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, N6, 2005

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ
40

№ 6

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, №6, с.391-398 (2005)

УДК 535.016

НОВЫЕ РЕШЕНИЯ ОБЩЕГО УРАВНЕНИЯ ГОЙНА В ВИДЕ РЯДОВ ПО ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКИМ ФУНКЦИЯМ

Р.С. СОХОЯН, Д.Ю. МЕЛИКДЖАНЯН, А.М. ИШХАНЯН

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 1 марта 2005 г.)

Представлены новые разложения решений общего уравнения Гойна в ряды по гипергеометрическим функциям. Вид гипергеометрических функций Гаусса, использованных в качестве функций разложения, отличается от вида ранее использованных функций. Получены три таких разложения и, далее, путем обрывания ряда генерированы замкнутые решения для нескольких наборов вовлеченных параметров.

1. Введение

Функции Гойна [1], удовлетворяющие следующему линейному дифференциальному уравнению второго порядка с четырьмя регулярными особыми точками $z = 0, 1, a$ и ∞:

$$u'' + \left(\frac{\gamma}{z} + \frac{\delta}{z-1} + \frac{\varepsilon}{z-a}\right)u' + \frac{\alpha\beta\, z - q}{z(z-1)(z-a)}u = 0 \qquad (1)$$

(где параметры уравнения удовлетворяют условию Фукса $1+\alpha+\beta=\gamma+\delta+\varepsilon$, обеспечивающему регулярность бесконечно удаленной особой точки) и функции, удовлетворяющие четырем вырожденным уравнениям Гойна, генерированным коалесценцией сингулярностей вышеприведенного уравнения [2,3], в ближайшем будущем, по всей вероятности, станут частью следущего поколения стандартных специальных функций математической физики. Уравнение (1) представляет собой наиболее общее линейное дифференциальное уравнение второго порядка класса Фукса с четырьмя особыми точками: любое подобное уравнение с четырьмя особыми точками соответствующим преобразованием независимой и зависимой переменных может быть сведено к уравнению Гойна.

Поскольку общее уравнение Гойна (1) вследствие наличия дополнительной регулярной особой точки представляет собой естественное обобщение гипергеометрического уравнения Гаусса [4], уравнения класса Гойна часто встречаются в современных физических и математических исследованиях; подобные случаи слишком многочисленны, чтобы быть подробно представленными здесь (для ознакомления см. обзор [2]). Однако, эти уравнения гораздо менее изучены, чем уравнения гипергеометрического класса; как отмечено в [2] (стр.4): "трудности, которые возникают при исследовании этих уравнений по крайней мере на порядок больше, чем трудности, возникающие при решении гипергеометрического уравнения". По этой причине решения, выражаемые через специальные функции, которые удовлетворяют менее сложным дифференциальным уравнениям, представляют существенный интерес.

Однако, точные решения уравнений Гойна, выражаемые через более простые математические функции (в частности, гипергеометрические функции) крайне редки. Один из возможных путей получения таких решений – преобразование независимой и зависимой переменных, с целью свести рассматриваемые уравнения к более простым [5,6]. Потенциал этого подхода был недавно продемонстрирован Майером, который изучил сведение уравнения Гойна к гипергеометрическому уравнению путем полиномиального (квадратического, кубического и т.д.) и нескольких рациональных преобразований переменных [5].

Однако, наиболее ***систематическим*** методом получения точных решений уравнений Гойна является обрывание некоторого ряда (фактически это дает наиболее многочисленный набор доселе известных решений, задаваемых в замкнутой форме). Такие разложения впервые были рассмотрены Свартгольмом и Эрдейи [7]. Позднее эта техника была применена к уравнению Гойна (1) и его вырожденным формам многочисленными авторами. Разложения по гипергеометрическим функциям (Гаусса и вырожденной) были построены и применены в ряде задач [2].

В данной статье мы представляем новые разложения решений общего уравнения Гойна в ряд по гипергеометрическим функциям Гаусса. Мы показываем, что эти разложения порождают точные замкнутые решения для нескольких бесконечных наборов специфических значений вовлеченных параметров. Так как полученные точные решения сгенерированы при помощи регулярного систематического алгоритма, они могут быть с легкостью внедрены в компьютерную символьную алгебру.

2. Виды разложений

Введем решение уравнения (1) в виде

$$u = \sum_n a_n u_n = \sum_n a_n \cdot {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma_0 - n; z) \tag{2}$$

с вовлеченной гипергеометрической функцией Гаусса, удовлетворяющей следующему уравнению:

$$u_n'' + \left(\frac{\gamma_0 - n}{z} + \frac{\delta + \varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n}{z-1} \right) u_n' + \frac{\alpha\beta}{z(z-1)} u_n = 0 \,. \tag{3}$$

Подстановка уравнения (2) в уравнение (1) дает

$$\sum_n a_n \left[\left(\frac{\gamma - \gamma_0 + n}{z} - \frac{\varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n}{z-1} + \frac{\varepsilon}{z-a} \right) u_n' + \frac{\alpha\beta\, a - q}{z(z-1)(z-a)} u_n \right] = 0 \tag{4}$$

или же

$$\sum_n a_n \left\{ [(a-1)(\varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n) z - a(\gamma - \gamma_0 + n)(z-1)]\, u_n' + (\alpha\beta\, a - q) u_n \right\} = 0 . \tag{5}$$

Далее, используя следующие соотношения между гипергеометрическими функциями:

$$z \cdot \frac{d\,{}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)}{dz} = (\gamma - 1)[{}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma - 1; z) - {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)] , \tag{6}$$

$$(z-1) \cdot \frac{d\,{}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)}{dz} = -(\alpha + \beta - \gamma) \cdot {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z) + \left(\alpha + \beta - \gamma - \frac{\alpha\beta}{\gamma} \right) \cdot {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma + 1; z), \tag{7}$$

так что при $n \geq 0$

$$z \cdot u_n' = \gamma_{n+1} [u_{n+1} - u_n] , \tag{8}$$

$$(z-1) \cdot u_n' = -\delta_{n-1} u_n + \left(\delta_{n-1} - \frac{\alpha\beta}{\gamma_n} \right) u_{n-1} , \tag{9}$$

где $\gamma_n = \gamma_0 - n$ и $\delta_n = \delta + \varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n$, это уравнение непосредственно записывается как

$$\begin{aligned} &\sum_n a_n \Big[(a-1)(\varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n)(\gamma_n - 1)[u_{n+1} - u_n] + \\ &+ a(\gamma - \gamma_0 + n) \left((\delta_n - 1) u_n - \left(\delta_{n-1} - \frac{\alpha\beta}{\gamma_n} \right) u_{n-1} \right) + (\alpha\beta\, a - q) u_n \Big] = 0, \end{aligned} \tag{10}$$

откуда мы получаем трехчленное рекуррентное соотношение для коэффициентов разложения (2)

$$R_n a_n + Q_n a_{n-1} + P_n a_{n-2} = 0 , \tag{11}$$

где

$$R_n = -a(\gamma - \gamma_0 + n) \left(\delta + \varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n - 1 - \frac{\alpha\beta}{\gamma_0 - n} \right), \tag{12}$$

$$\begin{aligned} Q_n = &-(a-1)(\varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n - 1)(\gamma_0 - n) + \\ &+ a(\gamma - \gamma_0 + n - 1)(\delta + \varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n - 2) + (\alpha\beta\, a - q), \end{aligned} \tag{13}$$

$$P_n = (a-1)(\varepsilon + \gamma - \gamma_0 + n - 2)(\gamma_0 - n + 1) . \tag{14}$$

Наконец, для обрывания ряда слева положим $a_{-2} = a_{-1} = 0$ и потребуем, чтобы a_0 было произвольной постоянной. Следовательно, должно иметь место равенство $R_0 = 0$, и из уравнения (12) получаем, что необходимо, чтобы

$$\gamma_0 = \gamma \text{ или } \alpha, \text{ или } \beta. \tag{15}$$

Таким образом, мы построили три разложения решений уравнения Гойна в ряд по гипергеометрическим функциям вида ${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma_0 - n; z)$ с $\gamma_0 = \gamma, \alpha, \beta$. По крайней мере одно из этих разложений может быть применено для любого набора параметров уравнения Гойна, если γ, α, β одновременно не являются целыми числами. Функции, примененные выше, отличаются от тех, что использовали Свартгольм, Эрдейи и Шмидт [7] в ранних исследованиях разложений по гипергеометрическим функциям; они использовали функции вида ${}_2F_1(\lambda + n, \mu - n; \gamma; z)$ (см. обзор Арскотта на эту тему [2]). Эти разложения отличаются также от разложений по полиномам Якоби, построенных Калнинсом и Миллером, функции которых могут быть выражены через функции вида ${}_2F_1(\lambda + n, \mu - n; \nu + 2n; z)$ [8].

Здесь мы рассматриваем случаи, когда разложения обрываются, образуя замкнутые решения. Очевидно, это происходит тогда, когда любые два последовательных коэффициента в разложении (2) равны нулю. Пусть a_n суть последний ненулевой коэффициент: $a_n \neq 0$, $a_{n+1} = 0$ и $a_{n+2} = 0$ для некоторого $n = N \geq 0$. Это приводит к наложению двух условий на параметры уравнения Гойна. Во-первых, из уравнения (11), записанного для $n = N + 2$, мы заключаем, что $P_{N+2} = 0$, следовательно, должно иметь место

$$\varepsilon, \varepsilon + \gamma - \alpha \text{ или } \varepsilon + \gamma - \beta = -N \tag{16}$$

для первого, второго и третьего разложения, соответственно (N = 0,1,2,...). Второе условие удобно записать в виде бесконечной дроби

$$Q_1 - \cfrac{R_1 P_2}{Q_2 - \cfrac{R_2 P_3}{Q_3 - \cfrac{R_3 P_4}{Q_4 - \ldots}}} = 0. \tag{17}$$

Подстановка сюда уравнения (16) обрывает дробь и таким образом приводит к полиномиальному уравнению порядка $N + 1$ для вспомогательного параметра q. Следовательно, вообще говоря, для любого заданного N существует $N + 1$ случаев, для которых разложение (2) обрывается. Тогда решение уравнения Гойна представляет собой линейную комбинацию $N + 1$ гипергеометрических функций.

В случае $\gamma_0 = \gamma$ вовлеченные гипергеометрические функции имеют вид $u_n = {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma - n; z)$. Решения, представляемые конечными суммами функций этого вида впервые были получены Крастером и коллегами [9]. Таким образом, бесконечное разложение (2) является прямым обобщением идеи Крастера. Для этого случая условие обрывания дается выражением $\varepsilon = -N$, $N = 0, 1, 2, \ldots$. Используя уравнения (11)-(17), нетрудно выписать в явном виде решения, задаваемые конечными суммами, и соответствующие уравнения для вспомогательного параметра. Ниже представлены первые три из них (одно-, двух- и трехчленные решения) (сравни с [9]):

$$\varepsilon = 0 \quad \text{(тривиальный случай)}, \tag{18}$$

$$q - a\alpha\beta = 0\,, \tag{19}$$

$$u = {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)\,, \tag{20}$$

$$\varepsilon = -1\,, \tag{21}$$

$$(q - a\alpha\beta)^2 + [(1-a)(\gamma - 1) + a(1-\delta)](q - a\alpha\beta) - a(1-a)\alpha\beta = 0\,, \tag{22}$$

$$u = {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z) + \frac{(\gamma-1)(q - a\alpha\beta + (1-a)(\gamma-1))}{a(\alpha\beta - (\gamma-1)(\delta-1))}\, {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma - 1; z)\,, \tag{23}$$

$$\varepsilon = -2\,, \tag{24}$$

$$\begin{gathered} x^3 + [3\gamma + a(-3\gamma - 3\delta + 8) - 4]x^2 + \\ + 2[2 - 3\gamma + \gamma^2 - 2a(\alpha\beta + (\gamma-1)(\gamma+\delta-3)) + a^2(2\alpha\beta + (\gamma+\delta-3)(\gamma+\delta-2))]x - \\ -4a(a-1)\alpha\beta[-\gamma + a(\gamma+\delta-2) + 1] = 0\,, \end{gathered} \tag{25}$$

$$u = {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z) + a_1 \cdot {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma - 1; z) + a_2 \cdot {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma - 2; z)\,, \tag{26}$$

где $x = q - a\alpha\beta$, $a_1 = -Q_1 / R_1$, $a_2 = -(Q_2 a_1 + P_2) / R_2$.

