3\pm0.9)\cdot10^{-10}$ и $(1.9\pm0.6)\cdot10^{-10}$ см^{3}с$^{-1}$). В работе [1] отмечено также, что имеется значительное расхождение между данными, полученными в разных работах (расхождение может составлять несколько порядков величины). Другой случай пулинга был рассмотрен в [2], где один из атомов возбуждался на уровень 4F. Измеренное значение константы скорости в этом случае равнялось $(5.6\pm2.2)\cdot10^{-11}$ см^{3}с$^{-1}$ при температуре паров 260°C.

Теоретическое рассмотрение этих процессов для атомов натрия было проведено в [1,2] путем решения упрощенных скоростных уравнений и фитирования результатов на данные измерений, а также в ряде работ непосредственным вычислением с помощью соответствующих молекулярных термов (см., например, [3-5]) в случае, когда сталкивающиеся атомы были возбуждены на определенные магнитные подуровни состояния 3P. Сечение возбуждения посредством пулинга состояния 5S вычислено в [3] для интервала относительных скоростей сталкивающихся атомов $(0.1 \div 3.6)\cdot 10^5$см/с. Получено значение $8.38\cdot 10^{-15}$см^2 для скорости 10^4см/с в случае столкновения $m=0 \leftrightarrow m=1$. Возбуждение уровня 4D имеет место при скоростях, больших чем $1.2\cdot 10^5$см/с, и наибольшее сечение равно $11.59\cdot 10^{-15}$см^2 (столкновение $m=0 \leftrightarrow m=1$). В работе [4] наибольшее вычисленное сечение также относится к столкновению $m=0 \leftrightarrow m=1$ и равно $6.181\cdot 10^{-15}$ см^2 в случае возбуждения на 4D и относительной скорости $1.2\cdot 10^5$ см/с, в то время как в случае возбуждения на 5S оно равно $2.08\cdot 10^{-15}$ см^2 и соответствует скорости 10^5 см/с и столкновению $m=-1 \leftrightarrow m=1$. В работе [4] показано также, что вычисления с прямолинейными, а не с криволинейными траекториями сталкивающихся частиц значительно уменьшают величину сечения. В [5] был найден, при определенных допущениях, интервал относительных скоростей, в котором возможен пулинг в натрии (от 550 м/с до 5000 (5S), 2000 (4D), и 3000 м/с (4F)). В этой работе наибольшее приводимое значение сечения соответствует столкновению $m=1 \leftrightarrow m=1$. Оно равно $(5.62 - 5.78)\cdot 10^{-15}$ см^2 в случае возбуждения на 5S при относительной скорости $1.2\cdot 10^5$ см/с.

Столкновительные процессы в парах рубидия и в смеси паров рубидия и натрия изучались в [6], где была установлена возможность эффективного заселения состояния 4D атома рубидия, не связанного дипольным переходом с основным состоянием. Было показано, что если смесь атомов натрия и рубидия возбуждается на частоте D-линии натрия, то столкновение атома натрия в состоянии 3P с атомом рубидия в состоянии 5S переводит атом рубидия в состояние 4D с константой скорости $6.3\cdot 10^{-13}$ см^{3}с$^{-1}$ при температуре 357°C.

Квазирезонансный процесс пулинга в парах рубидия экспериментально исследован в [7] в случае столкновений с возбуждением на 5D. Теоретическая асимптотическая модель этого процесса дает сечение ~10^{-14} см^2, близкое к измеренному – $3\cdot 10^{-14}$ см^2 (константа скорости $(1.5\pm 0.6)\cdot 10^{-9}$ см^{3}с$^{-1}$) при температуре 177°C.

В настоящей работе мы исследуем процесс пулинга с точки зрения задачи разделения изотопов. Анализ селективности лазерного возбуждения двух видов двухуровневых атомов в парах был проведен в [8] с использованием балансных уравнений. Рассмотрено влияние оптической накачки, столкновительного обмена энергией между атомами разного вида, пленения излучения и т.д., на плотность числа возбужденных атомов обоих изотопов. Показана возможность значительного увеличения содержания возбужденных атомов определенного изотопа с последующим образованием молекул гидрида рубидия. Расчеты проведены для двух изотопов рубидия.

Поскольку в работе [8] рассматривались двухуровневые атомы, то процессы пулинга не могли учитываться. Однако при больших концентрациях (температурах) эти процессы могут играть существенную роль. С одной стороны, они могут способствовать реакции образования гидрида, возбуждая нужный изотоп на более высоколежащий уровень из-за пулинга при столкновениях одинаковых, селективно возбуждаемых изотопов. С другой стороны, эти же процессы могут ухудшать селективность возбуждения нужного изотопа из-за пулинга при столкновениях между атомами различных изотопов, приводящего к высвечиванию атома селективно возбуждаемого изотопа.

Мы будем рассматривать модель двух видов трехуровневых атомов для изучения влияния процессов столкновительной передачи энергии на изотопический состав возбужденных атомов, т.е. на селективность возбуждения. Трехуровневые атомы предполагаются лестничного типа (уровни 1,2,3 с возрастающей энергией). Допустим, что превалирующими процессами в системе являются лазерная накачка, спонтанный распад, оптическая накачка и все возможные процессы пулинга. Задача состоит в вычислении отношения концентрации изотопа, который не возбуждается непосредственно, но возникает в результате пулинга, и концентрации непосредственно возбуждаемого изотопа при различных известных величинах констант скорости и для различных плотностей паров. Целью является проверка этих данных в предстоящих экспериментах.

Обозначим концентрации атомов первого и второго вида в основном и двух возбужденных состояниях через $n_{I,II}$, $n^{*}_{I,II}$ и $n^{**}_{I,II}$, соответственно. Скоростные уравнения для этих атомов могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned}
\dot{n}_I &= -W^I_{12}(n_I - n^*_I) + \gamma^I_{21} n^*_I + k^I_p n^{*2}_I + k'_p n^*_I n^*_{II}, \\
\dot{n}^*_I &= W^I_{12}(n_I - n^*_I) - W^I_{23}(n^*_I - n^{**}_I) + \gamma^I_{32} n^{**}_I - \gamma^I_2 n^*_I - (k'_p + k''_p) n^*_I n^*_{II} - 2k^I_p n^{*2}_I, \\
\dot{n}^{**}_I &= W^I_{23}(n^*_I - n^{**}_I) - \gamma^I_3 n^{**}_I + k^I_p n^{*2}_I + k''_p n^*_I n^*_{II}, \\
\dot{n}_{II} &= -W^{II}_{12}(n_{II} - n^*_{II}) + \gamma^{II}_{21} n^*_{II} + k^{II}_p n^{*2}_{II} + k''_p n^*_I n^*_{II}, \qquad (1) \\
\dot{n}^*_{II} &= W^{II}_{12}(n_{II} - n^*_{II}) - W^{II}_{23}(n^*_{II} - n^{**}_{II}) + \gamma^{II}_{32} n^{**}_{II} - \gamma^{II}_2 n^*_{II} - (k'_p + k''_p) n^*_I n^*_{II} - 2k^{II}_p n^{*2}_{II}, \\
\dot{n}^{**}_{II} &= W^{II}_{23}(n^*_{II} - n^{**}_{II}) - \gamma^{II}_3 n^{**}_{II} + k^{II}_p n^{*2}_{II} + k'_p n^*_I n^*_{II}.
\end{aligned}$$

В этих уравнениях $W^{I,II}_{ij}$ есть вероятность поглощения и вынужденного излучения лазерного излучения в переходе $i \to j$ первым и вторым видом атомов, соответственно, $\gamma^{I,II}_{ij}$ суть скорости спонтанного распада соответствующих видов в переходе $i \to j$, $\gamma^{I,II}_i$ – полная скорость распада i-го уровня соответствующего изотопа, $k^{I,II}_p$ – константа скорости пулинг-столкновений между атомами одного и того же вида: $A^*_{I,II} + A^*_{I,II} \leftrightarrow A_{I,II} + A^{**}_{I,II}$, а k'_p

и $k_p^{''}$ – константы скорости пулинг-столкновений между атомами разных видов: $A_I^* + A_{II}^* \leftrightarrow A_{I,II} + A_{II,I}^{**}$, соответственно: сумма энергий первых возбужденных состояний двух изотопов достаточна для обоих пулинг-реакций. Отметим, что последние две константы скорости, вообще говоря, различны, поскольку две возможные реакции между разными изотопами разнятся, хотя и очень мало, дефектами энергии.

В случае, когда в системе нет оптической накачки ($\gamma_i^{I,II} = \gamma_{ij}^{I,II}$), например, если все участвующие в процессе резонансные переходы являются замкнутыми переходами между сверхтонкими подуровнями рассматриваемых состояний, система уравнений (1) имеет стационарные решения ($n_{I,II} + n_{I,II}^* + n_{I,II}^{**} = \text{const} \equiv n_{oI,II}$). В этом случае легко получить, что система сводится к двум уравнениям

$$\alpha_1 n_I^* + \beta_1 n_I^{*2} + \delta_1 n_I^* n_{II}^* = W_{12}^I n_{0I}, \qquad \alpha_2 n_{II}^* + \beta_2 n_{II}^{*2} + \delta_2 n_I^* n_{II}^* = W_{12}^{II} n_{0II}, \tag{2}$$

в которых постоянные коэффициенты выражаются (довольно сложным образом) через параметры уравнений (1). Из уравнений (2) можно легко получить выражения для обеих концентраций (тоже довольно громоздкие). После ряда упрощающих предположений ($W_{12}^{II} \approx W_{23}^{II} \approx 0$, $W_{23}^I << W_{12}^I$, $n_{II}^* << n_I^*$) получаем отношение концентраций дважды возбужденных атомов второго и первого вида:

$$\frac{n_{II}^{**}}{n_I^{**}} = \frac{n_{oII}}{n_{oI}} \frac{k'_p}{k_p^I} \frac{W_{12}^{II}}{W_{12}^I} \frac{2W_{12}^I + \gamma_{21}^I}{\gamma_{21}^{II}}. \tag{3}$$

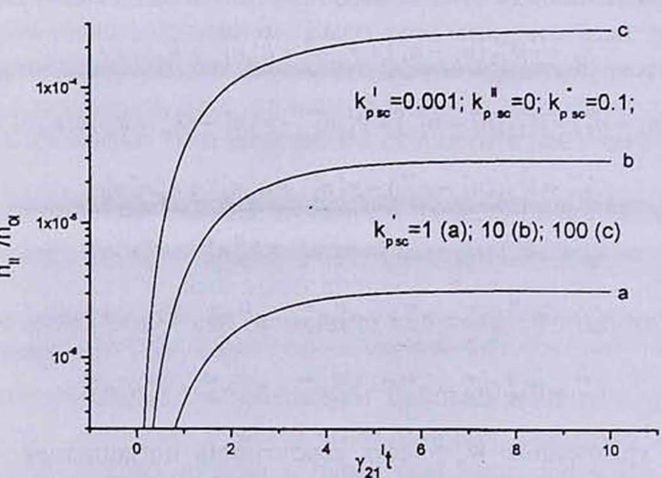


Рис.1. Временное развитие нормированных концентраций дважды возбужденного второго изотопа в случае отсутствия оптической накачки для следующих значений параметров (нормированных): $W_{12sc}^I = 0.01$; $W_{23sc}^I = 0.005$; $W_{12sc}^{II} = 0.001$; $W_{23sc}^{II} = 0.001$. Индекс sc у констант скорости означает, что они нормированы указанным выше образом.

В случае естественного рубидия отношение n_{0II} / n_{0I} равно 1/3 (точнее 22/78). Если положить интенсивность накачки W_{12}^{I} близкой к насыщению, т.е. $W_{12}^{I} \approx \gamma_{21}^{I}$, то скорости распадов промежуточных состояний обоих изотопов примерно одинаковы ($\gamma_{21}^{II} \approx \gamma_{21}^{I}$), и принять $W_{12}^{II} / W_{12}^{I} \approx 0.01$, то получим для отношения (3) примерно $0.01 (k'_p / k_p^I)$. Поскольку в литературе отсутствуют данные о k'_p, полученные выражения могут использоваться для определения этой величины из измерений отношения (3).

Более точные вычисления этого отношения могут быть проведены путем численного решения системы уравнений (1). Для этого мы будем нормировать вероятности в уравнениях (1) на γ_{21}^{I}, константы скорости – на γ_{21}^{I} / n_{0I}, а концентрации – на n_{0I}. Время нормируется на $1/\gamma_{21}^{I}$. С такими нормировками система (1) решалась для целого ряда наборов параметров. Один из примеров приведен на рис.1.

На этом рисунке предполагается, что изотоп *I* возбуждается непосредственно на промежуточный и второй возбужденный уровень, в то время как возбуждение второго вида атомов происходит за счет крыльев спектра лазерного излучения и является гораздо более слабым. Константа скорости пулинга для первого изотопа взята из вышеприведенных данных, пулинг второго изотопа пренебрегается ввиду малой концентрации атомов этого изотопа, а константа скорости пулинга между двумя изотопами меняется (мы подставляли довольно экзотические значения, поскольку какие-либо данные отсутствуют, а нас интересует динамика при изменении этой величины: когда соответствующие величины будут измерены в эксперименте, то численные расчеты будут проведены с конкретными данными для атомов рубидия). При этих условиях вычислялась временная эволюция концентрации дважды возбужденных атомов второго изотопа. Графики показывают, что увеличение константы скорости k'_p (нормированной) на порядок величины приводит к небольшому (несколько меньше, чем на порядок величины) увеличению концентрации дважды возбужденных атомов второго изотопа. Таким образом, мы показали, что при достаточно больших плотностях пулинг-столкновения между атомами разных изотопов должны учитываться в задачах селективного возбуждения с целью разделения изотопов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта МНТЦ А-635. Авторы благодарны М.Е.Мовсесяну, А.М.Ханбекяну и А.В.Папояну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Allegrini, P.Bicchi, L.Moi.** Phys. Rev. A, **28**, 1338 (1981).
2. **M.Allegrini, C.Gabbanini, L.Moi, R.Colle**. Phys. Rev. A, **32**, 2068 (1985).
3. **S.Geltman**. Phys. Rev. A, **40**, 2301 (1989).
4. **P.H.T.Philipsen, J.H.Nijland, H.Rudolph, H.G.M.Heideman**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **26**, 939 (1993).
5. **I.Yu.Yurova**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **28**, 999 (1995).
6. **Я.Клявиньш, С.Папернов, М.Янсон**. Оптика и спектроскопия, **65**, 261 (1988).

7. **L.Barbier, M.Cheret**. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **16**, 3213 (1983).
8. **В.О.Чалтыкян, Г.Г.Григорян, Ю.П.Малакян, К.Х.Симонян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 384 (2003).

ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲԱԽՈՒՄԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ՍԵԼԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Վ.Հ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ, Գ.Հ.ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, ՅՈՒ.Պ.ՄԱԼԱՔՅԱՆ

Դիտարկված է երկու տեսակի եռամակարդակ ատոմների հաշվեկշռային հավասարումներով նկարագրվող մոդելը հաշվի առնելով էներգիայի փոխանցման պրոցեսները տարբեր տեսակի ատոմների միջև բախումների ժամանակ: Մոդելը ծառայում է երկու իզոտոպների բնական խառնուրդում որոշակի իզոտոպի սելեկտիվ գրգռման նկարագրության համար, մասնավորապես, ռուբիդիումի իզոտոպների լազերային-քիմիական անջատման նպատակով: Գնահատված է, թե ինչպես կազդի էներգիայի փոխանցումը երկու իզոտոպների միջև իզոտոպներից մեկի գրգռման սելեկտիվության վրա: Տրված են վերլուծական մոտավոր հաշվարկներ և բերված են երկրորդ տեսակի կրկնակի գրգռված ատոմների թվի խտության ժամանակային կախման թվային հաշվարկների մի քանի օրինակներ:

INFLUENCE OF ENERGY POOLING ON THE LASER EXCITATION SELECTIVITY

V.O. CHALTYKYAN, G.G. GRIGORYAN, YU.P. MALAKYAN

We consider a simple rate equation model of two species of three-level atoms allowing for the energy pooling processes in collisions between the atoms of different species. The model is valid for description of the selective excitation of a certain isotope in a natural mixture of two isotopes with the isotope separation purposes, in particular, for the laser-chemical separation of the rubidium isotopes. We evaluate how the energy pooling between the two isotopes will affect the selectivity of excitation of one of them. Analytical estimation is given and several examples of computation of the time evolution of the number density of the doubly excited atoms of the second specie are demonstrated.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.187-193 (2005)

УДК 535.342

БЕЗДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАСЫЩЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ РУБИДИЯ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р.Х. ДРАМПЯН[1], А.Д. ГРИНТРИ[2,3], А.В. ДАРРАНТ[2]

[1]Институт физических исследований НАН Армении

[2]Открытый университет, Милтон Кейнс, Великобритания

[3]Мельбурнский университет, Мельбурн, Австралия

(Поступила в редакцию 15 февраля 2005 г.)

Исследованы бездоплеровские спектры атомов рубидия в геометрии встречных накачивающего и пробного пучков во внешнем магнитном поле 0-12 Гс. Реализованы условия эксперимента, выявляющие роль насыщения поглощения, сверхтонкой оптической накачки и когерентных эффектов в формировании бездоплеровских спектров.

1. Введение

Насыщение поглощения (НП) является одним из хорошо известных методов бездоплеровской спектроскопии высокого разрешения. Сообщалось о многочисленных наблюдениях спектров НП сверхтонкой структуры щелочных атомов, в частности, Na, Rb, Cs (см., например, [1-7] и ссылки, приведенные в этих работах). Интересным представляется исследование эволюции спектров НП в магнитном поле как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Магнитное поле является дополнительным параметром, позволяющим контролировать форму линии, интенсивность и частоту бездоплеровских спектральных линий. Это может иметь применения, например, для перестройки [5] и стабилизации [7] частоты диодных лазеров. Известна лишь одна работа [6], где влияние слабого магнитного поля и роль когерентных эффектов были изучены для спектра НП D_2 линии атома Cs при комнатной температуре.

При исследовании бездоплеровских спектров в спектроскопии НП важную роль играет сверхтонкая оптическая накачка атомов [8]. В обычных экспериментах по спектроскопии НП пробный пучок намного слабее по интенсивности, чем пучок накачки. В настоящем эксперименте варьировались относительные интенсивности накачивающего и пробного пучков, реализуя также условие их равенства, но ниже интенсивности насыщения перехода.

Такие экспериментальные условия моделируют ситуацию, когда эффект насыщения сильно уменьшается и сверхтонкая оптическая накачка играет доминирующую роль. Приложение магнитного поля позволяет выявить роль когерентных эффектов. Некоторые результаты нашего эксперимента сообщались в [9].