Второе независимое решение, дополнительное к данным решениям, дается разложением

$$u = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma_0 - n; 1 - z)\,, \tag{27}$$

где значение γ_0 определяется равенством

$$\gamma_0 = \delta\,, \tag{28}$$

а коэффициенты a_n определяются теми же рекуррентными соотношениями (11)-(14) с параметрами, переопределенными следующим образом: $\gamma \leftrightarrow \delta$, $\gamma_0 \to \delta$, $a \to 1 - a$, $q \to -q + \alpha\beta$. Для того, чтобы убедиться в этом, сперва отметим, что преобразование независимой переменной $z = 1 - x$ приводит начальное уравнение Гойна (1) к виду

$$u'' + \left(\frac{\delta}{x} + \frac{\gamma}{x-1} + \frac{\varepsilon}{x - (1-a)}\right)u' + \frac{\alpha\beta x - (-q + \alpha\beta)}{x(x-1)(x-(1-a))}u = 0\,, \tag{29}$$

так что вышеприведенное разложение (2) также может быть применено к этому уравнению. И разложение (27) с (28) как раз является искомым разложением. Более того, существенно, что разложение (27) обрывается при точно таких же значениях вспомогательного параметра q, что и предыдущее разложение (2). Следовательно, разложения (2) и (27) представляют собой два линейно независимых решения, выражаемых через конечную сумму функций, для одного и того же набора параметров начального уравнения Гойна (1).

Что касается решений, выражаемых через конечную сумму функций, сгенерированных выбором $\gamma_0=\alpha$ или β, то эти два решения идентичны благодаря $\alpha \leftrightarrow \beta$ перестановочной симметрии уравнения (1). Вовлеченные же гипергеометрические функции в этом случае имеют вид $u_n={}_2F_1(\alpha,\beta;\alpha-n;z)$ [или ${}_2F_1(\alpha,\beta;\beta-n;z)$], так что могут быть сведены к более простым функциям. Эти функции могут быть выражены через полиномы Якоби с определенными параметрами. Применяя формулу [4]

$$ {}_2F_1(\alpha,\beta;\alpha-n;z)=(1-z)^{-\beta-n}\cdot{}_2F_1(-n,-\beta+\alpha-n;\alpha-n;z), \tag{30} $$

можно показать, что конечная сумма в итоге может быть представлена в виде произведения функции $(1-z)^{1-\delta}$ и полинома по степеням z. Запишем два первых решения:

$$ \varepsilon+\gamma-\alpha=0 \ (\Leftrightarrow \quad \beta=\delta-1), \tag{31} $$

$$ q-a\gamma(\delta-1)=0\,,\ u=(1-z)^{1-\delta}, \tag{32} $$

$$ \varepsilon+\gamma-\alpha=-1 \ (\Leftrightarrow \quad \beta=\delta-2), \tag{33} $$

$$ q^2+[\gamma-a(\delta-2+\gamma(2\delta-3))+\varepsilon]q-a\gamma(\delta-2)[(1+\gamma+\varepsilon)-a(1+\gamma)(\delta-1)]=0, \tag{34} $$

$$ u=(1-z)^{1-\delta}\left(1-\frac{2+\gamma-\delta+\varepsilon}{\gamma+\varepsilon}z+\frac{q-a(\alpha\beta+\varepsilon-\delta\,\varepsilon)}{(1-a)(\gamma+\varepsilon)}(1-z)\right). \tag{35} $$

Отметим, наконец, что преобразование $u=(1-z)^{1-\delta}v(z)$ приводит к уравнению Гойна для $v(z)$ с параметрами $\gamma_1=\gamma$, $\delta_1=2-\delta$, $\varepsilon_1=\varepsilon$, $\alpha_1\beta_1=\alpha\beta-(\delta-1)(\gamma+\varepsilon)$ и $q_1=q-a\gamma(\delta-1)$. Следовательно, случаи $\varepsilon+\gamma-\alpha=-N$ (и $\varepsilon+\gamma-\beta=-N$) могут быть рассмотрены как некоторые случаи полиномиальных решений уравнения для v: случай (31)-(32) соответствует тривиальному решению уравнения для v, когда $\alpha_1\beta_1=0$ и $q_1=0$.

3. Заключение

Итак, мы представили новый тип разложения решений общего уравнения Гойна в ряд по гипергеометрическим функциям Гаусса. Мы показали, что если ни один из параметров γ,α,β не является целым числом, то решения уравнения Гойна допускают разложения вида

$$ u=\sum_{n=0}^{\infty}a_n\cdot{}_2F_1(\alpha,\beta;\gamma_0-n;z) \quad \text{с} \quad \gamma_0=\gamma,\alpha,\beta\,. \tag{36} $$

Эти разложения генерируют замкнутые решения в трех случаях: ε, $\varepsilon+\gamma-\alpha$, $\varepsilon+\gamma-\beta=-N$, $N=0,1,2,3,\ldots$ В каждом случае общее уравнение Гойна допускает замкнутые решения, вообще говоря, при $N+1$ выборе вспомогательного параметра q, определяемого полиномиальным уравнением порядка $N+1$. Наиболее нетривиальный случай получается при целом отрицательном ε $(\varepsilon=-N)$, когда решения содержат $N+1$ гипергеометрическую функцию, в общем случае не сводимую к более простым функциям. Далее, поскольку для любого ***положительного*** целого $\varepsilon = +N \geq 2$ преобразование $u = (z-a)^{1-\varepsilon} v(z)$ приводит к уравнению Гойна с нулевым или отрицательным целым показателем $\varepsilon_1 = 2 - \varepsilon \leq 0$:

$$v'' + \left(\frac{\gamma}{z} + \frac{\delta}{z-1} + \frac{2-\varepsilon}{z-a}\right)v' + \frac{(\alpha\beta - (\varepsilon-1)(\gamma+\delta))z - (q - \gamma(\varepsilon-1))}{z(z-1)(z-a)} v = 0, \quad (37)$$

то, следовательно, применяя вышеприведенные разложения к этому уравнению, мы можем построить разложения, содержащие гипергеометрические функции вида ${}_2F_1(\alpha,\beta;\gamma_0 - n; z)$ также для положительного целого $\varepsilon = +N \geq 2$. (В этом случае для q мы получим уравнение порядка $N-1$, и разложение будет содержать $N-1$ гипергеометрическую функцию.) Таким образом, среди целых ε нерассмотренным остается лишь случай $\varepsilon = 1$.

Полученные решения вместе с другим большим набором, порожденным обрыванием разложений по бета-функциям, представленным в нашей более ранней статье [10], составляют наиболее многочисленный ныне известный набор замкнутых решений уравнения Гойна. Точные решения получены простым методом, используя регулярный, систематический алгоритм, который может быть легко внедрен в компьютерную символьную алгебру таких систем, как Mathematica и Maple.

В заключение следует отметить, что, очевидно, аналогичные разложения могут быть построены и для других уравнений, в том числе и для уравнений, принадлежащих к классу вырожденных уравнений Гойна. Например, можно попытаться разложить решения однократно вырожденного уравнения Гойна, используя вырожденные гипергеометрические функции Куммера вида ${}_1F_1(\alpha,\gamma_0 - n; z)$. Открываются также дополнительные возможности, если в качестве базовых функций разложения использовать ***комбинации*** этих функций, так же как, если предварительно преобразовать исходное уравнение путем замены независимой и зависимой переменных (примеры таких разло-жений были построены в одной из наших последних работ [11]). Мы рассмотрим эти возможности в последующих публикациях.

Работа выполнена при поддержке грантов Международного научно-технического центра No. A-1241 и Армянского Национального Фонда Науки и Образования (ANSEF) No. PS-10-2005 и PS-11-2005.

ЛИТЕРАТУРА

1. **K.Heun**. Math. Ann., **33**, 161 (1889).
2. **A.Ronveaux.** Heun's Differential Equations. Oxford University Press, London, 1995; **S.Yu.Slavyanov and W.Lay.** Special functions. Oxford University Press, Oxford, 2000.
3. **A.Erdelyi, W.Magnus, F.Oberhettinger, and F.G.Tricomi.** Higher Transcendental Functions, vol.3. McGraw-Hill, New York, 1955; **C.Snow.** Hypergeometric and Legendre Functions with Applications to Integral Equations of Potential Theory (Appl. Math. Series, vol.19). National Bureau of Standards, Washington, DC, 1952.
4. **M.Abramowitz and I.A.Stegun.** Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York, 1965.
5. **R.S.Maier.** J. Diff. Equations, **213**, 171 (2005).

6. **K.Kuiken.** SIAM J. Math. Anal., **10**, 655 (1979); **G.S.Joyce.** Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, **445**, 463 (1994); **P.A.Clarkson and P.J.Olver.** J. Diff. Equations, **124**, 225 (1996); **P.Ivanov.** J. Physics A, **34**, 8145 (2001); **R.S.Maier.** J. Diff. Equations, **198**, 16 (2004).
7. **N.Svartholm.** Math. Ann. **116**, 413 (1939); **A.Erdelyi.** Duke Math. J., **9**, 48 (1942); **A.Erdelyi,** Q.J. Math. (Oxford), **15**, 62 (1944); **D.Schmidt.** J. Reine Angew. Math., **309**, 127 (1979).
8. **E.G.Kalnins and W.Miller,** Jr. SIAM J. Math. Anal., **22**, 1450 (1991).
9. **R.V.Craster and A.V.Shanin.** IMA J. Appl. Math., **13**, 617 (2002); **R.V.Craster** and **V.H.Hoang.** Proc. Roy. Soc. A, **454**, 1241 (1998).
10. **A.M.Ishkhanyan, K.-A.Souminen.** J. Phys. A, **36**, 181 (2003).
11. **A.M.Ishkhanyan.** J. Phys. A, **38**, L491 (2005).

ՀՈՅՆԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՀԱՎԱՍԱՐՄԱՆ՝ ՀԻՊԵՐԵԿՐԱՉԱՓԱԿԱՆ ՇԱՐՔԵՐՈՎ ԱՐՏԱՀԱՅՏՎՈՂ ՆՈՐ ԼՈՒԾՈՒՄՆԵՐ

Ռ.Ս. ՍՈԽՈՅԱՆ, Դ.ՅՈՒ. ՄԵԼԻՔՋԱՆՅԱՆ, Ա.Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Ներկայացված են Հոյնի ընդհանուր հավասարման լուծումների նոր վերլուծություններ հիպերերկրաչափական ֆունկցիաների շարքերի: Վերլուծության ֆունկցիաներ հանդիսացող Գաուսի հիպերերկրաչափական ֆունկցիաների ձևը տարբերվում է նախկինում օգտագործած ֆունկցիաների ձևից: Ստացված են երեք նման վերլուծություն ու ապա շարքը կտրելու միջոցով առկա պարամետրերի մի քանի հավաքածուների համար արտածված են փակ լուծումներ:

NEW HYPERGEOMETRIC SERIES SOLUTIONS TO THE GENERAL HEUN EQUATION

R.S. SOKHOYAN, D.Yu. MELIKDZANIAN, A.M. ISHKHANYAN

We introduce new hypergeometric series expansions of the solutions to the general Heun equation. The form of the Gauss hypergeometric functions used as expansion functions differs from that used before. We derive three such expansions and further generate, by termination of the series, closed-form solutions for several sets of involved parameters.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.399-403 (2005)

УДК 537.533

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ РЕГУЛЯРНЫХ СТРУКТУР

Р.А. БАГИЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 апреля 2005 г.)