2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка была аналогична использованной в [10] по исследованию бездоплеровских спектров фарадеевского вращения в схеме встречных световых пучков в парах рубидия (призма Глана, расположенная после кюветы с парами, была удалена). Непрерывный диодный лазер с внешним резонатором с длиной волны λ~780 нм и шириной линии <1 МГц сканировался вблизи переходов $S_{1/2}$–$P_{3/2}$, F_g=2 –F_e=1,2,3 для ^{87}Rb. Доплеровская ширина переходов при комнатной температуре составляет 530 МГц, естественная ширина перехода $\Gamma \approx 6$ МГц. В эксперименте использовалась отпаянная сапфировая кювета (с гранатовыми окнами) длиной 6 см, содержащая пары рубидия. Кювета помещалась в центре трех пар взаимно-ортогональных катушек Гельмгольца, которые подавляли лабораторные магнитные поля с точностью <0.1 Гс и обеспечивали величину продольного магнитного поля 0-12 Гс. Мощности прямого пучка, который регистрировался, и обратного пучка (в области 20 – 150 мкВт) и поляризация обратной волны могли меняться в ходе эксперимента. Диаметр пучка составлял 2 мм. Часть пучка использовалась для наблюдения реперных спектров НП в стеклянной кювете с Rb длиной 8 см. Спектры НП детектировались с помощью фотодиодов и осциллографа. Измерения проводились при температурах T = 20-45°C (плотность атомов рубидия $N \sim 10^{10}$–10^{11} см$^{-3}$).

3. Экспериментальные результаты

Зависимость спектров НП от величины магнитного поля для взаимно-ортогональных поляризаций встречных пучков и мощностей прямого и обратного пучков P_{FW} = 20.5 мкВт и P_{BW} = 26.9 мкВт, соответственно, при T = 22°C показана на рис.1а. Сигнал НП для перехода F_g = 2 – F_e = 3 увеличивается с возрастанием величины магнитного поля. Сигналы НП для кроссовер-резонансов F_g = 2 – F_e = 2,3 (CO23) и F_g = 2 – F_e = 1,3 (CO13) имеют минимум при нулевом магнитном поле и показывают максимум при B = 3 Гс и B = 6 Гс, соответственно (рис.1б).

Температурные зависимости пропускания пробного пучка для прямых и кроссовер-резонансов ^{87}Rb для мощностей прямой и обратной волн 22.3 и 28.9 мкВт и 24.3 и 154.5 мкВт, соответственно, при нулевом магнитном поле показаны на рис.2. Пропускание пробного пучка возрастает в узкой температурной области T=25–30°C и затем уменьшается до нуля при увеличении температуры до ~45°C.

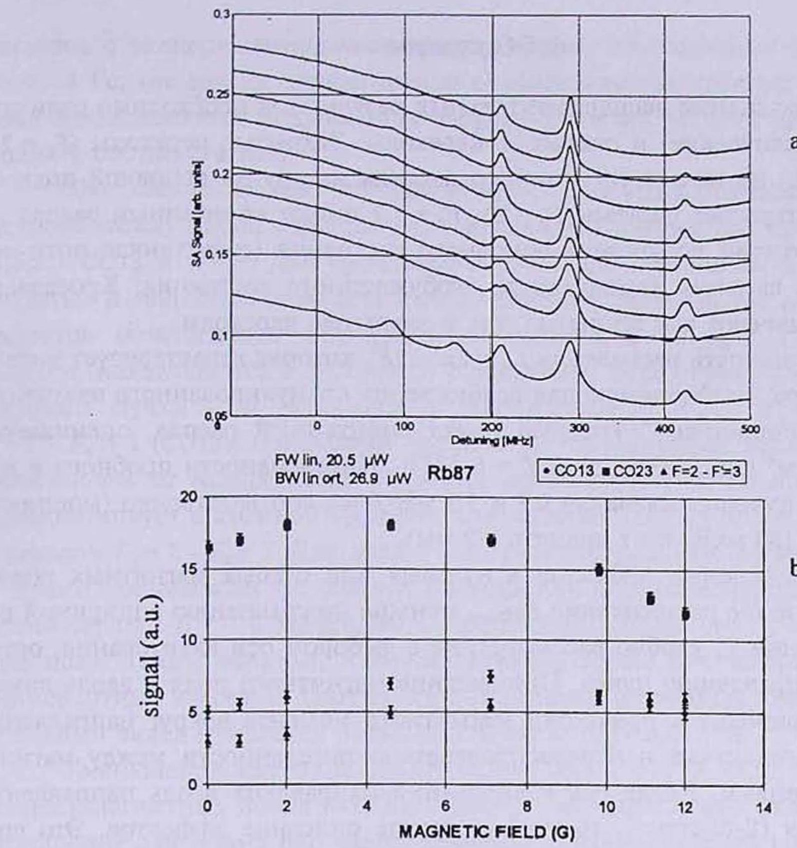


Рис.1. а) Зависимость спектров НП ^{87}Rb от магнитного поля для P_{FW} = 20.5 мкВт и P_{BW} = 26.9 мкВт и взаимно-ортогональных поляризаций пробного и накачивающего пучков. Спектры сверху вниз соответствуют B = 0; 0.8; 2; 4.6; 7.1; 9.8; 11; 12.3 Гс. Нижний спектр – реперный. Спектры справа налево соответствуют переходам $F_g = 2 - F_e = 3$, CO23, CO13, $F_g = 2 - F_e = 2$, CO12, $F_g = 2 - F_e = 1$ (нулевая частота). б) Зависимость сигналов НП для $F_g = 2 - F_e = 3$, CO23, CO13 резонансов от магнитного поля.

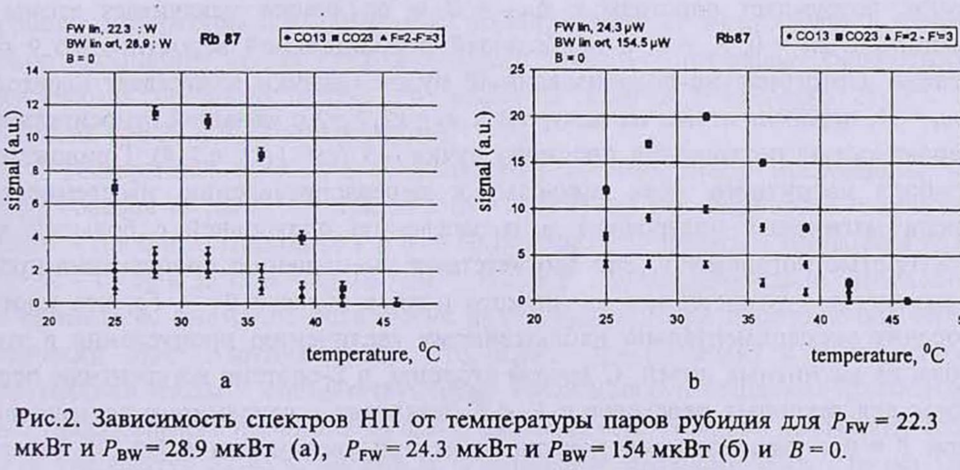


Рис.2. Зависимость спектров НП от температуры паров рубидия для P_{FW} = 22.3 мкВт и P_{BW} = 28.9 мкВт (а), P_{FW} = 24.3 мкВт и P_{BW} = 154 мкВт (б) и B = 0.

4. Обсуждение

Для объяснения экспериментальных результатов необходимо отличать закрытые (циклические) и открытые переходы. Закрытые переходы ($F_g = 2 - F_e = 3$ для ^{87}Rb) не имеют спонтанного распада на другой основной подуровень $F_g = 1$. Открытые системы $F_g = 2 - F_e = 1{,}2$ имеют спонтанный распад на другой сверхтонкий подуровень основного состояния (сверхтонкая оптическая накачка), вызывая депопуляцию возбужденного состояния. Кроссовер-резонансы включают как открытые, так и закрытые переходы.

Интенсивность насыщения $I_{sat} = 2\pi\hbar c\Gamma/\lambda^3$, которая характеризует интенсивность лазера, необходимую для возбуждения стимулированного излучения с такой же скоростью Γ, которую имеет спонтанный распад, оценивается I_{sat} = 1.5 мВт/см^2 для λ =780 нм и Γ = 6 МГц. Интенсивности пробного и накачивающего пучков составляли 0.5 и 3.5 мВт/см^2, соответственно (мощность пучков ~ 20 и 150 мкВт и их диаметр ~ 2 мм).

Для обсуждения эффектов в нулевых или слабых магнитных полях, когда зеемановское расщепление $\Delta\omega_{Zeem}$ меньше по сравнению с шириной резонансной линии Γ, удобно рассмотрение с выбором оси квантования, ортогональной направлению пучка. Приложение магнитного поля B вдоль лазерного пучка приводит к прецессии магнитного момента вокруг направления распространения пучка и перераспределению населенности между магнитными подуровнями. Когда ось квантования направлена вдоль направления луча и поля B (Σ-система), то удобно другое описание эффектов. Это создание когерентности среди зеемановских подуровней основного состояния при B=0 и его разрушение в ненулевых магнитных полях.

Закрытый переход $F_g = 2 - F_e = 3$. Рассмотрим некогерентные эффекты для интенсивностей накачивающего и пробного пучков ниже интенсивности насыщения, когда они дают одинаковый вклад в перераспределение населенности атомных уровней. В системе с осью квантования, направленной вдоль электрического вектора пробного луча, линейно-поляризованный пробный пучок возбуждает переходы с $\Delta m_F = 0$ и оптически накачивает атомы в состояние $m_F = 0$, $F_g = 2$, с наибольшей относительной вероятностью 9 перехода. Ортогонально-поляризованный пучок накачки возбуждает переходы $\Delta m_F = \pm 1$, переводя атомы на подуровни $m_F = \pm 2$, F_g=2 с меньшей относительной вероятностью поглощения пробного пучка – 5 (см. [11], с.218). Приложение слабого магнитного поля приводит к перераспределению населенностей среди магнитных подуровней m_F и заселению подуровней с большей вероятностью поглощения. Это соответствует уменьшению пропускания пробного пучка с увеличением магнитного поля в области 0 – 4 Гс, что противоречит экспериментально наблюденному увеличению пропускания в этой области магнитных полей. С другой стороны, в Σ-системе когерентные переходы для закрытых переходов с $F_g < F_e$ приводят к усиленному поглощению при B = 0 с уменьшенным поглощением при увеличении B [12-17], что согласуется с экспериментальными результатами, показанными на рис.1б для $B = 0 - 4$ Гс, где данное рассмотрение справедливо (расстояние между соседними зеемановскими подуровнями $\Delta\omega_{Zeem} = 0.7$ и 0.9 МГц/Гс для F_g и F_e состояний, соответственно).

Кроссовер-резонансы ^{87}Rb. Кроссовер-резонансы возникают, когда лазер настроен между двумя верхними уровнями [6]. Изучены два кроссовер-резонанса – CO13 и CO23. Для кроссовер-резонансов должны быть рассмотрены открытые и закрытые переходы одновременно. Рассмотрение некогерентных эффектов (аналогичное проведенному выше для $\Delta\omega_{Zeem} < \Gamma$) для пучка накачки, находящегося в резонансе с закрытым переходом $F_g = 2 - F_e = 3$, и пробного пучка – в резонансе с переходами $F_g = 2 - F_e = 2$ (CO23) и $F_g = 2 - F_e = 1$ (CO13), показывает увеличение пропускания пробного пучка с увеличением B. Когерентные эффекты доминируют, когда пробный пучок взаимодействует с атомной группой, для которой он в резонансе с закрытым переходом $F_g = 2 - F_e = 3$. Для этой V-системы когерентные эффекты приводят к “ярким” резонансам (усиленное поглощение и флуоресценция) [14-17] или минимуму при $B = 0$ в зависимости пропускания пробного пучка от магнитного поля. Таким образом, в рассмотренном случае как когерентные, так и некогерентные эффекты дают вклад в кроссовер-резонансы, однако их относительный вклад нуждается в дополнительном определении.

Уменьшение сигналов пропускания для CO13 и CO23 резонансов в сильных магнитных полях 6–12 Гс связано с вкладом новых атомных групп в поглощение для новых пар частот пробной и накачивающей волн, резонансных с переходами между зеемановски расщепленными подуровнями основного уровня $F_g = 2$ и верхних уровней $F_e = 1$, $F_e = 3$ для CO13 и $F_e = 2$, $F_e = 3$ для CO23, соответственно (рассмотрение в Σ-системе), по сравнению со случаем $B = 0$.

Температурная зависимость спектров НП. Вблизи комнатной температуры, когда $\alpha L < 1$, где α – коэффициент поглощения, L – длина среды (оптически тонкая среда и ослаблением пучка накачки в среде пренебрегаем) увеличение температуры (следовательно, атомной плотности) приводит к увеличению насыщения среды пучком накачки и соответствующему увеличению пропускания пробного пучка. Это видно в области температур 25-28°С и 25-32°С на рис.2а и б, соответственно.

Измеренная величина произведения коэффициента поглощения на длину образца αL равна 0.6 при 24°С ($N = 1.3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$) и мощностях накачивающего и пробного пучков 96.7 и 47.3 мкВт, соответственно, и ожидается равной $\alpha L \sim 1.6$ при 35°С ($N = 3.6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$), когда $\alpha \sim N$. Следовательно, необходимо принять во внимание ослабление пучка накачки при прохождении через оптически более плотную среду. Это ослабление приводит к уменьшению пропускания среды и соответствующему увеличению поглощения (уменьшению пропускания) пробного пучка с увеличением атомной плотности (область температур 32–45°С на рис.2). Увеличение интенсивности I пучка накачки приведет к уменьшению α по закону $\alpha = \alpha_0/(1 + I/I_{sat})^{1/2}$ [18], где α_0 – линейный коэффициент поглощения. Следовательно, среда становится оптически плотной при больших атомных плотностях, что объясняет смещение максимума зависимости пропускания пробного пучка от температуры в сторону больших T для больших мощностей пучка накачки (рис.2б). В области исследуемых плотностей столкновениями атомов рубидия можно пренебречь.

Отметим также, что соотношение амплитуд сигналов для резонансов CO13, CO23 и $F_g = 2 - F_e = 3$ составляет 2:7:1 при $T = 25°C$ для реализованного случая примерно равных и слабых по сравнению с I_s интенсивностей пробного и накачивающего пучков (рис.2а). Сверхтонкая оптическая накачка удаляет атомы из взаимодействия с накачивающим и пробным пучками, приводя к сильным сигналам пропускания пробного пучка для кроссовер-резонансов в режиме слабого насыщения переходов, по сравнению с закрытым переходом. Когда интенсивность пучка накачки выше I_s (P_{BW} =154 мкВт) (рис.2б), то закрытый переход $F_g = 2 - F_e = 3$ насыщается и сигнал пропускания возрастает в 4 раза по сравнению с увеличением в 3.2 и 1.7 раза сигналов для CO13 и CO23 резонансов (соотношение 6.5:12:4 при T=25°C). Это указывает на доминирующую роль сверхтонкой оптической накачки в формировании спектров кроссовер-резонансов, по сравнению с эффектом насыщения [8].

Возможной областью применения полученных результатов является стабилизация частоты диодных лазеров с привязкой к свободным от доплеровского уширения спектральным линиям.

Авторы выражают благодарность Д.Г.Саркисяну за предоставление сапфировой кюветы, использованной в эксперименте, и за обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Nakayama, G.W.Series, W.Gawlik**. Optics Commun., **34**, 382 (1980).
2. **S.Nakayama**. Jpn. J. Appl. Phys., **24**, 1 (1985).
3. **Seung-Sab Kim, Sang-Eon Park, Ho-Seong Lee, Cha-Hwan Oh, Jong Dae Park, Hyuck Cho**. Jpn. J. Appl. Phys., **32**, part I, 3291 (1993).
4. **Ho-Seong Lee, Sang-Eon Park, Jong Dae Park, Hyuck Cho**. JOSA B, **11**, 558 (1994).
5. **Ho-Seong Lee, Sung Hoon Yang, Young Bum Kim, Sang-Eon, Park, Hyuck Cho, Jong Dae Park**. Jpn. J. Appl. Phys., **35**, part 1, 276 (1996).
6. **O.Schmidt, K.-M. Knaak, R.Wynnads, D.Meshede**. Appl. Phys. B, **59**, 167 (1994).
7. **C.P.Pearman, C.S.Adams, S.G.Cox, P.F.Griffin, D.A.Smith, I.G.Huges**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **35**, 5141 (2002).
8. **D.A.Smith, I.G.Hughes**. American J. Phys., **72**, 631 (2004).
9. **R.Drampyan, A.D.Greentree, A.V.Durrant**. In Proc. of National Conference "Laser Physics 2002", Ashtarak, Armenia, "Gitutyun" publ., 2003, pp.20-23.
10. **Р.Х.Дрампян, А.Д.Гринтри, А.В.Даррант**. Изв. НАН РА, Физика, **39**, 373 (2004).
11. **Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка**. Интерференция атомных состояний. М., Наука, 1991.
12. **A.M.Akulshin, S.Barreiro, A.Lezama**. Phys. Rev. A, **57**, 2996 (1998).
13. **F.Renzoni, W.Maichen, L.Windholz, E.Arimondo**. Phys. Rev. A, **55**, 3710 (1997).

14. **Y.Dancheva, G.Alzetta, S.Cartaleva, M.Taslakov, Ch.Andreeva**. Optics Commun., **178**, 103 (2000).
15. **G.Alzetta, S.Cartaleva, Y.Dancheva, Ch.Andreeva, S.Gozzini, L.Botti, A.Rossi**. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., **3**, 181 (2001).
16. **C.Andreeva, S.Cartaleva, Y.Dancheva, V.Biancalana, A.Burchianti, C.Marinelli, E.Mariotti, L.Moi, K.Nazyrov**. Phys. Rev. A, **66**, 012502–1 (2002).
17. **F.Renzoni, C.Zimmermann, P.Verkerk, E.Arimondo**. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Optics, **3**, S7 (2001).
18. **S.Svanberg, G.-Y.Yan, T.P.Duffey, W.-M.Du, T.W.Hansh, A.L.Shawlow**. JOSA B, **4**, 462 (1987).

ԱՐՏԱՔԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ՌՈՒԲԻԴԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄԻ ԴՈՊԼԵՐՅԱՆ ԼԱՅՆԱՑՈՒՄԻՑ ԱԶԱՏ ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱԳԵՑՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԴԻՏՈՒՄԸ

Ռ.Խ. ԴՐԱՄՓՅԱՆ, Ա.Դ. ԳՐԻՆՏՐԻ, Ա.Վ.ԴԱՐՐԱՆՏ

Հետազոտված են ռուբիդիումի ատոմների դոպլերյան լայնացումից ազատ սպեկտրները հանդիպական փնջերի երկրաչափությունում, 0-12 Գս արտաքին մագնիսական դաշտում: Իրականացված են փորձարարական պայմաններ, որոնք ի հայտ են բերում կլանման հագեցման, գերնուրբ օպտիկական մղման և կոհերենտ երևույթների դերը դոպլերյան լայնացումից ազատ սպեկտրների ձևավորման համար:

DOPPLER-FREE SATURATION ABSORPTION SPECTROSCOPY OF RUBIDIUM ATOMS IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

R. KH. DRAMPYAN, A.D. GREENTREE, A.V. DURRANT

Doppler-free spectra in the geometry of counter-propagating pump and probe beams for rubidium atoms in an external magnetic field 0-12 G are studied. The experimental conditions are realized, which reveal the role of saturation absorption, hyperfine optical pumping and coherent effects in formation of Doppler-free spectra.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.194-199 (2005)

УДК 539.124

К ТЕОРИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИСКАЖЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.А. АСЛАНЯН, А.Г. МКРТЧЯН, В.В. НАЛБАНДЯН, М.М. МИРЗОЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Проведено теоретическое исследование параметрического рентгеновского излучений (ПРИ) заряженных частиц в монокристаллах при наличии внешних возбуждений (акустические колебания, температурный градиент). Получены и численным методом решены уравнения, описывающие ПРИ заряженных частиц в искаженных внешними возбуждениями кристаллах. Показано, что некоторые типы деформации кристаллической решетки приводят к усилению интенсивности ПРИ в несколько раз, а также изменяют угловые и энергетические распределения характеристических выходов ПРИ.

Известно, что заряженная частица излучает при однородном линейном движении, если удовлетворяется условие Черенкова или среда имеет неоднородность в пространстве или во времени. В случае пространственной неоднородности интенсивность излучения, его направление и частота зависят от типа и величины неоднородности. Если эти неоднородности периодически упорядочены, то интенсивность излучения, с длиной волны в диапазоне этой периодичности, может быть усилена вследствие интерференции волн, излучаемых от различных неоднородностей. Такое излучение имеет место, когда заряженная частица пролетает через кристалл. Излучения, испускаемые под брэгговскими углами, сформированы дифракцией на кристаллической решетке вторичных волн, сопровождающих заряженные частицы. Это излучение называется квазичеренковским (КЧ) [1] или параметрическим рентгеновским излучением (ПРИ) [2]). Впервые ПРИ было теоретически предсказано в работах [1-3], а экспериментально было наблюдено в работах [4,5]. Результаты этих и последующих экспериментов в основном совпадают с теорией.

Существующая теория ПРИ была разработана только для совершенных (динамическая теория) и мозаичных (кинематическая теория) кристаллов, и поэтому она не может описывать динамические эффекты в присутствии слабых искажений в кристалле. В настоящей работе сделана попытка создания нового теоретического метода для исследования влияния искажения решетки на ПРИ.

Явление ПРИ описывается уравнениями Максвелла, где диэлектрическая постоянная среды рассматривается как периодическая функция пространственных координат. Фурье-преобразование электромагнитной индукции по времени приводит к формуле $\mathbf{D}=\mathbf{D}_s+\mathbf{E}_c$, где $\mathbf{E}_c$ – поле перемещающегося заряда в вакууме, а $\mathbf{D}_s$ – рассеянное поле. Тогда уравнения Максвелла можно представить как

$$\Delta \mathbf{D}_s + \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{D}_s + \mathrm{rotrot}\chi\mathbf{D}_s = -\mathrm{rotrot}\chi\mathbf{E}_c . \qquad (1)$$

Здесь χ $(\mathbf{r},\omega)$ является поляризуемостью среды, ω – частота излучения, а $\mathbf{E}_c$ можно написать в виде

$$\mathbf{E}_c(\mathbf{r},\omega) = \frac{ie}{2\pi^2\mathbf{v}}\iint \frac{\gamma^{-2}\mathbf{k}+\mathbf{q}}{\gamma^{-2}\mathrm{k}^2+\mathrm{q}^2}\exp(-i\mathbf{kr}-i\mathbf{qr})d\mathbf{q}\,, \qquad (2)$$

где e – заряд частицы, γ – Лоренц-фактор, $\mathbf{k}=\omega\,\mathbf{v}/v^2$, $\mathbf{v}$ – скорость частицы, а интегрирование проводится по векторам, перпендикулярным скорости частицы ($\mathbf{q}\perp\mathbf{v}$). Как видно из формулы (2), поле перемещающейся заряженной частицы можно интерпретировать как сумму вторичных волн с волновыми векторами $\mathbf{k}+\mathbf{q}$. Если кристалл искажен таким образом, что характерная длина деформации решетки во много раз превышает размеры элементарной ячейки, то $\chi(\mathbf{r},\omega)$ можно записать как [6]

$$\chi(\mathbf{r},\omega) = \sum_{\mathrm{b}}\chi_{\mathrm{b}}\exp(-i\mathbf{b}(\mathbf{r}-\mathbf{u}))\,, \qquad (3)$$

где $\mathbf{u}$ – вектор смещения элементарной ячейки относительно ее исходного положения, а суммирование выполняется относительно векторов обратной решетки $\mathbf{b}$. Учитывая (3), решение для (1) удобно искать в виде

$$\mathbf{D}_s = \frac{ie}{2\pi^2 v}\sum_{\mathrm{g}}\iint \mathbf{D}_{\mathrm{g}}\exp(-i\mathbf{k}_{\mathrm{g}}\mathbf{r}+i\mathbf{qu})d\mathbf{q}\,, \qquad (4)$$

где $\mathbf{k}_g=\mathbf{k}+\mathbf{q}+\mathbf{g}$ и $\mathbf{D}_g$ – медленные функции координат. Подставляя (4) в (1) и применяя принцип суперпозиции, после умножения обеих сторон уравнения на $\exp(i\mathbf{k}_h\mathbf{r}+i\mathbf{hu})$ и интегрирования по элементарному объему ячейки получаем бесконечную систему уравнений

$$2(\mathbf{k}_{\mathrm{h}}\nabla)\mathbf{D}_{\mathrm{h}} + i\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\mathrm{h}}^2 + 2(\mathbf{k}_{\mathrm{h}}\nabla)(\mathbf{hu})\right)\mathbf{D}_{\mathrm{h}} - i\sum_{\mathrm{b}\neq\mathrm{h}}\chi_{\mathrm{b-h}}\mathbf{k}_{\mathrm{h}}\times\mathbf{k}_{\mathrm{h}}\times\mathbf{D}_{\mathrm{b}} = i\mathbf{F}_{\mathrm{h}}\,, \qquad (5)$$

где

$$\mathbf{F}_{\mathrm{h}} = \frac{\chi_{\mathrm{h}}}{\gamma^{-2}k^2+q^2}[\mathbf{k}_{\mathrm{h}},[\mathbf{k}_{\mathrm{h}},\gamma^{-2}\mathbf{k}+\mathbf{q}]]$$

и $\mathbf{h}$ принимает все значения векторов обратной решетки. При получении этих уравнений мы пренебрегаем малыми членами второго и более высокого порядка (то есть члены, содержащие вторые производные медленных функций $\mathbf{u}$ и $\mathbf{D}_h$, произведения первых производных друг на друга), а также χ_h, так как для частотного диапазона рентгеновского излучения $|\chi|$~10^{-6}. Левая сторона системы уравнений (5) полностью совпадает с уравнениями Такаги [7] для дифракции рентгеновского излучения в искаженных кристаллах. Представим, что для данной частоты рассеиваются только две сильные волны в направлениях $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_h$. В этом случае в системе (5) остаются только два уравнения, описывающих амплитуды $\mathbf{D}_0$ и $\mathbf{D}_h$. После разделения излучения на нормальное и компланарное, для поляризации каждого типа можно написать отдельную систему из двух уравнений

$$\begin{aligned}&2(\mathbf{k}_0\nabla)\mathbf{D}_0^{\alpha} + ia_{00}\mathbf{D}_0^{\alpha} + ia_{0h}\mathbf{D}_h^{\alpha} = i\mathbf{F}_0^{\alpha},\\ &2(\mathbf{k}_h\nabla)\mathbf{D}_h^{\alpha} + i(a_{hh} - 2(\mathbf{k}_h\nabla)(\mathbf{hu}))\mathbf{D}_h^{\alpha} + ia_{h0}\mathbf{D}_0^{\alpha} = i\mathbf{F}_h^{\alpha},\end{aligned} \tag{6}$$

где показатель α указывает тип поляризации ($\alpha = \sigma$ соответствует нормальной поляризации, когда амплитуды перпендикулярны плоскости, составленной волновыми векторами $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_h$, а $\alpha = \pi$ соответствует компланарной поляризации, когда амплитуды находятся в этой плоскости),

$$a_{00} = \chi_0 k_0^2 - (\gamma^{-2}k^2 + q^2), \quad a_{hh} = \chi_0 k_h^2 - (\gamma^{-2}k^2 + q^2) + k_0^2 - k_h^2,$$
$$a_{0h}^{\sigma} = \chi_h k_0^2, \quad a_{0h}^{\pi} = \chi_h k_0^2\cos(2\theta), \quad a_{h0}^{\sigma} = \chi_h k_h^2, \quad a_{h0}^{\pi} = \chi_h k_h^2\cos(2\theta),$$

$\cos(2\theta) = (\mathbf{k}_0\mathbf{k}_h)/(k_0k_h)$ и векторные амплитуды $\mathbf{D}_{0,h}$, $\mathbf{F}_{0,h}$ определяются скалярными амплитудами $D_{0,h}$, $F_{0,h}$ из выражения

$$\mathbf{A}_{0,h} = (A_{0,h}^{\sigma}[\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_h] + A_{0,h}^{\pi}[\mathbf{k}_{0,h},[\mathbf{k}_0,\mathbf{k}_h]]/k_{0,h})/(k_0k_h\sin(2\theta))),$$

где $\mathbf{A} = \mathbf{D}$ или $\mathbf{F}$. Для решения проблемы обнаружения поля ПРИ релятивистского электрона, необходимо определить граничные условия для системы (6). В геометрии Лауэ граничными условиями в двухволновом приближении будут

$$\mathbf{D}_0(\mathbf{r}_p) = \mathbf{D}_h(\mathbf{r}_p) = 0, \tag{7}$$

где $\mathbf{r}_p$ – радиус-вектор точки на входной поверхности кристалла, так как поле излучения перед кристаллом отсутствует. Число γ-квантов с энергией $h\omega$, испускаемых в направлении $\mathbf{k}_h$, будет

$$\frac{\partial N_h}{\partial \omega} = \frac{c\cos\theta}{4\pi\, h\omega}\iint(|\mathbf{D}_h^{\sigma}|^2 + |\mathbf{D}_h^{\pi}|^2)dxdy, \tag{8}$$

где (x,y) – координаты выходной поверхности кристалла. Уравнения (6) с граничными условиями (7) могут быть аналитически решены только для некоторых типов искажений в кристаллах. Надо отметить, что так как эти уравнения без правой стороны соответствуют уравнениям дифракции рентгеновского излучения в искаженном кристалле [8] и так как решение неоднородных уравнений может быть сформировано в соответствии с решениями однородной части этого уравнения, то для ПРИ задача аналитически разрешима для каждого типа искажений, для которых задача дифракции рентгеновского излучения является аналитически разрешимой. Например, они могут быть решены аналитически в случае квадратичных деформаций кристаллической решетки [6] (то есть в случае температурного градиента или изгиба кристалла). В общем случае они будут решены приближенно аналитическими или численными методами. Полученные нами уравнения для ПРИ были исследованы численными методами для двух частных случаев искажений кристалла, описанных в [8]. В первом случае

$$\mathbf{hu} = (2\pi u_0/d)\sin(\pi z/T). \quad (9)$$

Этот тип искажений создается возбуждением акустических колебаний в пьезоэлектрических монокристаллах при обеспечении условия стоячей волны. Второй тип искажений соответствует случаю искажений, создаваемых в кристалле температурным градиентом, направленным перпендикулярно к отражательным плоскостям, и функция **hu** имеет вид

$$\mathbf{hu} = (2\pi u_0/d)(4\pi z/T)(1-z/T). \quad (10)$$

Рис.1. Частотная зависимость числа испускаемых γ-квантов ПРИ при разных значениях амплитуды акустических колебаний (ν=0 соответствует ε_γ=10.1кэВ): a) u_0/d=0; b) u_0/d=30; c) u_0/d=60 (d – межплоскостное расстояние).

Рис.2. Зависимость интегрального числа испускаемых γ-квантов ПРИ от амплитуды акустических колебаний.

В обоих случаях кристалл ориентирован по симметричной геометрии Лауэ, когда дифракционный вектор параллелен входной поверхности кристалла. В этих случаях **hu** зависит только от координаты, перпендикулярной вектору дифракции **h**, и уравнения (6) можно привести к системе дифференциальных уравнений первого порядка. Вычисления выполнены численным методом Рунге-Кутта при соответствующих значениях параметра, определяемых из экспериментальных данных [9]. Результаты для случая акустических колебаний представлены на рис.1 и 2. На рис.1 приведена частотная зависимость интенсивности излучаемых γ-квантов, испускаемых в направлении дифракции при разных значениях амплитуды акустических колебаний. На рис.2 показана зависимость интегрального числа испускаемых γ-квантов ПРИ от амплитуды акустических колебаний.

Как видно из полученных теоретических результатов, увеличение амплитуды акустических колебаний приводит к увеличению интенсивности ПРИ до некоторого максимального значения, а затем наступает насыщение. Рассчитаны случаи увеличения интенсивности ПРИ в несколько раз. Надо также заметить, что, изменяя параметры акустических колебаний, можно контролировать энергетические и угловые распределения характеристических выходов ПРИ. Аналогичные результаты получены для случая искажений кристаллической решетки, вызываемых температурным градиентом.

С целью подтверждения теоретических предсказаний и расчетов был проведен ряд экспериментальных работ. Приведенные экспериментальные данные (см., например, [9-15]) хорошо согласуются с результатами предлагаемой нами теоретической модели. Были наблюдены увеличения интенсивности в несколько раз и изменения спектрально-угловых характеристик выходов ПРИ как при воздействии на исследуемые образцы-мишени акустическими полями, так и при температурном градиенте.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Г.М.Гарибян, Ян Ши**. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1983.
2. **Г.М.Гарибян, Ян Ши**. ЖЭТФ, **61**, 930 (1971).
3. **В.Г.Барышевский, И.Д.Феранчук**. ЖЭТФ, **61**, 944 (1971); поправку см. в ЖЭТФ, **64**, 760 (1973).
4. **С.А.Воробьев, Б.Н.Калинин, С.Пак, А.П.Потылицын**. Письма в ЖЭТФ, **41**, 3 (1985).
5. **A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchian, et al.** Solid State Communications, **79**, 287 (1991).
6. **R.G.Gabrielyan, A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, Kh.V.Kotanjyan**. Phys. Stat. Sol. (a), **92**, 361 (1985).
7. **S. Takagi**. J. Phys. Soc. Japan, **26**, 1239 (1969).
8. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, Р.Г.Габриелян и др.** Письма в ЖТФ, **9**, 1181 (1983).
9. **A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchian, et al**. Phys. Lett. A, **152**, 297 (1991).
10. **R.O.Avakian, A.E.Avetissian, et al.** Radiation Effects and Defects in Solids, **117**, 17 (1991).
11. **K.H.Brezinger, C.Herberg, B.Limburg, H.Backe, et al**. Z. Phys. A, **358**, 107 (1997).
12. **W.Wagner, A.R.Mkrtchyan, et al.** Report January 1998—June 1999, FZR-271, ISSN **1437-322X**, 27 (1999).
13. **A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, et al.** Proc. of the ISTC Int. Seminar "Conversion Potential of Armenia and ISTC Programs", October 2-7, Yerevan, Armenia, p.184, 2000.
14. **A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, R.P.Vardapetyan, et al**. Proc. of the 5th Int. Symp. on Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures, September 10-14, Lake

Aya, Altai Mountains, Russia, p.45, 2001.

15. **A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, R.P.Vardapetyan, et al.** Proc. of the 5th Int. Symp. on Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures, September 10-14, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, p.47, 2001.

ԱՂԱՎԱՂՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Հ.Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ.Վ. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ, Մ.Մ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է միաբյուրեղներում արտաքին ազդակների (ակուստիկ տատանումներ, ջերմաստիճանային գրադիենտ) առկայությամբ, լիցքավորված մասնիկների պարամետրական ռենտգենյան ճառագայթման (ՊՌՃ) տեսական հետազոտությանը: Ստացված են հավասարումներ, որոնք բնութագրում են լիցքավորված մասնիկների ՊՌՃ-ն արտաքին ազդակների շնորհիվ աղավաղված բյուրեղներում: Այդ հավասարումները լուծվել են թվային մեթոդով: Ցույց է տրված, որ բյուրեղական ցանցի որոշակի տիպի դեֆորմացիաները բերում են ՊՌՃ-ի ինտենսիվության մի քանի անգամ աճի, ինչպես նաև ՊՌՃ-ի բնութագրական ելքերի անկյունային և էներգիական բաշխվածության փոփոխության:

THEORY OF PARAMETRIC X-RAY RADIATION IN DISTORTED CRYSTALS

A.A. ASLANYAN, A.H. MKRTCHYAN, V.V. NALBANDYAN, M.M. MIRZOYAN

Theoretical study of the parametric X-ray radiation (PXR) of charged particles in single crystals in the presence of external excitations (acoustic vibrations, temperature gradient) is presented. Equations describing the PXR of charged particles in the distorted, by means of external excitations, crystals are obtained and solved numerically. The gain of intensity in several times and variations of the angular-energy distribution of the PXR characteristic yields at certain cases of crystalline lattice deformation are shown.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.200-208 (2005)

УДК 539.122

КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ДЕТЕКТОР ГАММА-КВАНТОВ НА ОСНОВЕ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.Г. МКРТЧЯН, Г.А. АЙВАЗЯН, В.В. НАЛБАНДЯН, М.М. МИРЗОЯН, А.Н. САРГСЯН, А.А. АРШАКЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Рассмотрена возможность создания принципиально новых детекторов гамма-квантов рентгеновского диапазона энергий, работающих на основе явления рождения, дрейфа и размножения дельта-электронов. Приведены результаты экспериментальных исследований и теоретических расчетов лавинообразно размноженных дельта-электронов в созданных пористых слоях на основе щелочно-галоидных соединений (CsI, CsCl и т.д.) при наличии внешнего ускоряющего поля. В качестве источников гамма-квантов были использованы изотопы ^{57}Fe, ^{57}Co, ^{60}Co и ^{241}Am, которые имеют характерные выходы в диапазоне энергий 1÷600 кэВ. Подтверждена возможность применения созданных пористых слоев как основ для регистрирующих систем гамма-квантов с высокой эффективностью в широком диапазоне энергий, координатным разрешением ~50 мкм и рекордным быстродействием ~0,1 нс.