Исследовано дифракционное излучение электронов от регулярных структур в оптической и рентгеновской областях спектра в приближении теории возмущений (изменение диэлектрических свойств мало). Рассмотрена конкретная периодически неровная граница раздела между двумя средами с диэлектрическими константами ε_1 и ε_2. Получены выражения для спектральных плотностей энергии дифракционного излучения и полного числа излученных фотонов как для нерелятивистских, так и релятивистских электронов. Проведено сравнение полного числа излученных фотонов дифракционного излучения с полным числом фотонов переходного излучения на неровной границе раздела.

В данной работе исследовано дифракционное излучение (см., например, [1]) в оптической и рентгеновской областях спектра от регулярных структур для нерелятивистских и релятивистских электронов как в связи с рядом возможных практических приложений, так и в связи с дальнейшим развитием теории.

Физическая природа дифракционного и переходного излучений одна и та же. Поле движущейся частицы наводит в неоднородности переменную поляризацию, благодаря которой и появляется излучение. Исходя из этого, рассмотрение проведено с помощью разработанной нами методики теории возмущений (см., например, [2,3]), важным преимуществом которого в отличие от других подходов (см., например, [4,5]) является отсутствие ограничений как на форму, так и на характерные размеры оптических неоднородностей.

Условиями применимости теории возмущений являются

$$\left|\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\right| << 1; \quad \left|\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\right| << \frac{\lambda}{l_c}\cos\theta\,, \tag{1}$$

где l_c – когерентная длина. Она определяется как обратная величина продольно передаваемого границе раздела импульса при излучении кванта в направлении θ, что при классическом рассмотрении соответствует длине траектории излучающей частицы, которая играет роль в формировании переходного излучения с длиной волны λ.

Наличие периодичности приводит к интерференционным явлениям, и возможность появления излучения, пропорционального длине пролета частицы, в такой среде связана с выполнением определенных условий, которые следуют из соотношения неопределенностей. Обратные значения продольно передаваемого и поперечно передаваемого импульсов будут определять продольные и поперечные расстояния, которые могут быть существенны в процессе излучения.

Из результатов работы [3] получим выражение для полной энергии

$$dI(\omega,\mathbf{k}) = dI^{\parallel}(\omega,\mathbf{k}) + dI^{\perp}(\omega,\mathbf{k}) \tag{2}$$

дифракционного излучения в интервале частот $d\omega$ и интервале телесного угла $d\Omega$ как в первой среде, так и во второй среде при параллельном пролете электрона над одномерной синусоидальной границей раздела $f(x) = f_0 \cos((2\pi/l)x)$ на расстоянии d от средней плоскости (плоскость $z = 0$ прямоугольной системы координат xyz):

$$\begin{aligned} dI(\omega,\mathbf{k}) = {} & \frac{e^2 |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2}{8\pi c \varepsilon_0^2} \frac{\omega}{c} L d\omega d\Omega \frac{(H^{\parallel} + H^{\perp}) e^{-2\frac{\omega d}{c\beta}\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_0(1-\cos^2\theta_y)}}}{(1-\cos^2\theta_x)(1-\beta^2\varepsilon_0\cos^2\theta)[1-\beta^2\varepsilon_0(1-\cos^2\theta_y)]} \times \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left| J_m \left\{ \frac{\omega f_0}{c\beta}\left(i\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_0(1-\cos^2\theta_y)} + \beta\sqrt{\varepsilon_0}\cos\theta_x \right) \right\} \right|^2 \delta\left(\frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon_0}} - \frac{2\pi c m}{l\omega\sqrt{\varepsilon_0}} - \cos\theta \right), \end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\begin{aligned} H^{\parallel} &= \cos^2\theta_x \left((1-\beta^2\varepsilon_0)\cos\theta + \beta\sqrt{\varepsilon_0}\cos^2\theta_y \right)^2 + (1-\cos^2\theta_x)^2 \left(1-\beta^2\varepsilon_0(1-\cos^2\theta_y) \right); \\ H^{\perp} &= \cos^2\theta_y \left(1-\beta\sqrt{\varepsilon_0}\cos\theta - \beta^2\varepsilon_0 \right)^2; \quad \varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{2}; \quad m = 0, \pm1, \pm2, \ldots, \end{aligned} \tag{4}$$

$J_m\{....\}$ – функция Бесселя порядка m; e – заряд электрона; c – скорость света в вакууме, $\beta = v/c$; $\cos\theta_x = \sin\theta\cos\varphi$, $\cos\theta_y = \sin\theta\sin\varphi$, $d\Omega = \sin\theta d\theta\, d\varphi$, причем здесь θ отсчитывается от оси, параллельной скорости заряда, φ – азимутальный угол, который составляет проекция волнового вектора на плоскость, перпендикулярную скорости заряда, с нормалью к средней плоскости поверхности раздела в среде, где движется частица; L – длина траектории; $\mathbf{v}$ $(v_x, 0, 0)$ – скорость электрона; индексы $\parallel$, $\perp$ определяют поляризацию излучения.

Полученные выражения для интенсивностей излучения описывают излучение в случае взаимодействия заряженной частицы с конкретной периодической границей. Это общие формулы, из которых можно получить как выражения для переходного излучения, так и выражения для дифракционного излучения.

В формуле для спектральной плотности энергии излучения привлекает внимание наличие δ-функции. Из ее аргумента (поскольку $-1 \le \cos\theta \le 1$) вытекает следующее ограничение на номер излучаемой гармоники при фиксированной частоте:

$$\frac{l\omega}{2\pi v}\left(1-\beta\sqrt{\varepsilon_0}\right) \le m \le \frac{l\omega}{2\pi v}\left(1+\beta\sqrt{\varepsilon_0}\right). \quad (5)$$

Из этого же условия можно получить ограничение на излучаемую частоту при фиксированном номере гармоники:

$$\frac{2\pi v m}{l(1+\beta\sqrt{\varepsilon_0})} \le \omega \le \frac{2\pi v m}{l(1-\beta\sqrt{\varepsilon_0})}. \quad (6)$$

Итак, дифракционное излучение состоит из суммы излучений различных гармоник, определяемых целыми числами m. Число гармоник, излучаемых на данной частоте, определяется целой частью величины $2(l/\lambda)$, где $\lambda = (2\pi c/\omega\sqrt{\varepsilon_0})$ и не зависит от скорости частицы.

Случай $m = 0$ соответствует черенковскому излучению, модифицированному наличием периодической границы раздела. При $m > 0$ излучение может возникать до порога появления излучения Вавилова-Черенкова, т.е. при досветовом движении. Подбирая соответствующим образом поверхность, можно добиться излучения. При $m < 0$ излучение осуществляется для некоторой области частот, если диэлектрическая постоянная среды, во всяком случае, больше единицы.

Для нерелятивистских частиц каждая гармоника сводится к одной определенной частоте, причем излучаются фотоны только с частотой, равной целому кратному "частоты пролета среды" $\omega = (2\pi v/l)$, а для релятивистских – к интервалу частот.

В различных предельных случаях выражение (3) значительно упрощается и получаются наглядные формулы. В нерелятивистском пределе, т.е. когда $\beta\sqrt{\varepsilon_0} << 1$, для спектральной плотности энергии излучения имеем:

$$\frac{dI(\omega,\mathbf{k})}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\,|\,\varepsilon_2-\varepsilon_1\,|^2}{8\pi c^2\varepsilon_0^2}\omega L(1+\cos^2\theta_y)e^{-2\frac{\omega d}{v}} \times$$
$$\times \sum_{m=-\infty}^{\infty}\left|I_m\left(\frac{\omega f_0}{v}\right)\right|^2 \delta\left(\frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon_0}} - \frac{2\pi c m}{l\omega\sqrt{\varepsilon_0}} - \cos\theta\right), \quad (7)$$

где $I_m(\omega f/v)$ – модифицированная функция Бесселя. В (7) фигурируют поперечные и продольные размеры поля частицы $v/\omega \approx \lambda\beta\sqrt{\varepsilon_0}$.

Интегрируя (7) по углам, причем $-(\pi/2) \le \varphi \le (\pi/2)$ для первой среды и $(\pi/2) \le \varphi \le (3\pi/2)$ для второй среды, и разделив полученное выражение на $\hbar\omega$, $\eta\omega$, можно получить число квантов для m-ой спектральной линии в интервале частот $d\omega$:

$$dm = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\frac{|\varepsilon_2-\varepsilon_1|^2}{8\varepsilon_0^2}\beta\frac{L}{v}e^{-2\frac{\omega d}{v}}\left|I_m\left(\frac{\omega f_0}{v}\right)\right|^2\left\{1+\frac{1}{2}\left[1-\left(\frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon_0}} - \frac{2\pi c m}{l\omega\sqrt{\varepsilon_0}}\right)^2\right]\right\}d\omega. \quad (8)$$

Интегрируя (7) по частоте, можно получить угловое распределение излучения.

Сравнивая с максимальным числом квантов переходного излучения, получаем, в частности (при $d \approx f_0 >> v/\omega$, $l \approx v/\omega$), что отношение квантов пропорционально $L/f_0\beta\sqrt{\varepsilon_0}$.

В релятивистском случае, т.е. когда $\beta \sim 1$, при малых углах излучения $\theta \approx \sqrt{1-\beta^2}$ рассмотрим область жестких квантов $\omega >> \omega_0$, в которой диэлектрическая постоянная меньше единицы (см., например, [6]):

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \tag{9}$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2}{m_e}\left(\frac{N_1+N_2}{2}\right); \tag{10}$$

m_e – масса электрона, N_1 и N_2 – плотности электронов первой и второй среды.

Для спектральной плотности энергии излучения из (3) имеем:

$$\frac{dI(\omega,\mathbf{k})}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi c}\left|\frac{N_2-N_1}{N_2+N_1}\right|^2 \frac{\omega_0^4}{\omega^4}\frac{\omega}{c}L\frac{e^{-2\frac{\omega d}{v}\sqrt{1-\beta^2}}}{1-\beta^2+\theta^2+\frac{\omega_0^2}{\omega^2}}\times$$

$$\times\sum_{m=-\infty}^{\infty}\left|I_m\left(\frac{\omega f_0}{v}\sqrt{1-\beta^2}\right)\right|^2 \delta\left(1-\beta^2+\theta^2+\frac{\omega_0^2}{\omega^2}-\frac{4\pi c m^2}{l\omega}\right). \tag{11}$$

Число излученных квантов в интервале частот $d\omega$ для m-ой спектральной линии получается делением полученного выражения (11) на $\hbar\omega$ $\eta\omega$ и интегрированием его по углам:

$$dm = \frac{1}{4}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left|\frac{N_2-N_1}{N_2+N_1}\right|^2 \frac{\omega_0^4}{\omega^4}\frac{L}{c}\frac{l\omega}{4\pi c m}e^{-2\frac{\omega d}{v}\sqrt{1-\beta^2}}\left|I_m\left(\frac{\omega f_0}{v}\sqrt{1-\beta^2}\right)\right|^2 d\omega. \tag{12}$$

Угловое распределение излучения можно получить, интегрируя (11) по частоте.

Сравнение с числом квантов переходного излучения при нормальном влете показывает, что при $d \approx f_0 >> v/\omega\sqrt{1-\beta^2}$ отношение квантов пропорционально $(\omega/c)(l/f_0)(L/\sqrt{1-\beta^2})$.

Таким образом, осуществлен единый математический подход к задачам об излучении при взаимодействии заряженных частиц с периодическими границами раздела двух сред в приближении теории возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Б.М.Болотовский, Е.А.Галстьян.** УФН, **170**, 809 (2000).
2. **Р.А.Багиян, М.Л.Тер-Микаелян.** ЖЭТФ, **81**, 1249 (1981).
3. **R.A.Baghiyan.** Phys. Rev. E, **64**, 026610 (2001).
4. **Ф.Г.Басс, Б.М.Яковенко.** УФН, **86**, 189 (1965).
5. **Б.М.Болотовский, Г.В.Воскресенский.** УФН, **94**, 377 (1968).

6. **М.Л.Тер-Микаелян**. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1969.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻՑ

Ր.Ա. ԲԱՂԻՅԱՆ

Հետազոտված է Էլեկտրոնների դիֆրակցիոն ճառագայթումը կանոնավոր կառուցվածքներից սպեկտրի օպտիկական և ռենտգենյան տիրույթներում խոտորումների տեսության մոտավորությամբ (դիէլեկտրական հատկությունների փոփոխությունը փոքր է): Դիտարկված է երկու միջավայրերը բաժանող պարբերական անհարթ սահմանը: Ոչ ռելյատիվիստական և ռելյատիվիստական էլեկտրոնների համար ստացված են դիֆրակցիոն ճառագայթման էներգիայի սպեկտրալ խտությունների և ճառագայթված ֆոտոնների ամբողջ թվի արտահայտությունները:

RADIATION OF ELECTRONS FROM REGULAR STRUCTURES

R.A. BAGHIYAN

The diffraction radiation of electrons from regular structures in the optical and X-ray regions are investigated in the perturbation theory approximation (the change of dielectric properties is small). The concrete periodically rough interface between two media with the dielectric constants ε_1 and ε_2 is considered. Expressions for spectral densities of the diffraction radiation intensity and total number of radiated photons are obtained both for non-relativistic and relativistic electrons. The total number of radiated photons of the diffraction radiation on a rough interface is compared with the total number of transition radiation photons.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.404-411 (2005)

УДК 538.61

ПЕРЕНОС НАСЕЛЕННОСТИ В АТОМЕ ЧЕРЕЗ АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ СТАБИЛЬНЫХ СУПЕРПОЗИЦИОННЫХ "ТЕМНЫХ" СОСТОЯНИЙ

Э.А. ГАЗАЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 2 марта 2005 г.)

Получено и исследовано "темное" стабильное суперпозиционное состояние в атомах при наличии двух близких автоионизационных состояний. Показано, что "темное" состояние образуется посредством переходов через континуум и определяется ионизационными ширинами нижних дискретных состояний. Показано, что происходит эффективный перенос населенности между нижними дискретными состояниями при контринтуитивной последовательности включения двух лазерных перекрывающихся импульсов.

1. Введение

Перенос населенности, а также образование стабильных суперпозиционных состояний при когерентном взаимодействии лазерного излучения с атомами в последние годы широко обсуждается в литературе [1-3]. Кроме фундаментального значения, эти явления имеют важные практические применения для контролирования химических реакций, для лазерного охлаждения атомов, для создания квантовых компьютеров и т.д. Процесс эффективного переноса населенности осуществляется с помощью механизма рамановского адиабатического перехода (STIRAP) с двумя перекрывающимися лазерными импульсами с контринтуитивной последовательностью включения с образованием "темного" суперпозиционного состояния. Образование "темного" суперпозиционного состояния и перенос населенности довольно подробно исследованы и экспериментально осуществлены в работе [3] для низколежащих уровней с Λ-структурой. При контринтуитивной последовательности включения двух лазерных импульсов с нулевой двухфотонной расстройкой в Λ-системах образуется "темное" состояние, которое характеризуется тем, что является суперпозицией нижних состояний и не взаимодействует с верхними уровнями.

Теоретические исследования по переносу населенности с образованием "темных" состояний в случае, когда в Λ-системе верхнее состояние принадлежит непрерывному спектру (континуум), посредством двух лазерных перекрывающихся импульсов с контринтуитивной последовательностью включения выполнены в работах [3-7]. Этот механизм переноса осуществляется с помощью образования лазерно-индуцированной структуры континуума (LICS) [8] и характеризуется параметрами асимметрии Фано [9]. Получено условие, при выполнении которого образуется стабильное "темное" состояние.

Для осуществления эффективного переноса населенности, в отличие от гладкого континуума, где структуры образуются лазерным индуцированием, рассматривается также наличие реальных дискретных уровней, перемешанных с континуумом (автоионизационных состояний). В этом случае, наряду с лазерно-индуцированной структурой, в континууме имеются структуры, связанные с автоионизационными состояниями. Такие исследования проведены в работах [10,11] с одним автоионизационным состоянием.

В данной работе рассматривается Λ-система, в которой верхнее состояние представляет из себя два близких автоионизационных состояния (см. рис.1). Вычисления проводятся в адиабатическом базисе в марковском приближении. Получены условия образования "темного" состояния и рассматривается перенос населенности при контринтуитивной последовательности включения двух перекрывающихся лазерных импульсов с частотным чирпом.

2. Гамильтонан системы в адиабатическом базисе в марковском приближении

Рассмотрим Λ-систему, которая состоит из двух низколежащих дискретных уровней 1 и 4, а верхним состоянием являются два близких дискретных уровня 2,3 и континуум. Верхние дискретные уровни из-за конфигурационного взаимодействия U с континуумом образуют автоионизационные состояния (рис.1).

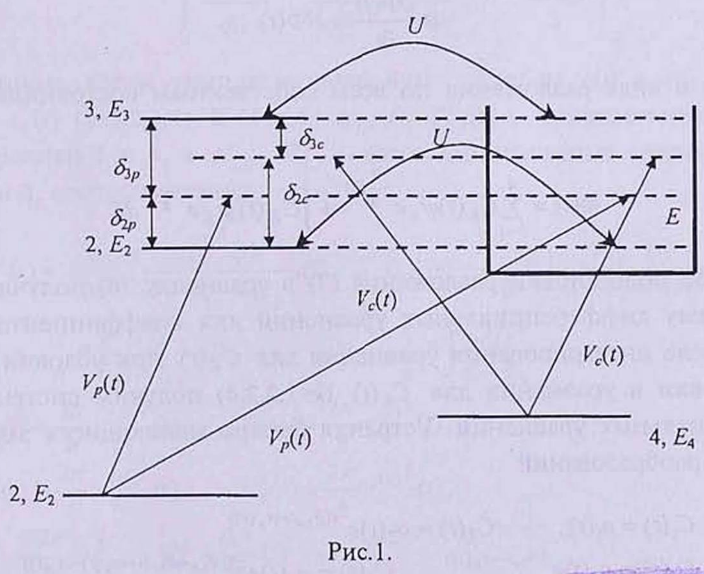


Рис.1.

Поле накачки связывает уровень 1 с уровнями 2,3 и с континуумом взаимодействием $V_p(t)$, а связывающее поле связывает уровень 4 с уровнями 2,3 и с континуумом взаимодействием $V_c(t)$. Расстройки резонанса равны, соответственно,

$$\begin{aligned} \delta_{2p} &= -(E_2 - E_1 - \hbar\omega_p)/\hbar, \qquad \delta_{3p} = (E_3 - E_1 - \hbar\omega_p)/\hbar, \\ \delta_{2c} &= -(E_2 - E_4 - \hbar\omega_c)/\hbar, \qquad \delta_{3c} = (E_3 - E_4 - \hbar\omega_c)/\hbar. \end{aligned} \tag{1}$$

В резонансном приближении

$$\delta_{2p}, \delta_{3p} << \omega_p, \qquad \delta_{2c}, \delta_{3c} << \omega_c. \tag{2}$$

Взаимодействия $V_p(t)$ и $V_c(t)$ в дипольном приближении и в случае частотного чирпа имеют вид

$$\begin{aligned} V_p(t) &= \nu_p^+(t)e^{-i(\omega_p t + \alpha_p(t))} + \nu_p(t)e^{i(\omega_p t + \alpha_p(t))}, \\ V_c(t) &= \nu_c^+(t)e^{-i(\omega_c t + \alpha_c(t))} + \nu_c(t)e^{i(\omega_c t + \alpha_c(t))}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $\nu_p(t)$, $\nu_c(t)$, $\alpha_c(t)$, $\alpha_p(t)$ – медленно меняющиеся функции времени.

Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$H = H_0 + V_p(t) + V_c(t) + U, \tag{4}$$

где H_0 – гамильтониан свободного атома без учета конфигурационного взаимодействия,

$$H_0\psi_k = E_k\psi_k, \quad H_0\psi_E = E\psi_E, \quad k = 1,2,3,4. \tag{5}$$

Здесь ψ_k и ψ_E – ортонормированные волновые функции гамильтониана H_0.

Решение волнового уравнения Шредингера с гамильтонианом (4)

$$i\hbar\frac{\partial\Phi(t)}{\partial t} = H\Phi(t) \tag{6}$$

представим в виде разложения по всем собственным состояниям гамильтониана H_0:

$$\Phi(t) = \sum_{k=1}^{4} C_k(t)\psi_k e^{-\frac{i}{\hbar}E_k t} + \int C_E(t)\psi_E e^{-\frac{i}{\hbar}Et}\, dE. \tag{7}$$

После подстановки разложения (7) в уравнение (6) получим с учетом (3)-(5) систему дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения (7). После интегрирования уравнения для $C_E(t)$ при условии $C_E(-\infty) = 0$ и подстановки в уравнения для $C_k(t)$ (k=1,2,3,4) получим систему интегро-дифференциальных уравнений. Устраняя быстро меняющиеся экспоненты с помощью преобразований

$$\begin{aligned} C_1(t) &= a_1(t), \qquad C_2(t) = a_2(t)e^{-i(\delta_{2p}t + \alpha_p(t))}, \\ C_3(t) &= a_3(t)e^{i(\delta_{3p}t - \alpha_p(t))}, \qquad C_4(t) = a_4(t)e^{-i[(\delta_{2p} - \delta_{2c})t + \alpha_p(t) - \alpha_c(t)]}, \end{aligned} \tag{8}$$

разлагая медленно меняющиеся функции $\alpha_{p,c}(t)$ в ряд Тейлора и сохраняя первые два члена,

$$\alpha_{p,c}(t)-\alpha_{p,c}(t')=\alpha'_{p,c}(t)(t-t'),$$

получим в марковском приближении [8] следующее матричное уравнение:

$$i\frac{da(t)}{dt}=W(t)a(t). \tag{9}$$

Здесь $W(t)$ – неэрмитовый гамильтониан:

$$W(t)=\tilde{H}(t)-i\Gamma(t), \tag{10}$$

где

$$\tilde{H}(t)=\begin{bmatrix} \Delta_1^i(t) & F_{2a}^{(p)}(t) & F_{3a}^{(p)}(t) & F_{14}(t) \\ F_{2a}^{(p)}(t) & -(\delta_{2a}+\alpha'_p(t)-\Delta_2^a & F_{23}^a(t) & F_{2a}^{(c)}(t) \\ F_{3a}^{(p)}(t) & F_{23}^a & \delta_{2p}-\alpha'_p(t)+\Delta_3^a & F_{3a}^{(c)}(t) \\ F_{14}(t) & F_{2a}^{(c)}(t) & F_{2a}^{(c)}(t) & -(\delta_{2p}-\delta_{2c}+\alpha'_p(t)-\alpha'_c(t)-\Delta_4^i(t)) \end{bmatrix} \tag{11а}$$