В последние годы усовершенствование методов регистрации ионизирующего излучения ограничивалось трудностями принципиального характера, что не позволяло достичь скорости счета детекторов больше, чем 10^8 частиц в секунду и координатного разрешения меньше, чем 1 мм [1-4]. Так, например, скорость счета в газовых камерах ограничена скоростью дрейфа и диффузией носителей тока, а в сцинтилляционных счетчиках – временем высвечивания сцинтиллятора, распространением света через сцинтиллятор и временем пролета электронов через динодную систему фотоэлектронного умножителя. Поэтому, наряду с усовершенствованием традиционных методов регистрации, более важными являются исследования в области создания принципиально новых методов регистрации.

В этом аспекте большой практический интерес представляют исследования в области создания детекторов на основе явлений рождения, дрейфа и размножения вторичных электронов в пористых конденсированных средах. Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию этих процессов в созданных нами пористых слоях на основе диэлектриков и полупроводников при наличии и отсутствии внешнего ускоряющего электрического поля, а также изучению возможности создания принципиально нового детектора на основе этих явлений.

Для описания процессов рождения, дрейфа и размножения дельта-электронов в пористом слое представим последний как совокупность хаотично расположенных динодов, относительная пространственная ориентация и расстояния между которыми могут быть совершенно разными. Если размеры динодов достаточно малы по сравнению с длиной свободного пробега эмиссионных электронов, то электроны с большой вероятностью, не успев термализоваться, вылетят из вещества динодов и попадут в междинодное пространство – вакуум, где под воздействием приложенного к слою ускоряющего электрического поля приобретут дополнительную энергию, которая позволит преодолеть междинодное расстояние, и сталкиваясь с каким-либо динодом, вызовут вторичную электронную эмиссию (ВЭЭ). Причем эмиссионные явления возникают как при отражении, так и при прохождении. Вновь образованные электроны ВЭЭ, в свою очередь, ускоряясь полем в междинодном пространстве, сталкиваются с другим динодом и вызывают ВЭЭ. Таким образом происходит лавинообразный процесс, т.е. перенос заряженной частицы через пористый слой можно представить как каскадный процесс, когда при каждом акте каскада имеет место ВЭЭ. Коэффициент ВЭЭ σ зависит от энергии электрона ε и эмиссионных свойств динодов β следующим образом:

$$\sigma = \beta\varepsilon^{0.5}. \qquad (1)$$

По мере продвижения заряженных частиц через слой коэффициент ВЭЭ может уменьшаться ($\sigma <1$), оставаться неизменным ($\sigma =1$) или увеличиваться ($\sigma >1$). Соответственно, будет иметь место поглощение, дрейф или размножение. Очевидно, что наложением ускоряющего поля можно контролировать эмиссионные свойства данного слоя.

Теперь рассмотрим возможность математического моделирования процесса лавинообразного размножения заряженных частиц. С этой целью были смоделированы случайные процессы методами авторегрессии, скользящего среднего, диффузионного, Пуассона, самовозбуждения и взаимного возбуждения [5-10]. Были рассмотрены случаи точечного единичного и линейчатого эмиссионных источников.

В случае точечного источника моделирование начинается с розыгрыша точки ионизации (x_0, y_0) (см. рис.1). Испускаемые вторичные электроны рождаются в основном в тонком приповерхностном слое вещества, в пределах характерной глубины выхода, определяемой длиной ионизационного пробега λ_γ, которая в свою очередь определяется эффективным сечением ионизации и плотностью вещества мишени. Принимая распределение y_0 на этой глубине равномерным, можно определить его оператором

$$y_0 = \lambda_\gamma \times \text{random} \qquad (2)$$

где random – датчик случайных чисел в интервале [0,1]. При фиксированной координате x_0 можно полагать x_0=0. Далее разыгрывается случайная величина, определяющая вероятности выбывания δ-электронов.

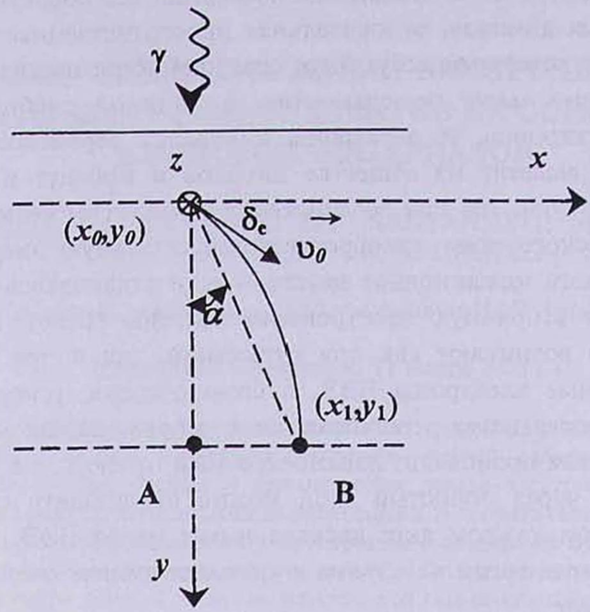


Рис.1. Схематическая картина первого акта ионизации и эмиссии δ-электрона.

Для описания движения вторичного электрона в сильном электрическом поле воспользуемся соответствующей линеаризацией уравнений движения. При этом нами получено аналитическое выражение для определения потенциала φ (x,y) поля проволочного детектора в любой точке рабочего объема:

$$\varphi(x,y)=V\left[2\ln\frac{\operatorname{sh}\frac{\pi d}{l}}{\operatorname{sh}\frac{\pi r}{l}}\right]^{-1}\sum_{k=-\infty}^{+\infty}(-1)^k\ln\frac{\operatorname{sh}^2\frac{\pi d}{l}(2k+1)+\sin^2\frac{\pi x}{l}}{\operatorname{sh}^2\frac{\pi d}{l}(2k+\frac{y}{d})+\sin^2\frac{\pi x}{l}}, \qquad (3)$$

где V – напряжение, подаваемое на проволоки, r – диаметр проволоки, d – толщина слоя, l – зазор между двумя анодными (катодными) проволоками.

Пусть в точке (x_0,y_0) произошла ионизация с эмиссией электрона с поперечным и продольным компонентами скорости υ_{0x} и υ_{0y}, соответственно (рис.1). Разыгрывается азимутальный угол θ_0 вылета электрона по формуле

$$\theta_0 = f(\beta,\varepsilon_{\delta e}) \times \text{random}, \qquad (4)$$

где $f(\beta,\varepsilon_{\delta e})$ описывает дифференциальное сечение δ-электронов с учетом эмиссионных свойств вещества и энергии первичного электрона. Далее разыгрываем длину свободного пробега для эмиссионных электронов

$$\lambda_{\delta e} = \ln(\text{random})/\eta, \tag{5}$$

где η – константа, характеризующая свойства данной пористой среды. Для нахождения точки (x_1, y_1) сначала, зная длину свободного пробега, определяем время t_0 в пути, пренебрегая горизонтальной составляющей:

$$\lambda_{\delta e} = 0{,}5at_0^2, \tag{6}$$

где $a = eE/m_e$ – ускорение, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, E – напряженность электрического поля. Перемещение в горизонтальном направлении вычисляем по правилу

$$x_1 - x_0 = \upsilon_{0x} t_0, \tag{7}$$

а в вертикальном – полагаем, что

$$y_1 = y_0 + \lambda_{\delta e}. \tag{8}$$

Далее процесс повторяется. Заметим, что вероятность эмиссии вторичных электронов зависит от энергии электрона и эмиссионных свойств данного слоя. На рис.2 приведены траектории лавинообразно размноженных электронов для пористого слоя щелочно-галоидного соединения CsI с относительной плотностью $\rho/\rho_0 = 2\%$, толщиной d =350 мкм и напряжением ускоряющего поля V=1200 В при бомбардировке слоя гамма-квантами с энергиями 1 кэВ, 2 кэВ и 5 кэВ.

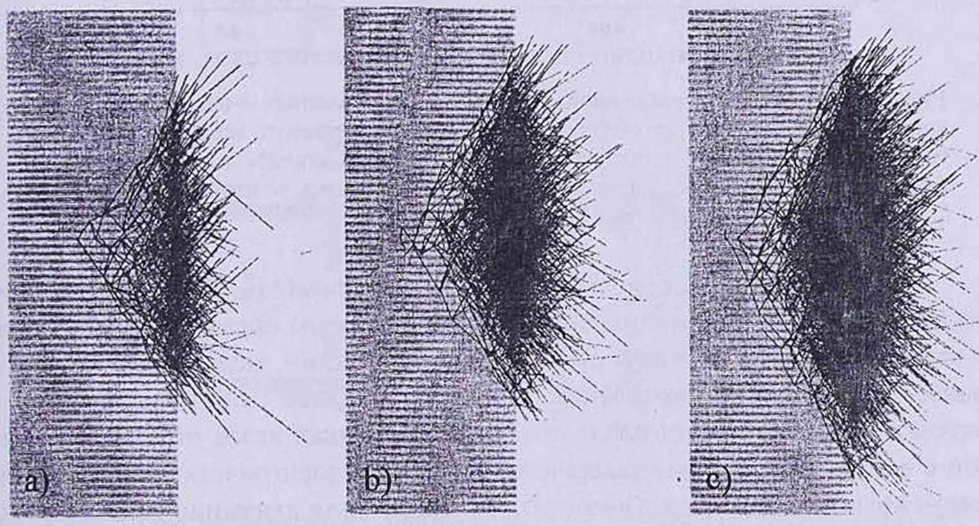


Рис.2. Траектории лавинообразно размноженных δ-электронов в пористых слоях щелочно-галоидного соединения CsI с толщиной 350 мкм и относительной плотностью 2% при наложении на слой ускоряющего поля с напряжением 1200 В для первоначально ионизирующих слой гамма-квантов с энергиями 1 кэВ, 2 кэВ и 5 кэВ, соответственно a), b) и c).

Рассчитаны также распределения лавины электронов на выходной поверхности для пористых слоев разной толщины, относительной плотности и химического состава при одинаковом времени набора счета. На рис.3 приведены соответствующие распределения δ-электронов на выходной поверхности пористых слоев разной толщины при облучении мишеней излучением мессбауэровского источника гамма-квантов ^{57}Co. Как видно из этих рисунков, увеличение толщины исследуемого образца приводит к уширению фронта электронной лавины и увеличению коэффициента ВЭЭ. Аналогичная картина получается при уменьшении относительной плотности и при увеличении напряжения ускоряющего поля.

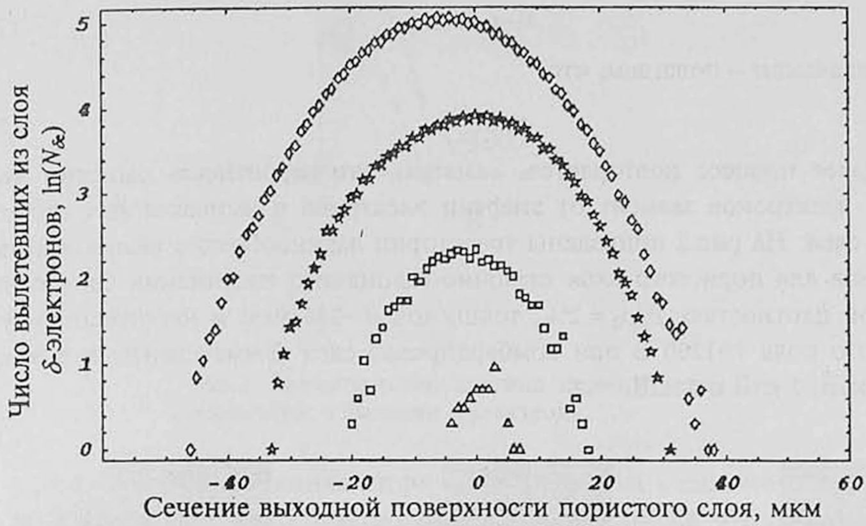


Рис.3. Распределения числа лавинообразно размноженных δ-электронов на выходной поверхности при облучении мишени из пористого щелочно-галоидного соединения CsI с относительной плотностью ρ_0/ρ=2% излучением мессбауэровского источника гамма-квантов ^{57}Co для разных толщин: Δ – d =50 мкм; □ – d=150 мкм; ☆– d=300 мкм; ◊ – d =500 мкм.

В этом случае имеем дело с точечным источником. В случае линейного источника, т.е. когда первичные дельта-электроны образуются не в точке, а вдоль некоторой, случайно ориентированной линии, моделирование, как и ранее, начинается с нахождения точки (x_0,y_0). Далее разыгрывается угол α отрезка АВ (рис.1) и допустим, что в десяти точках этого отрезка испускаются электроны, которые ускоряются в сильном электрическом поле, ионизируя другие атомы и т.д. Очевидно, что траектория движения каждого электрона описывается такими же уравнениями, что и вышеизложенные.

Из результатов моделирования очевидно, что, выбирая расстояние между проволоками, толщину и относительную плотность пористых слоев, можно создать координатно-чувствительные детекторы с определенной координатной разрешаемостью. Временное разрешение такого детектора определяется временем пролета электрона через пористую среду и, в данном случае, может составлять порядка 10^{-10} с.

С целью подтверждения вышеуказанных теоретических предположений был проведен ряд экспериментальных исследований. При этом были использованы изотопы ^{57}Fe, ^{57}Co, ^{60}Co и ^{241}Am как стандартные источники излучения гамма-квантов, у которых характерные спектры излучения перекрывают диапазон энергий от ~1 кэВ до ~600 кэВ. Работы проводились при напряжениях ускоряющего поля от 800 В до 2000 В.

Пористые слои изготавливались путем вакуумного термического и ионного напыления соответствующих поликристаллов в атмосфере сухого инертного газа при определенных условиях (давление, скорость вращения подложки и т.д.) [11,12]. При этом в зависимости от давления газа получаются пористые слои с относительной плотностью 0,3%÷10%. В основном, для созданных пористых сред использовались соединения щелочных металлов (KCl, KF, CsCl, CsI) и кремния, а также были использованы некоторые более сложные химические соединения, обеспечивающие высокие эмиссионные свойства.

Для регистрации быстродействующего выходного аналогового сигнала детектора (10^{-8}÷10^{-10}с) был разработан и методом литографического насаждения создан СВЧ→ВЧ формирователь-преобразователь. Был также разработан и создан десятиразрядный аналого-цифровой преобразователь с высокоомным входным сопротивлением и временем преобразования 10^{-7}с.

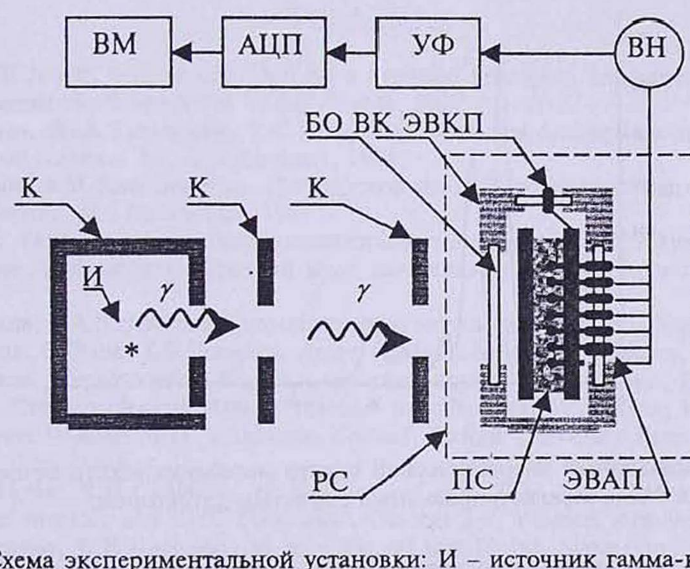


Рис.4. Схема экспериментальной установки: И – источник гамма-квантов; К – коллиматоры; ВН – блок высокого напряжения; УФ – усилитель-формирователь; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ВМ – вычислительная машина; РС – регистрирующая система; БО – бериллиевое окно; ПС – пористый слой; ЭВАП – электрические выводы анодных проволок; ЭВКП – электрические выводы катодных проволок; ВК – вакуумная камера.

Эксперименты проводились по схеме, приведенной на рис.4. Пучок гамма-квантов, проходя сквозь систему коллиматоров и бериллиевое окно (БО) вакуумной камеры (ВК), падает на пористый слой (ПС). Специальным методом обеспечено вакуумное уплотнение бериллиевого окна, имеющее толщину 150 мкм и диаметр 3 см, с вакуумной камерой, изготовленной из нержавеющей стали. При взаимодействии с пористым слоем гамма-кванты вызывают поверхностную ионизацию и выбивание первичных δ-электронов. Рожденные δ-электроны ускоряются в порах пористого слоя под воздействием внешнего электрического поля, создаваемого постоянным напряжением, подаваемым на электрические контакты ЭВАП и ЭВКП, соединенные соответственно с анодными и катодными проволоками из AuW с диаметром 28 мкм. Разогнанные электроны, в свою очередь, выбивают новые δ-электроны из вещества пористого слоя. Далее процесс повторяется и приводит к лавинообразному размножению электронов, что сопровождается возникновением импульсного тока. По стандартной электрической схеме импульсный ток преобразуется в напряжение и на выходе регистрирующей системы получается аналоговый импульсный сигнал с длительностью ~10^{-9}с. Аналоговый импульсный сигнал с регистрирующей системы подается на СВЧ$\rightarrow$ВЧ формирователь-преобразователь, а затем на вход аналого-цифрового преобразователя, который присоединен к вычислительной машине, где и обрабатывается и накопляется специально созданным программным обеспечением [13,14].

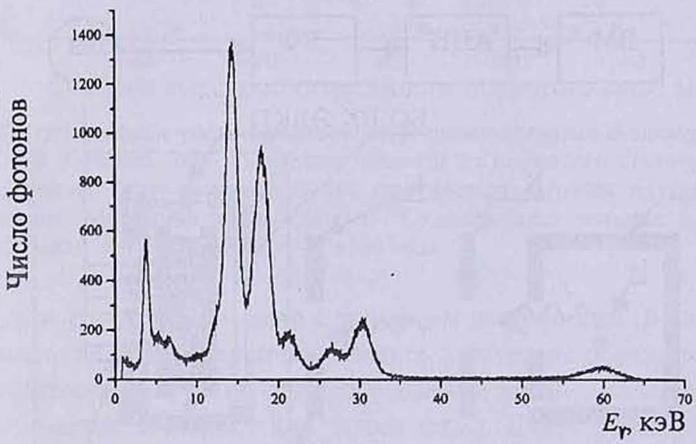


Рис.5. Характерный энергетический спектр мессбауэровского источника излучения ^{241}Am, зарегистрированный пористым детектором.

На рис.5 приведен характерный энергетический спектр мессбауэровского источника излучения гамма-квантов ^{241}Am, регистрируемый координатно-чувствительной регистрирующей системой, работающей в интегральном режиме. На рисунке четко выделяются характерные энергетические выходы, энергетическое разрешение которых составляет ~10% в широком диапазоне энергий. Аналогичные характеристические спектры получены для источников гамма-квантов ^{57}Fe, ^{57}Co и ^{60}Co. Путем выборки подаваемого ускоряющего напряжения можно достичь до 90% эффективности регистрации в необходимой области энергий. Были также проведены экспериментальные исследования по определению координатного разрешения созданного детектора. Эксперименты проводились при различных значениях напряжения ускоряющего поля, толщины пористого слоя, относительной плотности и зазора между двумя анодными проволоками.

Наилучшими энергетическими и временными параметрами обладала регистрирующая система гамма-квантов рентгеновского диапазона энергии, изготовленная на основе комплекса соединений $CsI(SiO)^1$ [15] с относительной плотностью 2% и толщиной 500 мкм, при этом расстояние между центрами двух анодных проволок составляло 50 мкм, что обеспечивало соответствующее координатное разрешение.

На основе полученных экспериментальных данных можно утверждать, что созданные пористые слои при определенных условиях являются быстродействующими умножителями электронов. Созданные регистрирующие системы на основе полученных пористых слоев обладают уникальными параметрами и очень чувствительны к гамма-излучению в широком диапазоне энергии. Предлагаемая теоретическая модель хорошо описывает процессы, возникающие при взаимодействии гамма-квантов с пористыми слоями при наличии внешних полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H.Bubert, H.Jenett.** Surface and Thin Film Analysis: Principles, Instrumentation, Applications. Darmstadt, Wiley-VCH Verlag GmbH, 2002.
2. **А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич.** Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоиздат, 1985.
3. **Ю.К.Акимов, А.И.Калинин и др.** Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
4. **Г. Е.Пикус.** Основы теории полупроводниковых детекторов. М., Наука, 1965.
5. **У.Гренандер, В.Фрайберг.** Краткий курс вычислительной статистики. М., Наука, 1978.
6. **С.М.Ермаков, Г.А.Михайлов.** Статистическое моделирование. М., Наука, 1982.
7. **M.E.Johnson, C.Wang, J.S.Ramberg.** Amer. J. Math. & Manag. Sciences, **4**, 225 (1984).
8. **С.М.Ермаков.** Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М., Наука, 1971.
9. **К.Мардиа.** Статистический анализ угловых наблюдений. М., Наука, 1978.
10. **R.N.Bracewell.** The Hartley Transform. Oxford, Oxford University Press – New York, Clarendon Press, 1986.
11. **A.H.Mkrtchyan, R.H.Ghajoyan, et al.** Proc. of the ISTC Int. Seminar "Conversion Potential of Armenia and ISTC Programs", October 2-7, Yerevan, Armenia, 163 (2000).
12. **A.H.Mkrtchyan, R.H.Ghajoyan, et al.** Proc. of the 5th Int. Symp. on Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures, September 10-14, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, 38 (2001).
13. **Р.Э.Блейхут.** Быстрые алгоритмы цифровой обработки сигналов. М., Мир, 1989.
14. **Л.М.Гольденберг.** Цифровая обработка сигналов. М., Радио и связь, 1990.
15. **А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян.** Рентгеночувствительные пористые пленки. Патент РА, Р20030103 (2004).

ԾԱԿՈՏԿԵՆ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ԳԱՄՄԱ-ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏԱԶԳԱՅՈՒՆ ԱՐԱԳԱԳՈՐԾ ԳՐԱՆՑԻՉ

Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Գ.Ա. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Վ.Վ. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ, Մ.Մ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ,
Ա.Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա.Ա. ԱՐՇԱԿՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է դելտա–էլեկտրոնների ծնման, դրեյֆի և բազմացման երևույթների հիման վրա ռենտգենյան տիրույթի գամմա–քվանտների սկզբունքորեն նոր գրանցիչների պատրաստման բնագավառի հետազոտություններին: Բերված են արտաքին արագացնող դաշտի առկայությամբ հիմնային մետաղների միացությունների (CsI,CsCl և այլն) հիման վրա ստեղծված ծակոտկեն շերտերում դելտա-էլեկտրոնների հեղեղային բազմացման փորձնական հետազոտությունների և տեսական հաշվարկների արդյունքները: Որպես գամմա-քվանտների աղբյուրներ օգտագործվել են ^{57}Fe,^{57}Co,^{60}Co և ^{241}Am իզոտոպները, որոնք ունեն բնութագրական ելքեր 1÷600 կէՎ էներգիական տիրույթում: Հիմնավորված է, որ ստեղծված ծակոտկեն շերտերը կարող են հիմք հանդիսանալ լայն էներգիական տիրույթում բարձր էֆեկտիվությամբ, ~50 մկմ կոորդինատային լուծողականությամբ և ~0,1 նվրկ ռեկորդային արագագործությամբ գամմա-քվանտների գրանցիչ համակարգերի համար:

COORDINATE-SENSITIVE HIGH-SPEED DETECTOR OF GAMMA QUANTA BASED ON POROUS MATERIALS

A.H. MKRTCHYAN, G.A. AYVAZYAN, V.V. NALBANDYAN, M.M. MIRZOYAN,
A.N. SARGSYAN, A.A. ARSHAKYAN

We study an opportunity to create principally new detectors of gamma quanta of the X-ray energy range operating on the basis of the phenomena of the delta-electrons emission, drift and multiplication. The results of experimental researches and theoretical calculations of delta–electrons' avalanched multiplication in the developed porous layers on the basis of alkaline haloids (CsI, CsCl, etc.) in the presence of external accelerating field are presented. As sources of gamma quanta the isotopes ^{57}Fe, ^{57}Co, ^{60}Co and ^{241}Am were used, which have characteristic yields in the energy range 1÷600 keV. The feasibility of utilization of the developed porous layers as bases for gamma-quanta registering systems with high efficiency in wide energy range, coordinate resolution ~50 μm and record speed ~0,1 ns is confirmed.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.209-214 (2005)

УДК 539.2

ПОВЕДЕНИЕ АТОМАРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

А.Р. МКРТЧЯН[1], А.С. АБРААМЯН[1], Р.Б. КОСТАНЯН[2], К.П. АРОЯН[1], К.С. МКРТЧЯН[1]

[1]Институт прикладных проблем физики НАН Армении

[2]Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Исследовано поведение аргоновой плазмы в акустическом поле. Наблюдались скачкообразные вольтамперные характеристики, зависящие от давления газа, частоты модуляции и величины переменной компоненты разрядного тока. Экспериментально полученный переход плазмы из невозмущенного состояния в состояние плазмы с акустическим возмущением описывается в рамках "теории катастроф" как фазовый переход из газовой фазы в фазу жидкости со сверхрешеткой или одноосного квазикристалла.

В последние годы в области низкотемпературной плазмы актуальным является вопрос исследования устойчивости и управления параметрами молекулярной и атомарной неравновесной плазмы. Одна из основных задач в этом направлении – исследование влияния внешних воздействий на параметры плазмы. Первые работы в этой области были посвящены влиянию внешних электромагнитных воздействий и позволили, в частности, объяснить многие вопросы в области нагрева плазмы и некоторые явления, происходящие в ионосфере.

В последние годы интенсивно проводятся исследования, когда внешним воздействием является акустическое поле, возбуждаемое электродинамическим излучателем [1-3] и модуляцией тока разряда [3-5]. Эти работы проводились при низких давлениях плазмы (< 100 Торр) и невысоких интенсивностях звука. Обычно в области небольших токов (области нормального тлеющего разряда) вольтамперная характеристика (ВАХ) на постоянном токе имеет вид прямой, параллельной оси тока или слабо падающей [6], однако иногда ВАХ может отличаться от стандартной и становиться нелинейной [5,7].

В настоящей работе изучены вольтамперные характеристики плазмы атомарного газа аргона, в которой акустическое поле возбуждается при помощи модуляции тока разряда, при давлениях в области 200–350 Торр.

Последовательно с разрядной трубкой включаются балластное сопротивление и лампа высоковольтного модулятора, которая работает в режиме управляемого сопротивления. В экспериментах используется кварцевая разрядная трубка с внутренним диаметром 25 мм и длиной 500 мм. На концах трубки установлены плоские цилиндрические латунные электроды диаметром 24 мм, а длина разрядного промежутка равна 460 мм.

Ток в разрядной трубке управляется при помощи лампы высоковольтного модулятора. Разрядный ток содержит постоянную ($I(=)$) и синусоидальную переменную ($I(\sim)$) компоненты. Постоянная компонента тока формирует рабочую точку на вольтамперной характеристике разряда. При модуляции тока разряда в разрядной трубке возбуждаются акустические колебания. Разрядная трубка ведет себя как акустический резонатор и частота модуляции разрядного тока соответствует его резонансным модам, при которых амплитуда акустических колебаний максимальна.

На рис.1 приведены экспериментально полученные ВАХ в аргоновой плазме при наличии модуляции тока разряда на частоте f=0,402 кГц, при различных режимах разряда, управляемых балластным сопротивлением R_{bal}.

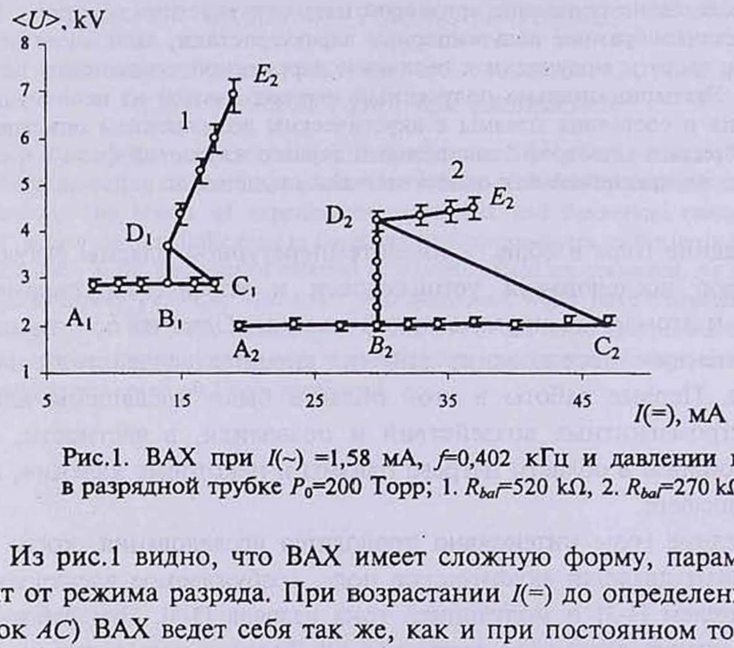


Рис.1. ВАХ при $I(\sim)$ =1,58 мА, f=0,402 кГц и давлении газа в разрядной трубке P_0=200 Торр; 1. R_{bal}=520 kΩ, 2. R_{bal}=270 kΩ.

Из рис.1 видно, что ВАХ имеет сложную форму, параметры которой зависят от режима разряда. При возрастании $I(=)$ до определенного значения (участок *AC*) ВАХ ведет себя так же, как и при постоянном токе. При определенном $I(=)$ поведение ВАХ скачкообразно меняется (*CD*). При дальнейшем увеличении $I(=)$ ВАХ снова становится линейной (*DE*), но с другим наклоном. При убывании $I(=)$ ВАХ повторяет прежний ход (*ED*) до точки *D* скачка, затем среднее напряжение на разрядной трубке $\langle U \rangle$ (*DB*) падает до прежних значений (*AB*). Точки скачков ВАХ при возрастании и убывании не совпадают. С уменьшением балластного сопротивления точки скачков смещаются в область больших значений $I(=)$. Величины скачков напряжения и тока достигают 1–3 кВ и 5–20 мА, соответственно, в зависимости от величины R_{bal} и давления газа в разрядной трубке.

На рис.2 представлены зависимости ВАХ от $I(=)$ и $I(\sim)$ при P_0=350 Торр и f=0,402 кГц. На рис.3 приведены зависимости ВАХ от $I(=)$ и f при P_0=350Торр и $I(\sim)$=1.58 мА, а на рис.4 – зависимости ВАХ от $I(=)$ и P_0 при f=0,402 кГц и $I(\sim)$=1.58 мА.

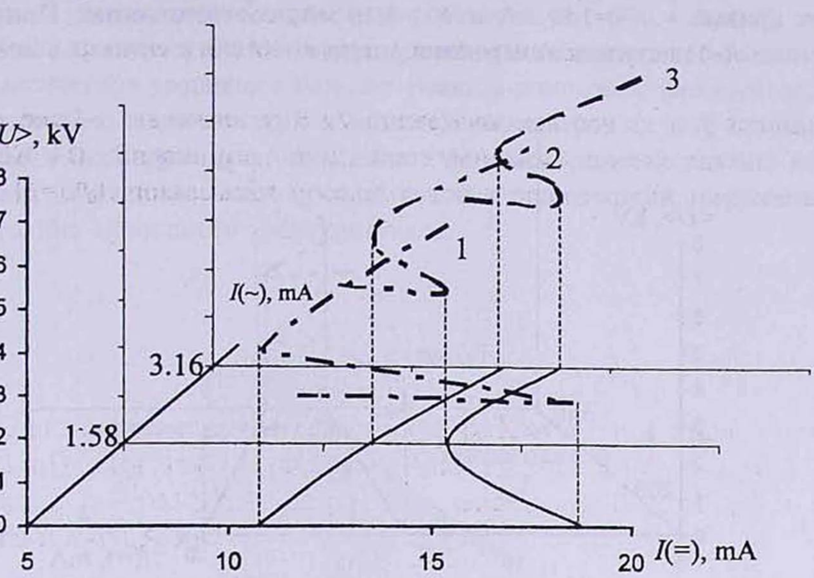


Рис.2. Зависимость ВАХ от $I(=)$ и $I(\sim)$ при P_0=350 Торр и f=0,402 кГц.

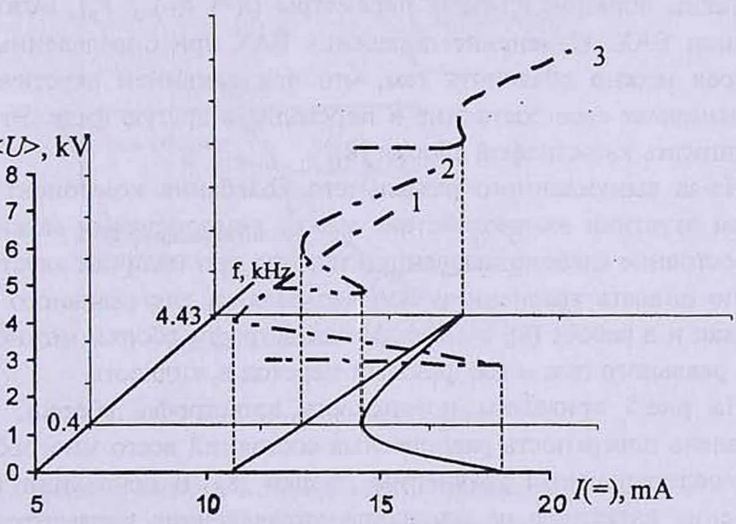


Рис.3. Зависимость ВАХ от $I(=)$ и f при P_0=350 Торр и $I(\sim)$=1.58 мА.

На рис.2-4 зависимости ВАХ приведены для случая возрастания $I(=)$ при R_{bal}=520 kΩ. Сплошные линии, проведенные в плоскостях $\{I(=), I(\sim)\}$; $\{I(=), f\}$ и $\{I(=), P_0\}$, показывают проекцию траектории напряжения соответствующих скачков. Видно, что величина скачка по оси $I(=)$ уменьшается с увеличением компоненты переменного тока $I(\sim)$, частоты f и давления P_0, а по оси $\langle U\rangle$ остается прежней. Первая кривая рис.2 соответствует малой величине переменной компоненты разрядного тока $I(\sim)\approx0.6$ мА. Вторая и третья кривые – $I(\sim)=1.58$ мА и $I(\sim)=3.16$ мА, соответственно. При больших значениях $I(\sim)$ наступает контракция разряда.

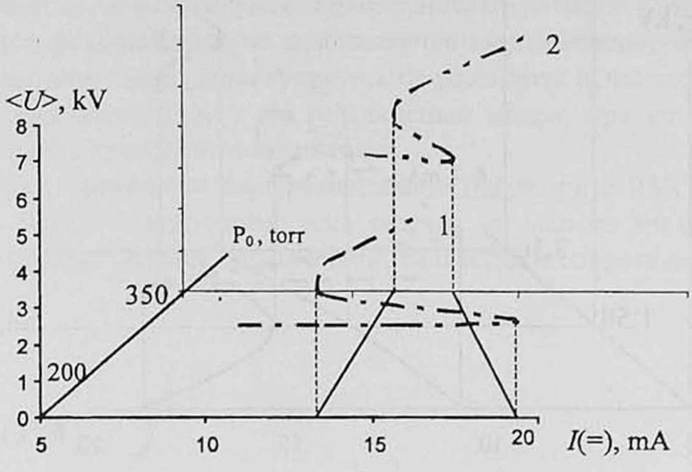


Рис.4. Зависимость ВАХ от $I(=)$ и P_0 при f=0,402 кГц и $I(\sim)$ =1.58 мА.

Таким образом, изменяя параметры $\{I(=), I(\sim), f, P_0\}$, можно управлять поведением ВАХ. Изменение поведения ВАХ при определенных значениях параметров можно объяснить тем, что под влиянием акустической волны плазма изменяет свое состояние и переходит в другую фазу. Эти результаты можно описать катастрофой сборки [8].

Из-за вынужденного раздельного колебания компонент плазмы под влиянием акустики взаимодействие между компонентами можно не учитывать и состояние слабоионизованной плазмы при наличии акустического поля можно описать уравнением Ван-дер-Ваальса для реального газа. В этом случае, как и в работе [8], с помощью катастрофы сборки можно описать состояние реального газа и его фазовый переход в жидкость.

На рис.5 приведена поверхность катастрофы сборки, где точками представлена поверхность равновесных состояний всего многообразия катастроф, удовлетворяющая уравнению сборки [8]. В основании представлено отображение катастроф на плоскость управляющих параметров. Кривые F складок поверхности многообразия катастроф отображаются на плоскость бифуркационными множествами B_1 и B_2. При малых флуктуациях управляющих параметров, находящихся на линиях B_1 и B_2, система смещается или в область E, соответствующую устойчивому равновесию, или в область J, соответствующую скачкам. В области J лежат три листа многообразия катастроф.

Неустойчивые точки, соответствующие скачку фазового перехода, лежат на среднем листе.