и

$$\Gamma(t)=\begin{bmatrix} \dfrac{\Gamma_1^i(t)}{2} & \dfrac{F_{2a}^{(p)}(t)}{q_{2a}^{(p)}} & \dfrac{F_{3a}^{(p)}(t)}{q_{3a}^{(p)}} & \dfrac{F_{14}(t)}{q_{14}} \\ \dfrac{F_{2a}^{(p)}(t)}{q_{2a}^{(p)}} & \dfrac{\Gamma_2^a}{2} & \dfrac{F_{23}^a}{q_{23}^a} & \dfrac{F_{2a}^{(c)}(t)}{q_{2a}^{(c)}} \\ \dfrac{F_{3a}^{(p)}(t)}{q_{3a}^{(p)}} & \dfrac{F_{23}^a}{q_{23}^a} & \dfrac{\Gamma_3^a}{2} & \dfrac{F_{3a}^{(c)}(t)}{q_{3a}^{(c)}} \\ \dfrac{F_{14}(t)}{q_{14}} & \dfrac{F_{2a}^{(c)}(t)}{q_{2a}^{(c)}} & \dfrac{F_{3a}^{(c)}(t)}{q_{3a}^{(c)}} & \dfrac{\Gamma_4^i(t)}{2} \end{bmatrix} \tag{11б}$$

есть эрмитовые части гамильтониана $W(t)$. Столбец $a(t)$ в (9) состоит из элементов $a_k(t)$ (k=1,2,3,4). В (11а,б) $\Delta_{1,4}^i(t)$, $\Gamma_{1,4}^i(t)$ – ионизационные сдвиги и ширины уровней 1 и 4, а $\Delta_{2,3}^a$, $\Gamma_{2,3}^a$ – автоионизационные сдвиги и ширины уровней 2 и 3, соответственно:

$$\begin{gathered} \Delta_1{}^i(t)=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{\nu_{1E}^{(p)^2}(t)}{E-E_1-\hbar\omega_p}dE, \quad \Delta_4{}^i(t)=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{\nu_{4E}^{(c)^2}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE, \\ \Delta_2^a=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{U_{2E}^2}{E-E_2}dE, \quad \Delta_3^a=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{U_{3E}^2}{E-E_3}dE, \\ \Gamma_1^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_E^{(p)^2}(t), \quad \Gamma_4^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_4^{(c)^2}(t), \\ \Gamma_1^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_E^{(p)^2}(t), \quad \Gamma_4^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_4^{(c)^2}(t), \\ \Gamma_2^a=\frac{2\pi}{\hbar}U_2^2, \quad \Gamma_3^a=\frac{2\pi}{\hbar}U_3^2. \end{gathered} \tag{12}$$

В вышеприведенных обозначениях фазы полей включены соответственно в $\alpha_{p,c}(t)$ и матричные элементы энергий взаимодействия $v_{1E}^{(p)}(t)$, $v_{4E}^{(c)}(t)$, U_{2E}, U_{3E}, $v_{12}^{(p)}(t)$, $v_{13}^{(p)}(t)$, $v_{42}^{(c)}(t)$, $v_{43}^{(c)}(t)$ считаются действительными, символ P означает главное значение интеграла, $F(t)$ – эффективные матричные элементы переходов, а q – параметры асимметрии Фано [9]:

$$F_{2a}^{(p)}(t) = \frac{1}{\hbar}\left[v_{12}^{(p)}(t) - P\int \frac{v_{1E}^{(p)}(t)U_{2E}}{E-E_2}dE\right], \quad q_{2a}^{(p)} = \frac{2F_{2a}^{(p)}(t)}{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_2^a}},$$

$$F_{3a}^{(p)}(t) = \frac{1}{\hbar}\left[v_{13}^{(p)}(t) - P\int \frac{v_{1E}^{(p)}(t)U_{3E}}{E-E_3}dE\right], \quad q_{3a}^{(p)} = \frac{2F_{3a}^{(p)}(t)}{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_3^a}},$$

$$F_{14}(t) = -\frac{1}{\hbar}P\int \frac{v_{1E}^{(p)}(t)v_{4E}^{(c)}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE, \quad q_{14} = \frac{2F_{14}(t)}{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_4^i(t)}},$$

$$F_{23}^{(a)}(t) = -\frac{1}{\hbar}P\int \frac{U_{2E}U_{3E}}{E-E_3}dE, \quad q_{23}^a = \frac{2F_{23}^a}{\sqrt{\Gamma_2^a\Gamma_3^a}}, \tag{13}$$

$$F_{2a}^{(c)}(t) = -\frac{1}{\hbar}\left[v_{42}^{(c)}(t) - P\int \frac{U_{2E}v_{4E}^{(c)}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE\right], \quad q_{2a}^{(c)} = \frac{2F_{2a}^{(c)}(t)}{\sqrt{\Gamma_2^a(t)\Gamma_4^i(t)}},$$

$$F_{3a}^{(c)}(t) = -\frac{1}{\hbar}\left[v_{43}^{(c)}(t) - P\int \frac{U_{3E}v_{4E}^{(c)}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE\right], \quad q_{3a}^{(c)} = \frac{2F_{3a}^{(c)}(t)}{\sqrt{\Gamma_3^a\Gamma_4^i(t)}}.$$

В уравнении (9) $W(t)$ и $a(t)$ – медленно меняющиеся функции времени, а $a(t)$ образует адиабатический базис.

3. Собственные значения и собственные функции в адиабатическом базисе. Условия "пленения" населенности

Перейдем к решению уравнения (9) в адиабатическом приближении, когда гамильтониан системы $W(t)$ – медленно меняющаяся функция времени. Решение уравнения (9) представим в виде:

$$a(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}\int^t \lambda(t')dt'}\tilde{a}(t), \tag{14}$$

где $\tilde{a}(t)$ – мгновенная волновая функция, которая является собственной функцией гамильтониана (10) в каждый момент времени:

$$W(t)\tilde{a}(t) = \lambda(t)\tilde{a}(t). \tag{15}$$

Если матрицы $\tilde{H}(t)$ и $\Gamma(t)$ коммутируют, то собственные значения $W(t)$ можно представить в виде [12]:

$$\lambda_k(t) = \lambda_k^1(t) + i\lambda_k^2(t) \quad (k = 1,2,3,4), \tag{16}$$

где $\lambda_k^1(t)$ и $\lambda_k^2(t)$ являются собственными значениями $\tilde{H}(t)$ и $\Gamma(t)$, соответственно.

В дальнейшем мы будем считать, что выполняются условия адиабатичности взаимодействия:

$$\left|\mathrm{Re}[\lambda_k(t)-\lambda_{k'}(t)]\right|T >> 1 \quad \text{и} \quad \left|\mathrm{Im}[\lambda_k(t)-\lambda_{k'}(t)]\right|T >> 1 \ \ (k \neq k' = 1,2,3,4),$$

где T – длительность лазерных импульсов.

При выполнении этих условий одно из четырех состояний не распадается, т.е.

$$\mathrm{Im}\,\lambda_d(t) = \lambda_d^{(2)}(t) = 0, \quad \mathrm{Re}\,\lambda_d(t) = \lambda_d^{(1)}(t) = \Delta_1^i(t) - \frac{\Gamma_1^i(t)}{2} q_{14}, \tag{17}$$

если выполняются условия "пленения" населенности, которые имеют вид

$$q_{2a}^{(p)} = q_{2a}^{(c)}, \quad q_{3a}^{(p)} = q_{3a}^{(c)}, \tag{18а}$$

$$\delta_{2p} - \delta_{2c} + \alpha'_p(t) - \alpha'_c(t) = \Delta_4^i(t) - \Delta_1^i(t) + \frac{q_{14}}{2}\left(\Gamma_1^i(t) - \Gamma_4^i(t)\right). \tag{18б}$$

В случае двухфотонного резонанса, когда

$$\delta_{2p} - \delta_{2c} = 0, \tag{19}$$

условие (18б) принимает следующий вид:

$$\alpha'_p(t) - \alpha'_c(t) = \Delta_4^i(t) - \Delta_1^i(t) + \frac{q_{14}}{2}\left(\Gamma_1^i(t) - \Gamma_4^i(t)\right). \tag{20}$$

Состояние, соответствующее собственному значению (17), называется "плененным" или "темным". Соответственно, нормированная собственная функция "темного" состояния в адиабатическом базисе имеет вид

$$|d\rangle = |1\rangle \cos\Theta(t) - |4\rangle \sin\Theta(t), \tag{21}$$

где

$$\mathrm{tg}\Theta(t) = \sqrt{\frac{\Gamma_1^i(t)}{\Gamma_4^i(t)}}. \tag{22}$$

При выводе этих результатов мы предполагали, что все ширины отличны от нуля и выполняется условие адиабатичности включения лазерных импульсов. Остальные три состояния являются распадающимися и в адиабатическом базисе имеют следующий вид:

$$|k\rangle = N_k[|1\rangle + \frac{1}{D_k(t)}\sum_{j=2}^{4} D_j^k(t)|j\rangle] \quad (k = 2,3,4), \tag{23}$$

где $D_k(t)$ в случае точного двухфотонного резонанса (19) и с учетом условий "плененности" (18а) будет иметь следующий вид:

$$D_k(t)=\begin{vmatrix} \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_2^a}}{2}(q_{2a}-i) & \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_3^a}}{2}(q_{3a}-i) & \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_4^i(t)}}{2}(q_{14}-i) \\ X_k-b_1 & -\frac{\sqrt{\Gamma_2^a\Gamma_3^a}}{2}\left(q_{23}^a-i\right) & \frac{\sqrt{\Gamma_4^i(t)\Gamma_2^a}}{2}(q_{2a}-i) \\ -\frac{\sqrt{\Gamma_2^a\Gamma_3^a}}{2}\left(q_{23}^a-i\right) & X_k-b_2 & \frac{\sqrt{\Gamma_4^i(t)\Gamma_3^a}}{2}(q_{3a}-i) \end{vmatrix}, \tag{24}$$

а определители $D_j^k(t)$ $(j=2,3,4)$ получаются из определителя $D_k(t)$ соответствующей заменой столбцов столбцами из элементов

$$X_k-\frac{\Gamma_1^i(t)}{2}(q_{14}-i),\quad \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_2^a}}{2}(q_{2a}-i),\, \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_3^a}}{2}(q_{3a}-i).$$

В детерминанте (24) сделаны следующие обозначения:

$$X_k=\lambda_k(t)-\lambda_d(t) \qquad (k=2,3,4), \tag{25}$$

$$b_1=\Delta_2^a-\Delta_1^i(t)-\delta_2-\alpha_p'(t)-\frac{i}{2}\Gamma_2^a+q_{14}\frac{\Gamma_1^i(t)}{2}, \tag{26}$$

$$b_2=\Delta_3^a-\Delta_1^i(t)+\delta_3-\alpha_p'(t)-\frac{i}{2}\Gamma_3^a+q_{14}\frac{\Gamma_1^i(t)}{2},$$

N_k – нормировочный множитель, который равен

$$N_k=\left[1+\sum_{j=2}^{4}\left|\frac{D_j^k(t)}{D_k(t)}\right|^2\right]^{-\frac{1}{2}}. \tag{27}$$

Образуя новые суперпозиционные состояния (23), можно исключить состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Новое суперпозиционное состояние, которое является, как и “темное” состояние, суперпозицией состояний $|1\rangle$ и $|4\rangle$, в отличие от “темного” состояния, будет распадающимся. Электрон из этого состояния переходит в континуум со структурой, обусловленной как конфигурационным взаимодействием, так и лазерно-индуцированными переходами в континуум. В итоге происходит ионизация из этого состояния. Такое состояние называется “светлым”.