Экспериментально полученные кривые рис.2-4 имеют такой же вид и обладают теми же характеристиками устойчивости и неустойчивости состояний. На рис.5 управляющим параметрам соответствуют $\{I(\sim), f, P_0, I(=)\}$ экспериментальных кривых, а внутреннему параметру соответствует $<U>$.

Классическое уравнение Ван-дер-Ваальса описывает фазовый переход газа в изотропную жидкость при изменении параметров P, V, T. Результаты, полученные в экспериментах, описывают фазовый переход плазмы из состояния газа в состояние анизотропной среды с акустической сверхрешеткой или в состояние одноосного квазикристалла.

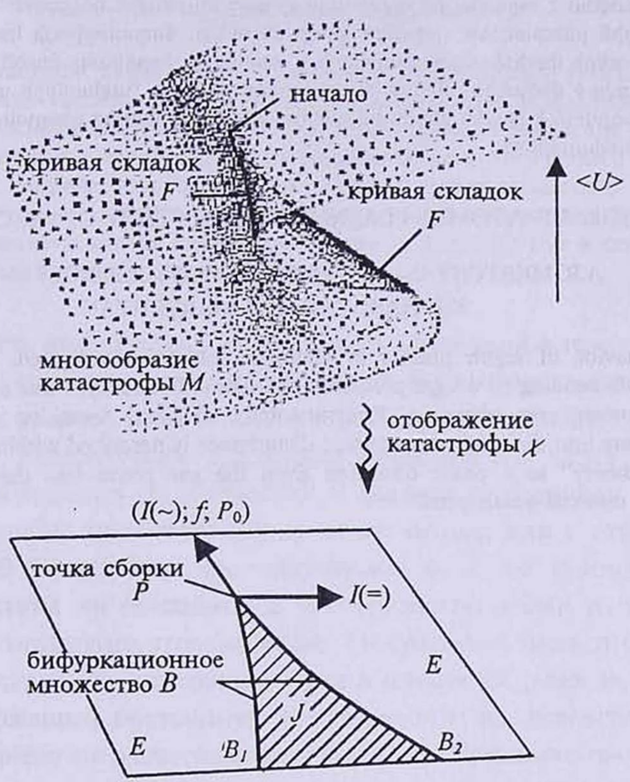


Рис.5. Катастрофа сборки.

Таким образом, плазма с акустическим полем ведет себя как твердое тело с соответствующей вольтамперной характеристикой.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Subertova.** Czech. Journ. Phys., **16**, 905 (1966).
2. **М.А.Антинян, Г.А.Галечян, Л.Б.Тавакалян.** Теплофиз. выс. температур, **29**, 1081 (1991).

3. **Г.А.Галечян, А.Р.Мкртчян.** Акустоплазма. Ереван, Апага, 2005.
4. **А.С.Абраамян, К.П.Ароян, Т.Ж.Бежанян, С.А.Геворкян, Р.Б.Костанян.** Труды конф. “Лазерная физика – 2003”, 14-17 октября 2003, Аштарак, Армения, с.73.
5. **А.Р.Арамян, Г.А.Галечян.** ЖТФ, **67**, N8, 53 (1997).
6. **В.Л.Грановский.** Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., Наука, 1971.
7. **А.С.Абраамян, К.А.Абраамян, К.П.Ароян, Т.Ж.Бежанян, С.А.Геворкян.** Труды конф. “Лазерная физика- 2001”, 10- 12 окт. 2001г., Аштарак, Армения, с.63.
8. **Т.Постон, И.Стюарт.** Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.

ԱՏՈՄԱԿԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՎԱՐՔԸ ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Ս. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ,
Կ.Պ. ՀԱՐՈՅԱՆ, Կ.Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Հետազոտված է արգոնային պլազմայի վարքը ձայնային դաշտում: Դիտվել են թռիչքաձև վոլտամպերային բնութագրեր կախված գազի ճնշումից, մոդուլացիայի հաճախությունից, պարպումային հոսանքի փոփոխական բաղադրիչի արժեքից: Փորձնականորեն ստացված պլազմայի անցումը չգրգռված վիճակից ակուստիկ գրգռումով վիճակի “աղետների տեսության” շրջանակներում նկարագրվում է որպես փուլային անցում գազային փուլից գերցանցով հեղուկ փուլի կամ միառանցք քվազիբյուրեղի:

BEHAVIOR OF ATOMIC PLASMA IN THE FIELD OF ACOUSTIC WAVE

A.R. MKRTCHYAN, A.S. ABRAHAMYAN, R.B. KOSTANYAN,
K.P. HAROYAN, K.S. MKRTCHYAN

The behavior of argon plasma in acoustic field is investigated. Jump current-voltage characteristics depending on the gas pressure, modulation frequency, value of the discharge current variable component are observed. Experimentally obtained transition of plasma from the undisturbed state into the state with acoustic disturbance is described within the framework of the “catastrophe theory” as a phase transition from the gas phase into the liquid phase with a superlattice or uniaxial quasicrystal.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.215-219 (2005)

УДК 533.9

ГЕНЕРАЦИИЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

К.П. АРОЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Представлена новая схема генерации акустических колебаний в тлеющем разряде низкого давления при синусоидально модулированном токе разряда на основе электрон-атомных столкновений. Приведены экспериментально полученные зависимости генерированного акустического давления от параметров разряда для следующих газов и газовых смесей: He, N_2, CO_2, He:N_2=1:1, He:CO_2=1:1, N_2:CO_2=1:1. Получено, что генерированное удельное акустическое давление может принимать значения 3–22 Pa/A·Torr в зависимости от состава газа и параметров эксперимента.

Возможность возбуждения акустических колебаний в газе, в том числе в плазме, за счет термодинамических процессов была предсказана Рэлеем [1]. При возбуждении разряда только постоянным или только переменным токами возбуждение акустических колебаний описывается через механизмы упругих электрон–атомных столкновений и связано с объемным тепловыделением, зависящим от плотности заряженных частиц, или с отрицательной вязкостью [2,3]. В [4] указано, что полученные согласно такому описанию расчетные результаты не совпадают с экспериментальными и предлагается учитывать также неупругие столкновения. Полученные нами в [5] экспериментальные результаты по генерации звука в плазме CO_2-лазера, возбуждаемой током, содержащим постоянную и переменную компоненты, дали значения, отличающиеся от расчетных согласно [2-4]. Предлагаемая схема генерации акустических колебаний также опирается на упругие столкновения частиц, составляющих плазму, но описывается без использования объемного тепловыделения.

В нашей схеме через разрядную трубку проходил синусоидально-модулированный ток, содержащий постоянную и переменную компоненты. Кварцевая цилиндрическая разрядная трубка, использовавшаяся в эксеперименте, имела внутренний диаметр 25 мм и длину 500 мм. На концах трубки были вставлены звукопоглотители с коэффициентом отражения волны давления < 0,2, которые обеспечивали режим в трубке, близкий к бегущей волне. Поскольку диаметр трубки (25 мм) намного меньше длины трубки и длины звуковой волны, то можно считать, что в разрядной трубке формируется плоская бегущая волна.

Модуляция тока разряда производилась на частотах собственных акустических резонансов и антирезонансов трубки $f_R=mV_s/2L$; $f_{AR}=(2m-1)V_s/4L$, где f_R и f_{AR} – собственные резонансные и антирезонансные акустические частоты трубки, V_s – скорость звука в данном газе, которая измерялась отдельно, L – длина трубки, $m = 1, 2, 3 \ldots$ – номер гармоники.

Эксперименты проходили следующим образом. В разрядной трубке при данном давлении и типе газа создавался разряд при помощи постоянной составляющей тока разряда. Далее устанавливался режим модулированного тока (тока, содержащего постоянную и переменную компоненты) с определенной частотой и амплитудой, вследствие чего в трубке генерировались акустические колебания такой же частоты. Эти колебания фиксировались микрофоном и спектроанализатором.

Меняя частоту и амплитуду переменной компоненты тока разряда ($I_{\sim}$) и настройку спектроанализатора, для данных давления газа в трубке (P_0) и постоянной составляющей тока разряда (I_0) можно было снять весь спектр давлений (P_s) акустической волны, генерированной в разряде данного газа.

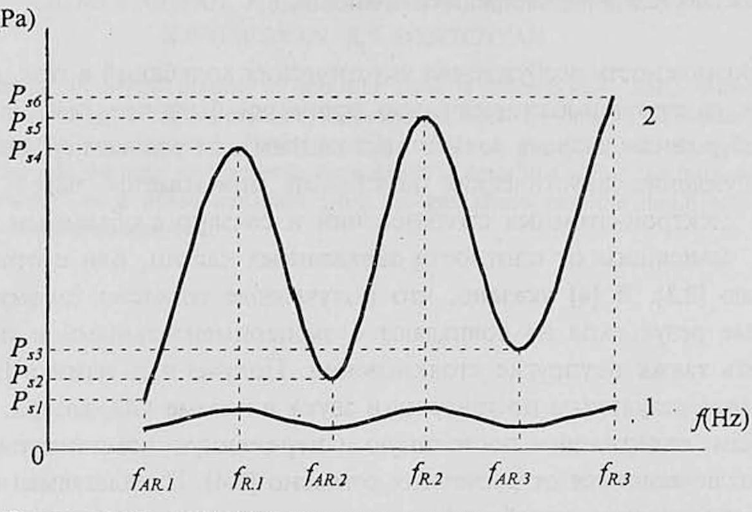


Рис.1. Зависимость величины генерированного акустического давления от частоты акустического сигнала при фиксированных постоянной и переменной составляющих тока разряда. Кривая 1 соответствует давлению газа в трубке $P_{0.1}$, а кривая 2 – давлению $P_{0.2}$. $P_{0.2} > P_{0.1}$.

На рис.1 приведена зависимость величины акустического давления, генерируемого в разрядной трубке, от частоты модуляции (f) при двух разных давлениях газа в трубке. Здесь $f_{R1} - f_{R3}$ – частоты первых трех акустических резонансов, а $f_{AR1} - f_{AR3}$ – частоты антирезонансов. Отметим, что приведенная зависимость универсальна и наблюдалась для всех исследованных газов.

Из рис.1 видно, что максимальные значения генерированного акустического давления соответствуют резонансным, а минимальные значения – антирезонансным собственным акустическим частотам резонатора. В зависимости от типа и состава газа приведенные на рис.1 характеристики смещаются по осям, сохраняя вид. При фиксированных переменной и постоянной компонентах тока разряда, с повышением давления газа в трубке ($P_{0.2} > P_{0.1}$) генерированное акустическое давление (P_s) возрастает, причем прямо пропорционально P_0. С повышением частоты модуляции, т.е на более высоких резонансных и антирезонансных акустических частотах трубки величина генерированного акустического давления повышается: $P_{s3} > P_{s2} > P_{s1}, P_{s6}\ \ P_{s5} > P_{s4}$. Отметим, что приведенные результаты получены в разряде чистых газов He, N_2, CO_2 и бинарных смесей He:N_2=1:1, CO_2:N_2=1:1 и He:CO_2=1:1 при давлениях P_0 от 0.1 Torr до 100 Torr, постоянной составляющей тока разряда I_0 от 5 mA до 30 mA и переменной составляюшей тока разряда $I_{\sim}$ от 1 mA до 15 mA.

В табл.1 для разных давлений газа в разрядной трубке приведены значения удельных акустических давлений (P_s'), генерируемых в разряде He, N_2 и CO_2 на соответствующих частотах первых акустических резонансов. Акустическое давление измеряется в Па; переменная компонента разрядного тока – А; давление газа в разрядной трубке – Torr. Таким образом, с повышением давления газа в трубке удельное акустическое давление P_s' незначительно падает, но генерированное акустическое давление P_s растет.

Табл.1. Удельные акустические давления, генерируемые в плазме.

P_0 [Torr]	газ		
	P_s' [Pa / A·Torr]		
	He	N_2	CO_2
6	6.5	5.5	22
12	5.5	4.2	14
25	4	3.3	12
50	3.7	3	6
100	2.4	2.5	3.6

На рис.2 для тех же газов и их бинарных смесей представлены зависимости величины генерированного акустического давления от амплитуды переменной компоненты тока разряда. Видно, что давление генерированного в разряде акустического сигнала при данной постоянной составляющей тока разряда линейно зависит от переменной составляющей тока. С повышением частоты модуляции, точнее, на более высоких резонансных и антирезонансных частотах кривая зависимости меняет угол наклона. При отсутствии переменной компоненты тока разряда ($I_{\sim}$=0) все кривые стремятся к нулю, что и следовало ожидать.

Анализ экспериментальных данных для чистых газов и их смесей показал, что акустическое давление в смеси молекулярных газов равно сумме генерированных давлений в каждой из компонент по отдельности при тех же условиях: $P_{s,R(m)}$(мол.газ.1) + $P_{s,R(m)}$(мол.газ.2) = $P_{s,R(m)}$(мол.газ.1 : мол.газ.2 = 1:1), где

m – номер резонанса, $P_{sR(m)}$ – акустическое давление на частоте m-го резонанса.

В случае смеси молекулярного и атомарного газов такая закономерность не наблюдается. Представленные на рис.1 и 2 результаты справедливы для всех исследованных газов и газовых смесей в отмеченных интервалах частот модуляции, величин переменной и постояной составляющих тока разряда и давлений газа в трубке.

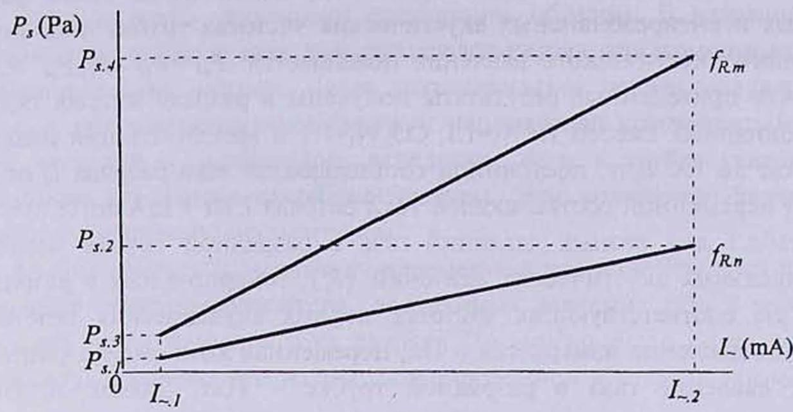


Рис.2. Зависимость величины генерированного акустического давления от переменной составляющей тока разряда при данном постоянном токе при разных частотах модуляции. $f_{R.m} > f_{R.n}$.

Рассмотрим процессы в положительном столбе разряда в каком-либо сечении трубки. Плотность тока в сечении трубки дается выражением $J_e = en_eV_e$, где J_e – плотность электронной компоненты тока, n_e – концентрация электронов и V_e – скорость электронов. Поскольку скорость ионов намного меньше скорости электронов, то весь ток обусловлен электронами. До частот модуляции в несколько десятков Гц основной механизм модуляции – генерация новых носителей, т.е изменение концентрации электронов n_e. На частотах модуляции выше 1кГц n_e уже практически не меняется в течение периода модуляции [6]. В этих условиях модуляция тока может быть обусловлена только изменением скорости электронов и можно говорить об изменении значений функции распределения электронов по энергиям. Но изменение этой функции приводит к изменению импульса электронов, который они при столкновениях передают ионам и нейтральным частицам. В результате весь газ в трубке получает дополнительный импульс, который меняется с частотой модуляции. Этот дополнительный импульс можно интерпретировать как избыточное давление – акустическое давление. Оно приблизительно в 10^3-10^5 раз меньше давления в разрядной трубке и зависит от условий эксперимента и вида газа.

Давление газа в трубке определяется как $P_0=n_0kT_0$, где n_0 – концентрация частиц в трубке, k – постоянная Больцмана, T_0 – температура газа. Генерируемое акустическое давление P_s=(10^{-5}-10^{-3})P_0. В акустических колебаниях участвуют все частицы газа, энергия акустических колебаний одной частицы приблизительно (10^{-5}-10^{-3})kT_0. Свою энергию, равную kT_e (T_e – электронная температура), при многократных упругих столкновениях электроны передают атомам или молекулам. При модуляции тока разряда средняя энергия электронов изменяется на (10^{-4} – 10^{-2})kT_e. При упругом столкновении именно это изменение энергии приводит к небольшой модуляции давления в разрядной трубке – к возникновению акустических волн.

Таким образом, механизм генерации акустических колебаний в плазме взаимосвязан с упругими столкновениями составных частей плазмы (ионы, нейтральные частицы, электроны).

Автор выражает глубокую благодарность акад. А.Р.Мкртчяну и к.ф.-м.н. А.С.Абраамяну за помощь в работе. Работа выполнена при частичной поддержке гранта МНТЦ А-96 и республиканского гранта 1367.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дж.В.Стретт (Лорд Рэлей)**. Теория звука. М., Гостехиздат, 1955.
2. **А.И.Осипов, А.В.Уваров**. УФН, **162**, 1 (1992).
3. **Г.А.Галечян.** УФН, **165**, 1357 (1995).
4. **М.К.Мусаханян** Диссертация к.ф.-м.н. Ереван, 2004.
5. **А.Р.Мкртчян, А.С.Абраамян, К.П.Ароян, Р.Б.Костанян, К.С.Мкртчян.** Труды Конф. ФНТП-2004, 28июня-03июля 2004г. Петрозаводск, Карелия, т.1, с.172.
6. **А.С.Федоренко.** Диссертация к.т.н. М., 1980.

ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՑԱԾՐԱՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆ ԳԱԶԱՊԱՐՊՈՒՄԱՅԻՆ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Կ.Պ. ՀԱՐՈՅԱՆ

Ներկայացված է ցածր ճնշման մարմրող պարպման մեջ, պարպման հոսանքի սինուսոիդալ մոդուլացիայի ժամանակ ձայնային ալիքների գեներացման նոր սխեման հիմնված էլեկտրոն – ատոմային բախումների վրա: Բերված են փորձնականորեն ստացված կախվածություններ՝ գեներացված ակուստիկ ճնշման և պարպման պարամետրերի միջև հետևյալ գազերի և գազային խառնուրդների համար. He, N_2, CO_2, He:N_2= 1:1, He:CO_2= 1:1, N_2:CO_2= 1:1: Ստացված է, որ գեներացված տեսակարար ակուստիկ ճնշումը կարող է ընդունել 3-22 Pa/A·Torr արժեքներ՝ կախված գազի բաղադրությունից և փորձի պարամետրերից:

ACOUSTIC VIBRATION GENERATION IN A LOW-TEMPERATURE GAS-DISCHARGE PLASMA

K.P. HAROYAN

A new scheme of the acoustic vibration generation in a low-pressure glow discharge under a sinus-modulated discharge current by means of electron-atom collisions is presented. Experimentally obtained dependences of the generated acoustic pressure on discharge parameters of the gases He, N_2, CO_2 and binary mixtures He:N_2= 1:1, He:CO_2= 1:1, N_2:CO_2= 1:1 are presented. The generated specific acoustic pressure can gain values 3-22 Pa/A·Torr depending on the gas composition and experimental parameters.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.220-222 (2005)

УДК 533.9

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ПЛАЗМЫ, ВОЗМУЩЕННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

К.С. МКРТЧЯН, А.С. АБРААМЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Экспериментально исследовано время сохранения акустической структуры в плазме после снятия внешнего акустического воздействия. Приведены зависимости времени сохранения структуры от параметров разряда. Утверждается, что под влиянием акустического воздействия плазма становится анизотропной одноосной средой с акустической сверхрешеткой, обладающей памятью.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) в невозмущенной акустическими колебаниями плазме в области нормального тлеющего разряда имеет вид прямой, параллельной оси тока или слабо падающей [1]. В работах [2,3] экспериментально показано, что при акустическом возмущении ВАХ газоразрядной плазмы скачкообразно меняется, что дает возможность управлять параметрами плазмы. Один из основных результатов в этом направлении – индуцирование в плазме фазового перехода газ-жидкость с акустической сверхрешеткой, которую можно рассматривать как одноосный кристалл [2], со свойственной ему проводимостью и ВАХ. При определенных условиях состояние возмущенной плазмы сохраняется после снятия внешнего акустического воздействия.

В настоящей работе сделана попытка установить время жизни такой системы после снятия воздействия внешнего акустического поля и перехода системы в характерное плазменное состояние.

В экспериментах использовалась кварцевая разрядная трубка с внутренним диаметром 25 мм и длиной 500 мм. На концах трубки устанавливались плоские цилиндрические латунные электроды диаметром 24 мм. Длина разрядного промежутка – 460 мм. Последовательно с разрядной трубкой включалось управляемое балластное сопротивление, задающее ток. Разрядный ток содержит постоянную и синусоидальную переменную компоненты. Постоянная компонента тока формирует рабочую точку на ВАХ разряда. При модуляции тока разряда в разрядной трубке возбуждаются акустические колебания и разрядная трубка ведет себя как акустический резонатор.

На рис.1 приведена ВАХ в плазме с акустическим возмущением и отмечены точки бифуркации (точки скачков ВАХ), соответствующие переходу плазмы из возмущенного (участок *DE*) в невозмущенное (участок *AC*) состояние.

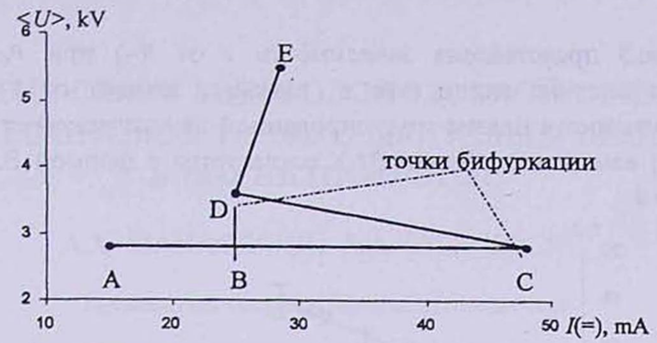


Рис.1. ВАХ для измерения τ при давлении газа в разрядной трубке P_0=350 Торр.

Для измерения времени релаксации τ – времени жизни возмущенной плазмы в состоянии жидкости с акустической сверхрешеткой, вначале установим постоянную компоненту разрядного тока *I*(=) вблизи от точки бифуркации *D*, в которой ВАХ совершает скачок (*DB*).

С помощью переменной компоненты *I*(~) разрядного тока возбудим в плазме акустические колебания [4,5], затем уменьшим переменную компоненту до нуля (*I*(~)=0). В плазме какое-то время будет сохраняться возбужденное состояние, затем это состояние скачкообразно разрушится и плазма перейдет в невозмущенное состояние. Время сохранения структуры в плазме после снятия внешнего возмущения и есть время релаксации τ.

На рис.2 приведены результаты измерений зависимости τ от *I*(=) при разных давлениях P_0 и разных значениях *I*(~). Как видно, время релаксации τ растет с увеличением *I*(=). Начиная с определенного значения *I*(=) время релаксации τ резко увеличивается до нескольких десятков минут. Видно также, что с увеличением давления и *I*(~) время релаксации τ увеличивается.

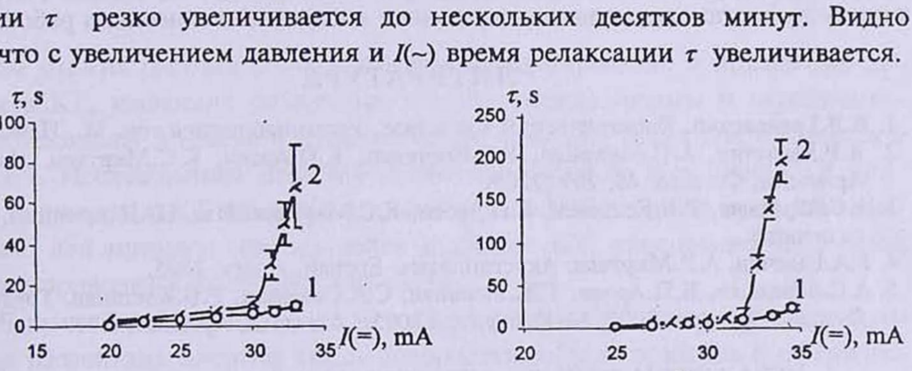


Рис.2. Зависимость времени релаксации τ от *I*(=); a) P_0=200 Торр, b) P_0=350 Торр. 1. *I*(~)=1.58 мА, 2. *I*(~)=3.16 мА.

Необходимо отметить, что во всех экспериментах, независимо от частоты возмущения, после снятия акустического возбуждения, наблюдается собственная акустическая структура с амплитудой *I*(~)=0,6-0,9 мА и частотой

6.6 кГц, совпадающей с модой газоразрядной трубки. При переходе плазмы из возмущенного в невозмущенное состояние собственная акустическая структура исчезает. Флуктуации разрядного тока в невозмущенной плазме < 0,2 мА.

На рис.3 представлена зависимость τ от $I(\sim)$ при P_0=200 Торр и $I(=)$=30мА. Из рисунка видно, что τ линейно зависит от $I(\sim)$. В течение времени сохранения в плазме индуцированной акустической структуры после снятия $I(\sim)$ измеренная форма ВАХ согласуется с формой ВАХ, полученной при $I(\sim) \neq 0$.

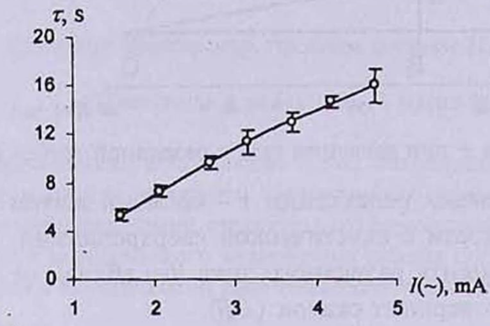


Рис.3. Зависимость времени релаксации τ от величины переменной компоненты разрядного тока $I(\sim)$; P_0=200 Торр, $I(=)$=30 мА.

Таким образом, на основе полученных результатов можно утверждать, что плазма с акустическим возмущением сохраняет индуцированную структуру после снятия возбуждения, т.е. обладает памятью. Под влиянием акустических колебаний газоразрядная плазма становится анизотропной одноосной средой с акустической сверхрешеткой с определенными периодом и параметрами плазмы [2].

Авторы выражают глубокую благодарность А.Р.Мкртчяну и Р.Б.Костаняну за постановку задачи, постоянное внимание и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Л.Грановский.** Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., Наука, 1971.
2. **А.Р.Мкртчян, А.С.Абраамян, Р.Б.Костанян, К.П.Ароян, К.С.Мкртчян.** Изв. НАН Армении, Физика. **40**, 209 (2005).
3. **А.С.Абраамян, Р.Б.Костанян, К.П.Ароян, К.С.Мкртчян.** Изв. НАН Армении, Физика (в печати).
4. **Г.А.Галечян, А.Р.Мкртчян.** Акустоплазма. Ереван, Апага, 2005.
5. **А.С.Абраамян, К.П.Ароян, Т.Ж.Бежанян, С.А.Геворкян, Р.Б.Костанян.** Труды конф. Лазерная физика-2003, 14-17 октября 2003г, Аштарак, Армения с.73.

RELAXATION TIME OF ACOUSTICALLY DISTURBED PLASMA

K.S. MKRTCHYAN, A.S. ABRAHAMYAN

The conservation time of an acoustic structure in plasma after relieving of external acoustic influence is investigated. Dependences of the conservation time on discharge parameters are presented. It is asserted that the plasma becomes an anisotropic uniaxial medium with an acoustic superlattice under the acoustic influence.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №3, с.223-229 (2005)

УДК 621.315

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ВОДОРОДОПОДОБНОЙ ПРИМЕСИ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С ВЫПУКЛЫМ ДНОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Х. МАНАСЕЛЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 11 февраля 2005 г.)

В рамках приближения эффективной массы, вариационным методом рассчитаны электронные и примесные состояния в сферической квантовой точке с выпуклым дном в магнитном поле. Расчеты проведены для примеси, находящейся в центре квантовой точки. Получены зависимости энергии связи примеси от радиуса КТ, меры изогнутости дна квантовой ямы и индукции магнитного поля для системы из $Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs$.

1. Введение

В последние годы резко возросло число работ, посвященных исследованию свойств квантовых точек (КТ), содержащих водородоподобные примесные центры [1-4]. Такие КТ широко используются в оптоэлектронных устройствах и в полупроводниковых лазерных системах, поэтому исследование примесных состояний и их влияния на кинетические и оптические процессы в КТ имеют не только чисто научное, но и большое прикладное значение.

Во многих работах [5-14] рассмотрены электронные и примесные состояния в КТ, имеющих различные геометрические формы и ограничивающие потенциалы и найдены энергии связи примеси, когда она находится в центре КТ. Исследованию влияния магнитного поля на электронные и примесные состояния в КТ посвящены работы [15-24]. Согласно полученным результатам, для примеси, находящейся в центре КТ, увеличение магнитной индукции приводит к росту энергии связи.

В данной работе, в рамках метода эффективной массы вариационным методом рассчитана энергия связи водородоподобной примеси в сферической КТ с изогнутым дном в магнитном поле, когда примесь находится в центре КТ. Конкретный профиль дна КТ обеспечивается условиями выращивания. Так, выпуклости дна квантовой ямы из $Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs$ можно добиться плавным изменением концентрации сплава y от максимального значения в центре КТ до нулевого значения на границе квантовой ямы.

2. Электронные состояния

Рассмотрим квантовую точку с выпуклым дном в магнитном поле. Для упрощения расчетов пренебрежем разницей эффективной массы электрона в КТ и в окружающей среде, а также диэлектрической неоднородностью системы. Гамильтониан электрона в рассматриваемой системе

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m}\left(\hat{\mathbf{P}} + \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 + V(r), \tag{1}$$

где m – эффективная масса электрона, $\mathbf{A}$ – вектор-потенциал магнитного поля, а ограничивающий потенциал

$$V(r) = \begin{cases} U_0\left(1 - \dfrac{r^2}{R^2}\right), & r \le R, \\ V_0 & r > R. \end{cases} \tag{2}$$

Для однородного магнитного поля $\mathbf{B}(0,0,B)$, направленного вдоль оси z, вектор-потенциал выберем в виде $\mathbf{A} = [\mathbf{Br}]/2$. Тогда уравнение Шредингера будет иметь вид

$$\left[-\nabla^2 - i\frac{eB}{\hbar} + \frac{1}{4}\left(\frac{eB}{\hbar}\right)^2 r^2 \sin^2\theta\right]\psi + \frac{2m}{\hbar^2}[V(r) - E]\psi = 0. \tag{3}$$

Введем магнитную длину $l_B = (\hbar / eB)^2$, эффективный боровский радиус $a_B = \hbar^2\chi / me^2$, эффективную ридберговскую энергию $E_R = me^4 / 2\hbar^2\chi^2$ (χ – диэлектрическая постоянная системы) и следующие безразмерные параметры: $x = r / a_B$, $\varepsilon = E / E_R$, $\nu = V / R_R$, $a = R / a_B$, $\nu_0 = V_0 / E_R$, $u_0 = U_0 / E_R$, $\gamma = a_B^2 / l_B^2$. После перехода к безразмерным параметрам уравнение Шредингера примет вид

$$\left[-\nabla^2 - i\gamma\frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{1}{4}\gamma^2 x^2 \sin^2\theta\right]\psi + \nu(x)\psi = \varepsilon\psi. \tag{4}$$

В отсутствие магнитного поля ($\gamma = 0$) решение уравнения (4) для основного состояния дается выражением

$$\psi_0(x) = C_1\begin{cases} e^{-\frac{1}{2}i\lambda x^2} F\left(\dfrac{3}{4} + \dfrac{ik_w^2}{4\lambda}, \dfrac{3}{2}; i\lambda x^2\right), & x \le a, \\ C_2 \dfrac{1}{x} e^{-k_b x}, & x < a, \end{cases} \tag{5}$$

где введены обозначения: $k_w = (\varepsilon - u_0)^{1/2}$, $k_b = (\nu_0 - \varepsilon)^{1/2}$, $\lambda = (u_0 / a^2)^{1/2}$,

$$C_1 = \left\{\int_0^a \left|F\left(\frac{3}{4} + \frac{ik_w^2}{4\lambda}, \frac{3}{2}; i\lambda x^2\right)\right|^2 x^2 dx + \frac{|C_2|^2}{2k_b} e^{-2k_b a}\right\}^{-1/2}, \; C_2 = a e^{-k_b a} e^{-\frac{1}{2}i\lambda a^2} F\left(\frac{3}{4} + \frac{ik_w^2}{4\lambda}, \frac{3}{2}; i\lambda a^2\right), \tag{6}$$

а $F(a,b;z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция [25]. Энергию основного состояния ε_0 определим из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции на границе квантовой точки ($x=a$):

$$i\lambda a - i\lambda a\left(1+\frac{ik_w^2}{3\lambda}\right)\frac{F\left(\frac{7}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{5}{2};i\lambda a^2\right)}{F\left(\frac{3}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};i\lambda a^2\right)} = \frac{1}{a}+k_b . \quad (7)$$

При наличии магнитного поля ($\gamma \neq 0$), пользуясь предложенным в [26] улучшенным вариационным методом, вариационную волновую функцию представим в виде

$$\psi_1(x,\theta) = N_1 e^{-\beta x} e^{-\frac{1}{4}\gamma x^2 \sin^2\theta} \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}i\lambda x^2} F\left(\frac{3}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};i\lambda x^2\right), & x \le a, \\ C_2 \frac{1}{x} e^{-k_b x}, & x > a, \end{cases} \quad (8)$$

где β – вариационный параметр, $N_1 = (2\pi A_1)^{-1/2}$ – коэффициент нормировки,

$$A_1 = \left(\frac{2\pi}{\gamma}\right)^{1/2} \int_0^a x e^{-2\beta x} e^{-\gamma x^2/2} \operatorname{erfi}\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{1/2} x\right] \left|F\left(\frac{3}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};i\lambda x^2\right)\right|^2 dx + \\ + \left(\frac{2\pi}{\gamma}\right)^{1/2} |C_2|^2 \int_a^\infty e^{-2\beta x} e^{-\gamma x^2/2} e^{-2k_b x} \operatorname{erfi}\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{1/2} x\right] \frac{dx}{x}, \quad (9)$$

$\operatorname{erfi}(z)$ – комплексный интеграл ошибок [25].

Энергия электрона в основном состоянии дается формулой

$$\varepsilon_1 = 2\pi \int_0^a \int_0^\pi \psi_1^* \hat{H}_0 \psi_1 x^2 \sin\theta\, dx d\theta + 2\pi \int_a^\infty \int_0^\pi \psi_1^* \hat{H}_0 \psi_1 x^2 \sin\theta\, dx d\theta , \quad (10)$$

откуда, воспользовавшись гамильтонианом (1) и выражением для волновой функции (8), получим

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \beta^2 + \gamma + \frac{D_1 + D_2}{A_1}, \quad (11)$$

где

$$D_1 = i\lambda \int_0^a x e^{-2\beta x} \left\{ \left(\frac{2\pi}{\gamma}\right)^{1/2} e^{-\frac{1}{2}\gamma x^2} (\gamma x^2 + 1) \operatorname{erfi}\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{1/2} x\right] - 2x \right\} f(x) dx , \quad (12)$$

$$D_2 = -|C_2|^2 \int_a^\infty \frac{1}{x^2} e^{-2\beta x} e^{-2k_b x} \left(\frac{1}{x} + k_b\right) \left\{ \left(\frac{2\pi}{\gamma}\right)^{1/2} e^{-\frac{1}{2}\gamma x^2} (\gamma x^2 + 1) \operatorname{erfi}\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{1/2} x\right] - 2x \right\} dx , \quad (13)$$

$$f(x)=\left(1+\frac{ik_w^2}{3\lambda}\right)F\left(\frac{3}{4}-\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};-i\lambda x^2\right)F\left(\frac{7}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{5}{2};i\lambda x^2\right)-\left|F\left(\frac{3}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};i\lambda x^2\right)\right|^2. \quad (14)$$

3. Примесные состояния

Рассмотрим квантовую точку с выпуклым дном, в центре которой находится заряженный водородоподобный примесный центр. В этом случае следует в гамильтониане (1) добавить потенциальную энергию взаимодействия электрона с примесью $V_{imp}(r)=-r^2/\chi r$. Уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) в безразмерных параметрах примет вид

$$\left[-\nabla^2-i\gamma\frac{\partial}{\partial\varphi}+\frac{1}{4}\gamma^2x^2\sin^2\theta+v(x)-\frac{2}{x}\right]\psi=\varepsilon\psi\ . \quad (15)$$

Выберем вариационную волновую функцию основного состояния в виде

$$\psi_1^{imp}(x,\theta)=N_2e^{-\beta_2x}e^{-\frac{1}{4}\gamma x^2\sin^2\theta}\begin{cases}e^{-\frac{1}{2}i\lambda x^2}F\left(\frac{3}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};i\lambda x^2\right), & x\le a,\\ C_2\frac{1}{x}e^{-k_bx}, & x>a,\end{cases} \quad (16)$$

где β_2 – вариационный параметр, $N_2=(2\pi A_2)^{-1/2}$, а коэффициент A_2 дается выражением (9) с заменой в нем β на β_2. С помощью (15) и (16) для энергии основного состояния при наличии примеси получим выражение

$$\varepsilon_1^{imp}=\varepsilon_0+\beta_2^2+\gamma+\frac{D_1^l+D_2^l}{A_2}-2\frac{G_1^l+G_2^l}{A_2}\ , \quad (17)$$

где D_1^l и D_2^l даются соответственно выражениями (12) и (13) с заменой β на β_2,

$$G_1^l=\left(\frac{2\pi}{\gamma}\right)^{1/2}\int_0^a e^{-2\beta_2x}e^{-\gamma x^2/2}\mathrm{erfi}\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{1/2}x\right]\left|F\left(\frac{3}{4}+\frac{ik_w^2}{4\lambda},\frac{3}{2};i\lambda x^2\right)\right|^2dx\ , \quad (18)$$

$$G_2^l=\left(\frac{2\pi}{\gamma}\right)^{1/2}|C_2|^2\int_a^\infty e^{-2\beta_2x}e^{-\gamma x^2/2}e^{-2k_bx}\mathrm{erfi}\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{1/2}x\right]\frac{dx}{x^2}. \quad (19)$$

Энергию связи определим как разность энергий электрона в КТ без примеси и с примесью: $\varepsilon_b=\varepsilon_1-\varepsilon_1^{imp}$.