4. “Темное” состояние и адиабатический перенос населенности

Среди перечисленных состояний с практической точки зрения особый интерес представляет “темное” состояние, которое является стабильным суперпозиционным состоянием и не распадается. Характерной чертой этого состояния является то, что оно не содержит верхних состояний. Образование зтих состояний существенно зависит от последовательности включения (выключения) перекрывающихся лазерных импульсов. С практической точки зрения особый интерес представляет контринтуитивная последовательность включения (выключения) лазерных импульсов, когда вначале включается (выключается) связывающий импульс $V_c(t)$, а затем импульс накачки $V_p(t)$. В этом случае, если атом вначале находился в состоянии 1, из выражения (21) следует, что при образовании "темного" состояния выроятности нахождения атома на соответствующих уровнях будут равны

$$P_1(t)=\left|\cos\Theta(t)\right|^2=\frac{\Gamma_4^i(t)}{\Gamma_1^i(t)+\Gamma_4^i(t)},\ P_2(t)=P_3(t)=0,\ P_4(t)=\left|\sin\Theta(t)\right|^2=\frac{\Gamma_1^i(t)}{\Gamma_1^i(t)+\Gamma_4^i(t)} \quad (28)$$

При $t\to-\infty$ следует

$$\lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0}\cos\Theta(t)=1,\quad \lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0}\sin\Theta(t)=0, \quad (29)$$

т.е. до включения взаимодействия $(t\to-\infty)$ атом находился в состоянии 1.

При $t\to\infty$ имеет

$$\lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0}\cos\Theta(t)=0,\quad \lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0}\sin\Theta(t)=1, \quad (30)$$

т.е. после выключения взаимодействия $(t\to\infty)$ атом переходит в состояние 4.

Таким образом, происходит эффективный перенос населенности между нижними дискретными состояниями при контринтуитивной последовательности включения лазерных перекрывающихся импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B.W.Shore**. The Theory of Coherent Atomic Excitaion. Wiley, New York, 1990.
2. **М.Л.Тер-Микаелян**. УФН, **167**, 1249 (1997).
3. **N.V.Vitanov, M.Fleischhauer, B.W.Shore, K.Bergmann**. Adv. Atom. Molec. and Opt. Physics, **46**, 55 (2001).
4. **C.E.Carroll, F.T.Hioe.** Phys. Rev. Lett., **68**, 3523 (1992).
5. **T. Nakajima, M.Elk, J.Zhang, P.Lambropoulos**. Phys. Rev. A, **50**, R913 (1994).
6. **F.T.Hioe, C.E.Carroll**. Phys. Rev., **56**, 2292 (1997).
7. **R.G.Unanyan, N.V.Vitanov, B.W.Shore, K.Bergmann**. Phys. Rev. A, **61**, 043408 (2000).
8. **P.L.Knight, M.A.Lauder**. Phys. Rep., **190**, 1 (1990).
9. **U.Fano**. Phys. Rev., **124**, 1866 (1961).
10. **T.Nakajima, P.Lambropoulos**. Z. Phys. D, **36**, 17 (1996).
11. **E.Paspalakis, P.L.Knight**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **31**, 2753 (1998).
12. **А.Д.Газазян, Р.Г.Унанян**. ЖЭТФ, **93**, 1590 (1987).

ATOMIC POPULATION TRANSFER VIA AUTOIONIZATION STATES WITH FORMATION OF "DARK" STABLE SUPERPOSITION STATES

E.A. GAZAZYAN

Stable "dark" superposition states are studied in the case of the presence of two close autoionization states. It is shown that the "dark" state is formed by means of transitions through the continuum and is determined by the ionization widths of the lower discrete states. It is also shown that the effective population transfer takes place between the lower discrete states in the case of two overlapping laser pulses switched in counterintuitive sequence.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.412-415 (2005)

УДК 621.384

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПРОДОЛЬНУЮ ДИНАМИКУ ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ CANDLE

Д.К. КАЛАНТАРЯН[1,2], Ю.Л. МАРТИРОСЯН[1]

[1]Центр синхротронного излучения CANDLE

[2]Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 октября 2004 г.)

В работе оценен предельный ток электронного пучка в накопительных кольцах, обусловленный продольной неустойчивостью частиц. С учетом сил собственных полей сгустка, найдены условия захвата частиц в режим ускорения и устойчивых продольных колебаний. Определена сепаратриса продольных колебаний частиц и получена величина сдвига частот синхротронных колебаний в зависимости от числа частиц в сгустке. Численное моделирование проведено для источника синхротронного излучения третьего поколения CANDLE [1].

1. Введение

Для получения фотонных пучков большой яркости в источниках синхротронного излучения (СИ) третьего поколения необходимы электронные пучки с малыми эмиттансами при большом циркулирующем токе в кольце. Увеличение плотности частиц в единице фазового объема колебаний частиц, в свою очередь, приводит к усилению коллективных эффектов, среди которых важное место занимают эффекты взаимодействия частиц с собственными полями пространственного заряда пучка.

В работе [2] было исследовано влияние сил пространственного заряда на поперечную динамику электронного пучка в накопителе электронов CANDLE. В частности, было оценено смещение числа бетатронных колебаний, а также определена величина разностного резонанса в случае наличия связи поперечных колебаний, вызванных собственными полями наклоненного в поперечном сечении сгустка. В настоящей работе на основе матричного анализа исследуется влияние сил собственных полей пучка на продольные колебания частиц внутри сгустка. Исследование основывается на общих уравнениях движения частиц в шестимерном фазовом пространстве. Разработанная методика применена для анализа продольной нестабильности частиц в накопителе электронов CANDLE на энергию 3 ГэВ.

2. Уравнения движения

В натуральной ортогональной системе координат (x, y, s), связанной с идеальной орбитой накопителя электронов, уравнения траектории частицы в шестимерном фазовом пространстве $(x, p_x, y, p_y, \sigma, p_\sigma)$ имеют вид

$$x' = p_x,$$

$$p'_x = h_x \cdot (1 + p_\sigma) + \frac{e \cdot c}{E_0} \cdot (1 + h_x x)[p_y \cdot B_s - B_y] + \frac{e}{E_0} \cdot E_x + \frac{1}{E_0} \cdot F_{xc},$$

$$y' = p_y,$$

$$p'_y = \frac{e \cdot c}{E_0} \cdot (1 + h_x x)[B_x - p_x \cdot B_s] + \frac{e}{E_0} \cdot E_y + \frac{1}{E_0} \cdot F_{yc}, \tag{1}$$

$$\sigma' = \frac{1}{\gamma^2} \cdot p_\sigma - h_x \cdot x,$$

$$p'_\sigma = \frac{e \cdot E_m}{E_0} \cdot \left| \cos\left(\frac{\omega_{RF}}{c} \cdot (s - s_0) + \phi \right) \right| \cdot \sin\left(\frac{\omega_{RF}}{c} \cdot \sigma \right) + \frac{1}{E_0} F_{\sigma c},$$

где p_x, p_y – нормированные безразмерные поперечные импульсы, σ – смещение частицы от центра пучка, $p_\sigma = \Delta p / p$ – разброс частиц по импульсам, $h_x(s) = -(e/p) \cdot B_y(0,0,s)$ – кривизна траектории в поворотных магнитах, s – продольная координата вдоль идеальной замкнутой орбиты, $\eta = 1/\gamma^2 - \alpha$, α – коэффициент уплотнения орбит, γ – Лоренц-фактор, e и E_0 – заряд и равновесная энергия электрона, c – скорость света, ω_{RF} – циклическая частота ускоряющего поля, ϕ – фаза частицы относительно ускоряющей волны, E_m – амплитудное значение напряженности ускоряющего поля в резонаторе. Штрих означает дифференцирование по продольной координате s. Последние члены во втором, четвертом и шестом уравнениях представляют собой собственные электромагнитные силы пространственного заряда внутри пучка, явные выражения которых приведены в следующем разделе статьи.

3. Силы пространственного заряда пучка

Для явного представления сил пространственного заряда пучка мы сделаем предположение, что электронный сгусток имеет форму эллипсоида, внутри которого частицы имеют однородное распределение по трем координатным осям. С учетом этого силы пространственного заряда можно представить в виде [3]

$$F_{xc} = I_1 \cdot x; \quad F_{yc} = I_2 \cdot y; \quad F_{\sigma c} = I_3 \cdot \sigma, \tag{2}$$

где

$$I_1 = \frac{e \cdot Q}{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot l_b \cdot \gamma^2 \cdot a \cdot (a + b)}, \qquad I_2 = \frac{e \cdot Q}{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot l_b \cdot \gamma^2 \cdot b \cdot (a + b)},$$

$$I_3 = \frac{e \cdot Q}{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \gamma^3 \cdot l_b^3} \cdot \ln \frac{\gamma \cdot l_b + \sqrt{\gamma^2 \cdot l_b^2 + a^2 - b^2}}{a + b}. \tag{3}$$

В приближении малых длин пучка по сравнению с длиной волны ускоряющего электромагнитного поля, для смещения частот малых продольных колебаний (1) получаем известную формулу [4]

$$\Delta\nu_{\widetilde{n}} = -\frac{3Nr_0\eta R^2}{\beta^2\gamma^3 l_b^3 \nu_0}\left(\ln\frac{b}{a}+\frac{1}{2}\right), \tag{4}$$

где R – средний радиус накопителя, $\beta \approx 1$ – скорость электрона, r_0 – классический радиус электрона. Как видно из формулы, при энергии частиц выше критической энергии $(\eta < 0)$ силы пространственного заряда приводят к дополнительной банчировке сгустка и, как следствие, к укорочению длины сгустка.

4. Численные результаты

На примере накопительного кольца CANDLE было проведено численное моделирование эффектов пространственного заряда на базе программы MATLAB [5]. В качестве ускоряюшего резонатора в накопителе CANDLE предполагается использовать шесть резонаторов типа ELETTRA с суммарным напряжением 3,3 МВ, параметры которых приведены в табл.1.

Табл.1. Параметры ускоряющего резонатора накопителя CANDLE.

Длина	480 мм
Напряжение	650 кВ
ВЧ частота	499,654 МГц
Диаметр	526 мм

Накопитель электронов CANDLE рассчитан на номинальный ток в кольце 0.35 А, что соответствует числу частиц в каждом сгустке $N_b = 0{,}56\cdot10^{10}$ при заполнении всех 360 сепаратрис (длина орбиты кольца 216 м). В одночастичном приближении величина максимального относительного смещения энергии частиц от равновесного значения $\Delta E_{\max} / E_0$ определяется сепаратрисой продольных колебаний частиц и составляет 2.4% (энергетический акцептанс частиц). Учитывая среднеквадратичный разброс частиц в сгустке в 0.1%, время жизни пучка, обусловленное внутрипучковым рассеянием частиц (время жизни по Тушеку), составляет 39.5 часов.

На рис.1 приведены сепаратрисы продольных колебаний для случаев одночастичного приближения (сплошная линия) и с учетом эффекта пространственного заряда при значении числа частиц в сгустке $N = 10^{13}$ (пунктирная линия). Результаты получены методом матричного сшивания решений для отдельных элементов ускорителя. Длина сгустка и его продольное распределение считаются заданными. Как видно из рисунка, учет пространственного заряда приводит к увеличению сепаратрисы устойчивых продольных колебаний. Для заданных параметров тока и энергии пучка в накопителе эффект имеет слабо выраженный характер. В частности, при предельном числе частиц в сгустке $N = 2.7\cdot10^{11}$, соответствуюшем устойчивости движения для поперечных колебаний [2], увеличение динамического аксептанса составляет всего 0.05%.

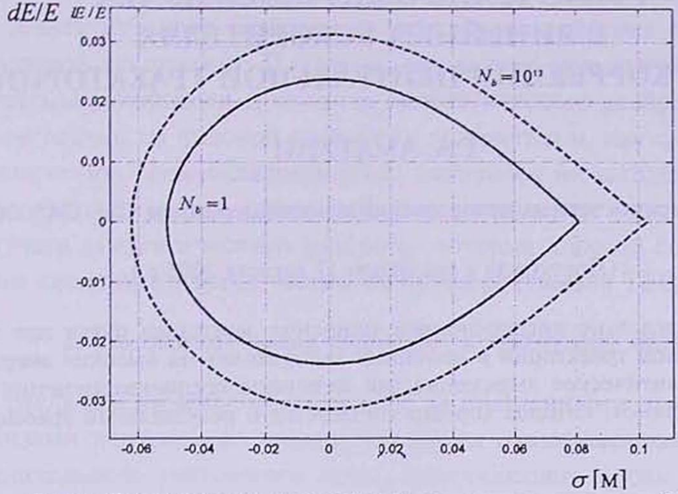


Рис.1. Зависимость сепаратрисы синхротронных колебаний от числа частиц.

5. Заключение

В работе показано, что учет пространственного заряда при анализе стабильности продольных колебаний в накопителе электронов существенно не изменяет сепаратрису. Устойчивая сепаратриса определяется в основном одночастичным рассмотрением проблемы, а время жизни пучка обусловлено в основном внутрипучковым рассеянием. Однако увеличение сепаратрисы продольных колебаний при учете пространственного заряда – довольно важное следствие, показывающее, что накопление больших токов в кольце не приводит к нарушению продольной стабильности частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. CANDLE – Conceptual Design Report, Yerevan, 2002.
2. **Д.К.Калантарян, Ю.Л.Мартиросян**. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 293 (2004).
3. **I.Borchardt** et al. "Calculation of Beam Envelopes in Storage Rings and Transport Systems in Presence of Transverse Space-Charge Effects and Coupling". DESY 87-161, 1987.
4. **A.Chao**. Physics of Collective Beam Instabilities in High-Energy Accelerators. Wiley, 1993.
5. MATLAB, The Language of Technical Computing, http://www.mathworks.com.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.416-423 (2005)

УДК 537.8

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭМИТТАНСА ПУЧКА В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ПРИ КОРРЕКЦИИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ТРАЕКТОРИИ

Г.А. АМАТУНИ

Центр перспективных исследований с использованием СИ, CANDLE

(Поступила в редакцию 17 августа 2005 г.)

Исследовано дисперсионное уширение эмиттанса пучка при коррекции центральной траектории в линейных ускорителях на высокие энергии. Получено аналитическое выражение для величины среднеквадратичного увеличения эмиттанса, которое хорошо согласуется с результатами трассировки частиц в ускорителе.

1. Введение

Поперечный эмиттанс электронного пучка в ускорителе, представляющий собой проекцию фазового объема пучка на поперечную фазовую плоскость, является одной из важнейших характеристик при генерации лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [1], т.к. он определяет степень захвата частиц в режим когерентного излучения в ондуляторе. Эмиттанс пучка ε на входе в ондуляторную секцию должен быть меньше или порядка длины волны λ генерируемого излучения ($\varepsilon \le \lambda / 4\pi$), поэтому получение и сохранение малых эмиттансов электронного пучка в линейных ускорителях является одной из актуальных проблем для получения рентгеновского ЛСЭ [2,3].

В идеальном линейном ускорителе, где элементы (ускоряющие секции и квадрупольные линзы) установлены строго вдоль оси ускорителя, естественный эмиттанс пучка уменьшается обратно пропорционально энергии частиц за счет адиабатического сжатия поперечных колебаний частиц. Однако, в реальной машине элементы установлены с конечной точностью и центральная траектория оказывается возмущенной, что приводит к увеличению среднеквадратичного эмиттанса пучка.

В настоящее время разработан ряд методов коррекции центральной траектории [4,5], основанных на применении датчиков положения пучка и обратной связи с помощью корректирующих магнитов. Однако из-за погрешностей установки квадрупольных линз, датчиков положения пучка и их разрешимости, скорректированная траектория имеет остаточное отклонение от оси линейного ускорителя и необходимо исследовать поведение среднеквадратичного эмиттанса пучка с учетом остаточного возмущения центральной траектории после ее коррекции.

В настоящей работе исследован вопрос дисперсионного уширения эмиттанса пучка в линейном ускорителе при последовательной коррекции центральной траектории пучка к геометрическому центру квадрупольных линз. Рассмотрены случаи начального энергетического разброса частиц в пучке и энергетического разброса за счет взаимодействия пучка с ускоряющей системой ускорителя. Показано, что за счет хроматичности фокусирующей системы ускорителя и наличия энергетического разброса в пучке распределение частиц на фазовой плоскости уширяется и, как следствие, приводит к увеличению среднеквадратичного эмиттанса на выходе из ускорителя. Получены выражения для относительного увеличения эмиттанса пучка для обоих случаев энергетического разброса, которые хорошо согласуются с результатами численного трека частиц на примере проекта ТЕСЛА [2].

2. Последовательная коррекция и траектории частиц

В реальном линейном ускорителе со смещенными от оси квадрупольными линзами центральная траектория пучка оказывается возмущенной из-за дополнительного магнитного поля, возникающего вдоль геометрической оси ускорителя. Для предотвращения разбухания пучка из-за кильватерных полей и хроматичности фокусирующей системы, центральная траектория должна быть скорректирована вдоль ускорителя на основе измерения поперечного смещения центральной траектории датчиками положения пучка. Мы будем предполагать, что квадрупольные линзы в ускорителе установлены со среднеквадратичным смещением от оси σ_q, а датчики положения пучка имеют среднеквадратичное смещение от оси линзы σ_b и разрешимость σ_r. Возмущенная траектория последовательно корректируется от линзы к линзе с помощью корректирующих магнитов на основе информации датчиков положения пучка (рис.1а). Учитывая погрешности установки линз, датчиков положения пучка и их разрешимости, после коррекции траектории положение центра тяжести пучка x_c в k-ом квадруполе будет определяться как (рис.1б)

$$x_c(z_k) = q_k + b_k + r_k\,, \tag{1}$$

где q_k, b_k, r_k – случайные, статистически независимые значения погрешности установки k-ого квадруполя, датчика пучка и его разрешимости, соответственно, со среднеквадратичными значениями $\sigma_q, \sigma_b, \sigma_r$.

Линеаризованные уравнения поперечных колебаний равновесной частицы с энергией E_c (ассоциируемой с центральной траекторией) и неравновесной частицы с энергией $E = E_c + \Delta E$ тогда имеют вид

$$x_c'' + \frac{\gamma'}{\gamma}x_c' + K(x_c - x_q) = G(z), \quad x'' + \frac{\gamma'}{\gamma}x' + K(1-\delta)(x - x_q) = (1-\delta)G(z), \tag{2}$$

где γ есть текущий Лоренц-фактор равновесной частицы, γ' – темп ускорения, K – нормализованная сила квадрупольных линз, x_q – смещение квадрупольной линзы от оси ускорителя, $\delta = \Delta E / E_c$ – относительное отклонение энергии неравновесной частицы, G – нормализованные силы корректирующих магнитов и z – координата вдоль линейного ускорителя. Относительное смещение неравновесной частицы вдоль ускорителя тогда будет задаваться уравнением

$$\Delta x'' + \frac{\gamma'}{\gamma}\Delta x' + K(1-\delta)\Delta x = \delta \cdot K(x_c - x_q) - \delta \cdot G(z). \tag{3}$$

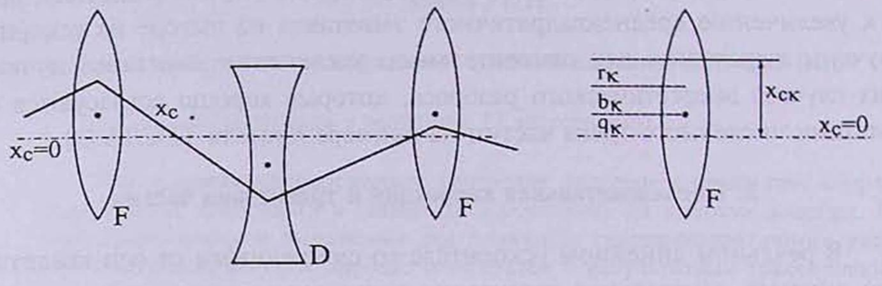


Рис.1. Последовательная коррекция центральной траектории в ускорителе: а) центральная траектория после коррекции от линзы к линзе, б) положение центральной траектории в k-ой линзе после коррекции.

Решение уравнения (3) можно представить с помощью матрицы перехода Твиса [6]

$$\Delta x(z) = \int_0^z \delta(z')K(z')x_c(z')M_{12}(z',z)dz' - \int_0^z \delta(z')\Big[K(z')x_q(z') + G(z')\Big]M_{12}(z',z)dz', \tag{4}$$

где элемент M_{12} матрицы перехода Твиса есть [6]

$$M_{12}(z',z) = \sqrt{\frac{\gamma(z')}{\gamma(z)}}\sqrt{\beta(z)\beta(z')}\sin(\phi(z) - \phi(z')). \tag{5}$$

Здесь β – бетатронная функция, ϕ – набег фазы. Условие последовательной коррекции центральной орбиты к оси квадруполя тогда имеет вид

$$\Big[K(z_k)x_q(z_k) + G_k\Big]M_{12}(z_k, z_{k+1}) = x'_{ck}, \tag{6}$$

и решение (4) принимает вид

$$\Delta x(z) = \int_0^z \delta(z')K(z')x_c(z')M_{12}(z',z)dz' - \int_0^z \delta(z')x'_c(z')dz'. \tag{7}$$

3. Некоррелированное дисперсионное увеличение эмиттанса пучка

В двухчастичном приближении пучка среднеквадратичный разброс частиц есть $\sigma_x^2 = <\Delta x^2>/2$. Поскольку эмиттанс пучка определяется как

$\varepsilon=\sigma_x^2/\beta$, то увеличение среднеквадратичного эмиттанса будет задаваться соотношением

$$\Delta\varepsilon(z)=\frac{1}{2\beta(z)}<\Delta x^2(z)>_{\phi,\delta,x_{cn}}, \tag{8}$$

где усреднение производится по текущей фазе ϕ в пределах $[0;2\pi]$, по положению центральной траектории в линзах x_{cn} и по энергетическому разбросу δ.