4. Обсуждение результатов

Численные расчеты проведены для системы из GaAs/$Ga_{1-y}Al_yAs$, со значениями параметров $m=0.067m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), $\chi=13.18$, $E_R=5.2$ мэВ, $a_B=104$ Å, $v_0=50$ (концентрация сплава $x\approx0.35$) [27]. Для GaAs значению $\gamma=1$ соответствует магнитное поле с индукцией B=6Т.

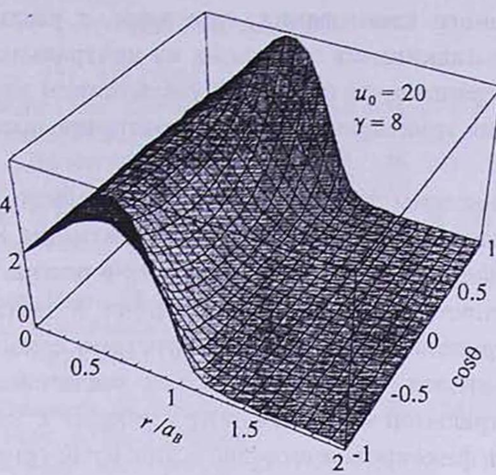


Рис.1. Плотность вероятности для основного состояния.

На рис.1 представлены графики безразмерной плотности вероятности в зависимости от расстояния r и $\cos\theta$ (θ – азимутальный угол) для различных значений магнитного поля и параметра выпуклость дна КТ u_0 в отсутствие примесного центра. Как видно из рисунка, выпуклость дна КТ приводит к смещению максимума плотности вероятности из центральной части КТ. Из-за магнитного квантования электрон локализуется в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Конкуренция этих тенденций приводит к тому, что электрон с наибольшей вероятностью локализуется возле границы КТ вблизи оси z ($\cos\theta \approx \pm 1$).

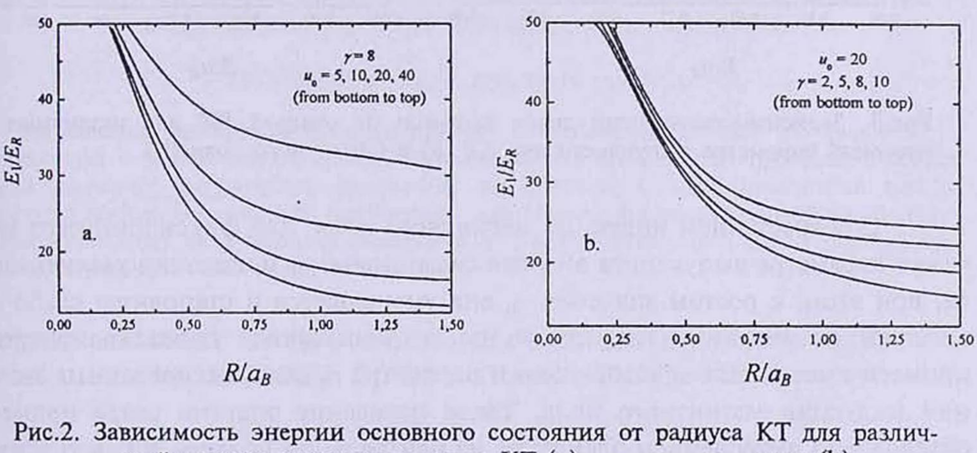
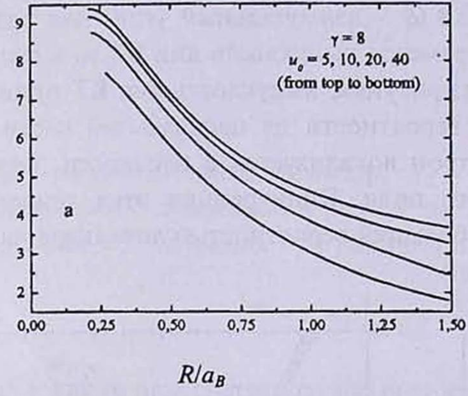


Рис.2. Зависимость энергии основного состояния от радиуса КТ для различных значений параметра выпуклости дна КТ (a) и магнитного поля (b).

На рис.2 представлены зависимости энергии основного состояния электрона от радиуса КТ при различных значениях u_0 и индукции магнитного поля. При фиксированном значении индукции магнитного поля ($\gamma = 8$, рис.2a) с увеличением радиуса КТ уровень энергии понижается из-за уменьшения роли размерного квантования, при этом, с увеличением u_0 энергия повышается из-за выталкивания электрона из центральной области КТ. При фиксированном значении u_0=20 (рис.2b) с увеличением индукции магнитного поля уровень энергии повышается из-за возрастания роли магнитного квантования.

На рис.3 приведены зависимости энергии связи примеси от радиуса КТ при различных значениях параметра выпуклости дна КТ и индукции магнитного поля в случае, когда примесь находится в центре КТ. С увеличением радиуса КТ вероятность нахождения электрона в центральной части КТ уменьшается, что приводит к уменьшению энергии связи. При фиксированном значении магнитного поля γ =8 (рис.3a) с увеличением u_0 электрон выталкивается из центральной части КТ, что приводит к уменьшению энергии связи примеси. Для фиксированного значения u_0=20 (рис.3b) с увеличением индукции магнитного поля усиливается роль магнитного квантования, и энергия связи примеси увеличивается.



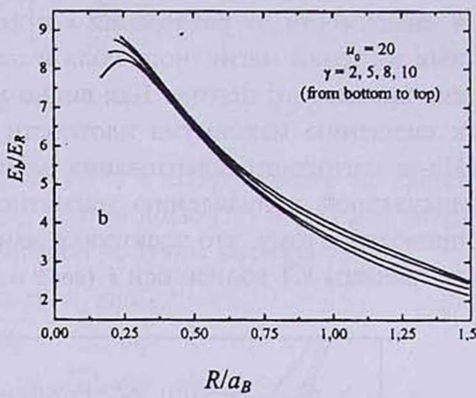


Рис.3. Зависимость энергии связи примеси от радиуса КТ для различных значений параметра выпуклости дна КТ (a) и магнитного поля (b).

С возрастанием индукции магнитного поля, для фиксированного значения параметра выпуклости энергия связи примеси монотонно увеличивается, при этом, с ростом значения u_0 она уменьшается и становится слабо зависящей от индукции магнитного поля. Аналогичное поведение энергии примеси имеет место при изменении параметра u_0 для фиксированных значений индукции магнитного поля. Такое поведение энергии связи примеси обусловлено вытеснением электрона из центральной области КТ, что усиливается как с ростом выпуклости дна, так и с ослаблением магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения “Полупроводниковая наноэлектроника” и при поддержке гранта ANSEF 04-ps-condmatth 813-95.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.P.Alivasatos**, Science, **271**, 933 (1996).
2. **T.Chakraborty**. Quantum Dots. Elsevier science, Amsterdam/New York, 1999.
3. **M.A.Cusack, P.R.Briddon, M.Jaros**. Physica B, **253**, 10 (1998).
4. **M.Pacheco, A.Leon, Z.Barticevic**. Phys. Stat. Sol. (b), **146**, 235 (2003).
5. **J.L.Zhu, J.J.Xiong, B.L.Gu**. Phys. Rev. B, **41**, 6001 (1990).
6. **N.Porras-Montenegro, S.T.Peres-Merchancano**. Phys. Rev. B, **46**, 9780 (1992).
7. **D.S.Chuu, C.M.Hsiao, W.N.Mei**. Phys. Rev. B, **46**, 3898 (1992).
8. **H.Paredes-Gutierres, J.C.Cuero-Yepez, N.Poras-Montenegro**. J. Appl. Phys., **75**, 5150 (1994).
9. **C.Y.Hsieh**. Chin. Journ. Phys., **38**, 478 (2000).
10. **Y.P.Varshni**. Superlatt. Microstruct., **29**, 233 (2001).
11. **M.C.Lin, D.S.Chuu**. J. Appl. Phys., **90**, 2886 (2001).
12. **А.Х.Манаселян, А.А.Киракосян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 87 (2003).
13. **E.M.Kazaryan, L.S.Petrosyan, H.A.Sarkisyan**. Phys. E, **16**, 174 (2003).
14. **X.Z.Yuan, K.D.Zhu**. Phys. E, **25**, 93 (2004).
15. **G.Li, S.V.Branis, K.K.Bajaj**. Phys. Rev. B, **47**, 15735 (1993).
16. **Z.Xiao, J.Zhu, F.He**. J. Appl. Phys., **79**, 9181 (1996).
17. **J.M.Ferreyra, P.Bosshard, C.R.Proetto**. Phys. Rev. B, **55**, 13682 (1997).
18. **F.J.Ribeiro, A.Latge, M.Pacheco, Z.Barticevic**. J. Appl. Phys., **82**, 270 (1997).
19. **V.L.Nguyen, M.T.Nguyen, T.D.Nguyen**. Physica B, **292**, 153 (2000).
20. **R.Charrour, M.Bouhassone, M.Fliyou, A.Nougaoui**. Physica B, **293**, 137 (2000).
21. **A.Corella-Madueno, R.Rosas, J.L.Marin, R.Riera**. J. Appl. Phys., **90**, 2333 (2001).
22. **E.M.Kazaryan, L.S.Petrosyan, H.A.Sarkisyan**. Intern. Journ. Mod. Phys. B, **15**, 4103 (2001).
23. **L.Meza-Montes, S.E.Ulloa**. Phys. Stat. Sol. (b), **230**, 451 (2002).
24. **A.Kh.Manaselyan, A.A.Kirakosyan**. Phys. E, **22**, 825 (2004).
25. Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs and Mathematical Tables, edited by M.Abramowitz and I.A.Stegun. U.S. GPO, Washington D.C., 1964.
26. **H.X.Jiang**. Phys. Rev. B, **35**, 9287 (1987).
27. **S.Adachi**. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).

ՋՐԱԾՆԱՆՄԱՆ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՈՒՌՈՒՑԻԿ ՀԱՏԱԿՈՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա.Խ. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Արդյունարար զանգվածի մոտավորությամբ և վարիացիոն մեթոդով հաշվարկված են էլեկտրոնային և խառնուրդային վիճակները ուռուցիկ հատակով քվանտային կետում մագնիսական դաշտում: Հաշվարկները կատարված են քվանտային կետի կենտրոնում գտնվող խառնուրդի համար: Ստացված են խառնուրդի կապի էներգիայի կախվածությունները քվանտային կետի շառավղից, փոսի հատակի ուռուցիկության չափից և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից $Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs$ համակարգի համար:

BINDING ENERGY OF HYDROGEN-LIKE IMPURITY IN A QUANTUM DOT WITH CONVEX BOTTOM IN A MAGNETIC FIELD

A.KH. MANASELYAN, A.A. KIRAKOSYAN

Within the framework of effective mass approximation and variational method, electronic and impurity states in a spherical quantum dot with convex bottom in a magnetic field are calculated. Calculations are carried out for the on-center impurity. Dependences of the impurity binding energy on the quantum dot radius, measure of convexity of the bottom of a quantum dot and magnetic field induction are obtained for the $Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs$ system.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, а краткого сообщения – 3 страниц текста и 2 рисунков. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на машинке или на принтере через 2 интервала.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

7. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

8. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Լ.Շ.Գրիգորյան, Հ.Ֆ.Խաչատրյան, Ա.Ա.Սահարյան, Խ.Վ.Քոթանջյան, Ս.Ռ.Արզումանյան, Մ.Լ.Գրիգորյան. Լիցքերի շղթայի քվազիկոհերենտ չերենկովյան ճառագայթումը ալիքատարում. 155

Ս.Ս.Իսրաելյան. Լիցքավորված մասնիկի քվանտային դինամիկան միջավայրում տարածվող հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում ուժեղ կապի դեպքում. 167

Խ.Վ.Սեդրակյան. Մետաղական կիսահարթության նկատմամբ կամայական անկյան տակ թռչող լիցքի դիֆրակցիոն ճառագայթման դաշտի ճշգրիտ լուծումները. 174

Վ.Հ.Չալթիկյան, Գ.Հ.Գրիգորյան, Յու.Պ.Մալաքյան. Էներգիայի բախումային փոխանցման պրոցեսների ազդեցությունը լազերային գրգռման սելեկտիվության վրա. 181

Ռ.Խ.Դրամփյան, Ա.Դ.Գրինտրի, Ա.Վ.Դարրանտ. Արտաքին մագնիսական դաշտում ռուբիդիումի ատոմի դոպլերյան լայնացումից ազատ կլանման հագեցման սպեկտրադիտիմը. 187

Հ.Ա.Ասլանյան, Ա.Հ.Մկրտչյան, Վ.Վ.Նալբանդյան, Մ.Մ.Միրզոյան. Աղավաղված բյուրեղներում պարամետրական ռենտգենյան ճառագայթման տեսություն. 194

Ա.Հ.Մկրտչյան, Գ.Ա.Այվազյան, Վ.Վ.Նալբանդյան, Մ.Մ.Միրզոյան, Ա.Ս.Սարգսյան, Ա.Ա.Արշակյան. Ծակոտկեն նյութերի հիման վրա գամմա-քվանտների կոորդինատազգայուն արագագործ գրանցիչ. 200

Ա.Ռ.Մկրտչյան, Ա.Ս.Աբրահամյան, Ռ.Բ.Կոստանյան, Կ.Պ.Հարոյան, Կ.Ս.Մկրտչյան. Ատոմական պլազմայի վարքը ձայնային ալիքների դաշտում. 209

Կ.Պ.Հարոյան. Ձայնային ալիքների գեներացիան ցածրաջերմաստիճան գազապարպումային պլազմայում. 215

Կ.Ս.Մկրտչյան, Ա.Ս.Աբրահամյան. Ձայնային ալիքներով գրգռված պլազմայի ռելակսացիայի ժամանակը 220

Ա.Խ.Մանասելյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան. Ջրածնանման խառնուրդի կապի էներգիան ուռուցիկ հատակով քվանտային կետում մագնիսական դաշտում. 223

CONTENTS

L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, A.A.Saharian, Kh.V.Kotanjyan, S.R.Arzumanyan, M.L.Grigoryan. Quasi-coherent Cherenkov radiation from a chain of charges in waveguide. 155

S.S.Israelyan. Quantum dynamics of a charged particle in the field of a plane electromagnetic wave in a medium at the strong bond. 167

Kh.V.Sedrakian. Exact formulas for the diffraction radiation field from a semi-infinite metallic screen at an arbitrary motion of a charged particle. 174

V.O.Chaltykyan, G.G.Grigoryan, Yu.P.Malakyan. Influence of energy pooling on the laser excitation selectivity. 181

R.Kh.Drampyan, A.D.Greentree, A.V.Durrant. Doppler-free saturation absorption spectroscopy of rubidium atoms in an external magnetic field. 187

A.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchyan, V.V.Nalbandyan, M.M.Mirzoyan. Theory of parametric X-ray radiation in distorted crystals. 194

A.H.Mkrtchyan, G.A.Ayvazyan, V.V.Nalbandyan, M.M.Mirzoyan, A.N.Sargsyan, A.A.Arshakyan. Coordinate-sensitive high-speed detector of gamma quanta based on porous materials. 200

A.R.Mkrtchyan, A.S.Abrahamyan, R.B.Kostanyan, K.P.Haroyan, K.S.Mkrtchyan. Behavior of atomic plasma in the field of acoustic wave. 209

K.P.Haroyan. Acoustic vibration generation in low-temperature gas-discharge plasma. . . . 215

K.S.Mkrtchyan, A.S.Abrahamyan. Relaxation time of acoustically disturbed plasma. . . . 220

A.Kh.Manaselyan, A.A.Kirakosyan. Binding energy of hydrogen-like impurity in a quantum dot with convex bottom in a magnetic field 223

СОДЕРЖАНИЕ

Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, А.А.Саарян, Х.В.Котанджян, С.Р.Арзуманян, М.Л.Григорян. Квазикогерентное черенковское излучение цепочки зарядов в волноводе.. 155
С.С.Исраелян. Квантовая динамика заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны в среде при сильной связи......... 167
Х.В.Седракян. Точные решения поля дифракционного излучения при пролете заряженной частицы под произвольным углом к полубесконечному металлическому экрану............................. 174
Г.Г.Григорян, Ю.П.Малакян, В.О.Чалтыкян. Влияние процессов столкновительной передачи энергии на селективность лазерного возбуждения.. 181
Р.Х.Дрампян, А.Д.Гринтри, А.В.Даррант. Бездоплеровская спектроскопия насыщения поглощения атомов рубидия во внешнем магнитном поле.. 187
А.А.Асланян, А.Г.Мкртчян, В.В.Налбандян, М.М.Мирзоян. К теории параметрического рентгеновского излучения в искаженных кристаллах.. 194
А.Г.Мкртчян, Г.А.Айвазян, В.В.Налбандян, М.М.Мирзоян, А.Н.Саргсян, А.А.Аршакян. Координатно-чувствительный быстродействующий детектор гамма-квантов на основе пористых материалов........... 200
А.Р.Мкртчян, А.С.Абраамян, Р.Б.Костанян, К.П.Ароян, К.С.Мкртчян. Поведение атомарной плазмы в поле акустической волны........ 209
К.П.Ароян. Генерация акустических колебаний в низкотемпературной газоразрядной плазме.. 215
К.С.Мкртчян, А.С.Абраамян. Время релаксации плазмы, возмущенной акустической волной.. 220
А.Х.Манаселян, А.А.Киракосян. Энергия связи водородоподобной примеси в квантовой точке с выпуклым дном в магнитном поле...... 223

Тираж 150. Сдано в набор 12.04.2005.
Подписано к печати 22.04.2005. Печ. л. 4,5.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.