Если сгусток имеет начальный некоррелированный энергетический разброс $\delta_0<<1$, то, вследствие ускорения, текущий энергетический разброс меняется по закону $\delta(z)=\delta_0\gamma_0/\gamma(z)$, где $\gamma_0,\gamma(z)$ соответствуют начальной и текущей равновесной энергии частицы. Интегрирование (7) по частям тогда дает

$$\Delta x(z)=\int_0^z\delta(z')K(z')x_c(z')M_{12}(z',z)dz'-\delta_0\frac{\gamma_0}{\gamma}x_c-\delta_0\gamma'\int_0^z\frac{1}{\gamma^2}x_c(z')dz', \tag{9}$$

и основной вклад в увеличение относительного смещения неравновесной частицы обусловлен первым членом выражения (9). Мы будем предполагать, что фокусирующая система ускорителя представляет собой обычную симметричную периодическую ФОДО (Ф – фокусирующая линза, О – свободный промежуток, Д–дефокусирующая линза) структуру, и выражение (9) представим в виде суммы по ячейкам периодичности

$$\Delta x(z)=\delta_0KL_q\sqrt{\beta(z)}\sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma(z)}}\sum_n\sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma_n}}\left[x_{cn}^F\sqrt{\beta_F}\sin(\phi-\phi_{Fn})+x_{cn}^D\sqrt{\beta_D}\sin(\phi-\phi_{Dn})\right], \tag{10}$$

где γ_n соответствует равновесной энергии на входе в n-ую ФОДО структуру, $x_{cn}^{F,D}$ – скорректированная центральная траектория в фокусирующем F (дефокусирующем D) квадруполе n-ой ячейки периодичности, L_q – длина квадрупольной линзы.

Усредняя среднеквадратичное смещение неравновесной частицы по текущей фазе ϕ, по начальному разбросу частиц по энергиям и по положению центральной траектории в квадрупольных линзах, получим

$$<\Delta x^2(z)>_{\phi,\delta_0,x_{cn}}=2\sigma_0^2<x_c^2>\beta(z)\frac{\gamma_0}{\gamma(z)}K^2L_q^2[\beta_F+\beta_D]\sum_n\frac{\gamma_0}{\gamma_n}, \tag{11}$$

где $\sigma_0=\delta_0/2$ есть начальный среднеквадратичный энергетический разброс частиц пучка, а $\langle x_c^2\rangle=\sigma_q^2+\sigma_b^2+\sigma_r^2$ согласно (1). В приближении тонких линз, бета-функция симметричной ФОДО структуры представляется как

$$\beta_F+\beta_D=\frac{2L_{cell}}{\sin\mu},\quad KL_qL_c=4\sin\frac{\mu}{2}, \tag{12}$$

где L_{cell} – длина периода ФОДО ячейки, μ – набег фазы за период [6]. Подставляя (12) в выражение (11) и переходя от суммы к интегралу

$$\sum_n \frac{\gamma_0}{\gamma_n} \approx \int_0^N \frac{\gamma_0}{\gamma_0 + n\Delta\gamma} dn = \frac{\gamma_0}{\Delta\gamma} \int_{\gamma_0}^{\gamma} \frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{\gamma_0}{\Delta\gamma} \ln\frac{\gamma}{\gamma_0}\ , \tag{13}$$

получим

$$< \Delta x^2(z) >_{\phi,\delta_0,x_{cn}} = 32\sigma_0^2 < x_c^2 > \frac{\beta(z)}{L_{cell}} \frac{\gamma_0^2}{\gamma(z)} \frac{1}{\Delta\gamma} \tan\frac{\mu}{2} \ln\frac{\gamma}{\gamma_0}\ . \tag{14}$$

Учитывая, что естественный эмиттанс пучка вдоль ускорителя уменьшается за счет адиабатического сжатия как $\varepsilon = \varepsilon_0\gamma_0/\gamma$, для относительного дисперсионного увеличения эмиттанса пучка получим

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 16\sigma_0^2 \frac{< x_c^2 > \tan\mu/2}{\varepsilon_0 L_{cell}} \frac{\gamma_0}{\Delta\gamma} \ln\frac{\gamma}{\gamma_0}\ . \tag{15}$$

Формула (15) дает ясную качественную зависимость дисперсионного уширения эмиттанса пучка как от фокусирующей системы ускорителя (набег фазы и длина ячейки периодичности) и темпа ускорения, так и от среднеквадратичных погрешностей установки элементов вдоль ускорителя. Заметим, что для симметричной ФОДО структуры параметр $\xi = \tan\mu/2$ определяет хроматичность фокусирующей системы, которая задает дополнительный набег фазы неравновесной частицы по отношению к равновесной частице. На фазовой плоскости поперечных колебаний частицы с большей энергией запаздывают по фазе, а частицы с меньшей энергией опережают по фазе равновесную частицу, как показано на рис.2. Среднеквадратичный поперечный эмиттанс в результате увеличивается при сильной фокусировке (больших μ).

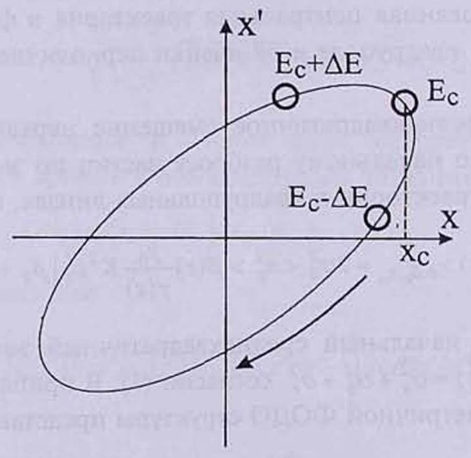


Рис.2. Дисперсионное уширение пучка на фазовой плоскости (x, x') из-за разброса частиц по энергиям.

Прямое следствие выражения (15): для подавления дисперсионного уширения эмиттанса пучка необходимо уменьшить хроматичность фокусирующей системы переходом на более слабую фокусировку. Отметим, что увеличение темпа ускорения $\Delta\gamma$ также приводит к уменьшению дисперсионного уширения эмиттанса пучка, поскольку частицы с разной энергией не успевают разойтись на фазовой плоскости поперечных колебаний.

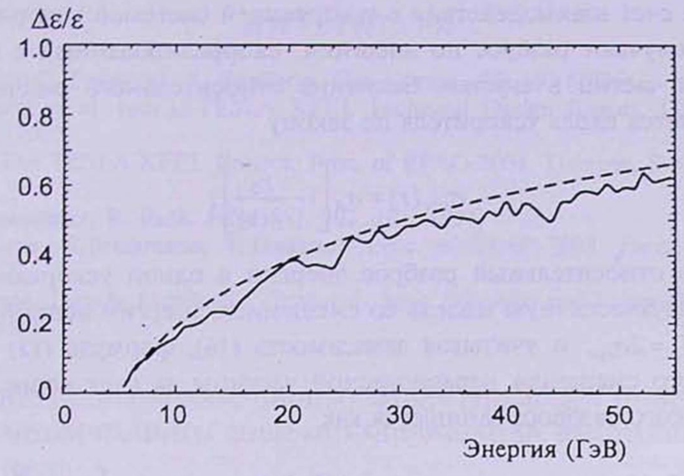


Рис.3. Относительное увеличение эмиттанса пучка в линейном ускорителе ТЕСЛА после коррекции центральной траектории. Показаны результаты трассировки частиц вдоль ускорителя (сплошная линия) и аналитическое описание (пунктирная линия).

На рис.3 представлены результаты трека частиц в вертикальной плоскости вдоль линейного ускорителя проекта ТЕСЛА. Показано дисперсионное увеличение эмиттанса пучка вдоль ускорителя после коррекции центральной траектории к осям квадрупольных линз.

Среднеквадратичные погрешности установки квадрупольных линз, датчиков положения пучка равны $\sigma_q = \sigma_b = 100$ мкм, среднеквадратичная разрешимость датчиков равна $\sigma_m = 10$ мкм. Результаты увеличения эмиттанса пучка вдоль ускорителя усреднены по 100 случайным наборам погрешностей установки квадрупольных линз, датчиков и их разрешимости. Пунктирной линией показано среднеквадратичное увеличение эмиттанса пучка вдоль ускорителя, предсказываемое формулой (15). Как видно из сравнения полученных результатов, усреднение по большому числу погрешностей дает хорошее согласие с аналитическим результатом.

Как видно из результатов, при энергиях до 50 ГэВ дисперсионное увеличение эмиттанса пучка может составить до 60% естественного эмиттанса пучка при заданных погрешностях установки элементов вдоль ускорителя. Заметим, что согласно (16) увеличение эмиттанса квадратично зависит от допусков на установку элементов, и уменьшение допусков в два раза

($\sigma_q = \sigma_b \sim 50$ мкм) приведет к относительному увеличению эмиттанса только на 15%, что также хорошо согласуется с результатами численного моделирования.

4. Коррелированное дисперсионное увеличение эмиттанса пучка

В дополнение к начальному некоррелированному энергетическому разбросу, за счет взаимодействия с ускоряющей системой ускорителя, частицы пучка получают разброс по энергиям, скоррелированный с продольным положением частиц в сгустке. Величина относительного разброса энергии частиц меняется вдоль ускорителя по закону

$$\sigma_{cor}(z) = \sigma_A \left[1 - \frac{\gamma_0}{\gamma(z)} \right], \tag{16}$$

где σ_A есть относительный разброс энергии в одной ускоряющей секции. Используя двухчастичную модель со смещением энергии неравновесной частицы как $\delta_c = 2\sigma_{cor}$ и учитывая зависимость (16), формула (12) для среднеквадратичного смещения неравновесной частицы за счет коррелированного энергетического разброса запишется как

$$< \Delta x^2(z) >_{\phi,\delta_0,x_{cn}} = 32\sigma_A^2 < x_c^2 > \frac{\beta(z)}{L_{cell}} \frac{\gamma_0}{\gamma(z)} \tan\frac{\mu}{2} \sum_n \frac{\gamma_n}{\gamma_0} \left[1 - \frac{\gamma_0}{\gamma_n} \right]^2. \tag{17}$$

Переходя к интегралу аналогично (13), для увеличения эмиттанса пучка за счет коррелированного энергетического разброса получим

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 8\sigma_A^2 \frac{< x_c^2 > \tan\mu/2}{\varepsilon_0 L_{cell}} \frac{\gamma_0}{\Delta\gamma} \left(g^2 - 4g + 2\ln g + 3 \right), \tag{18}$$

где $g = \gamma(z)/\gamma_0$. Как видно из формулы, при коррелированном энергетическом разбросе среднеквадратичный эмиттанс увеличивается квадратично с энергией частиц, что налагает жесткие требования на ускоряющую систему ускорителя (σ_A).

5. Заключение

В работе найдено аналитическое выражение для относительного дисперсионного увеличения среднеквадратичного эмиттанса пучка в линейном ускорителе электронов при последовательной коррекции центральной траектории. Показано, что величина увеличения эмиттанса прямо пропорциональна хроматичности фокусирующей системы и обратно пропорциональна темпу ускорения частиц. При начальном некоррелированном энергетическом разбросе в пучке эмиттанс логарифмически возрастает с энергией частиц вдоль ускорителя. При коррелированном энергетическом разбросе в пучке, эмиттанс возрастает квадратично с энергией частиц вдоль ускорителя. Проведен сравнительный анализ с результатами численного моделирования для проекта ТЕСЛА и получено хорошее согласие результатов при усреднении по большому числу случайных погрешностей установки элементов вдоль ускорителя.

Автор выражает благодарность В.Цаканову и Р.Бринкманну за постановку задачи, полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.B.Murphy, C. Pellegrini, R. Bonifacio**. Opt. Comm., **53**, 197 (1985).
2. **R.Brinkmann** et al. (eds.). TESLA XFEL Technical Design Report, DESY 2002-167, Hamburg (2002).
3. **H.Weise**. The TESLA XFEL Project, Proc. of EPAC-2004, Lucerne, Switzerland, 2004, pp.11-15.
4. **T.O.Raubenheimer, R. Ruth**. NIM (A), **302**, 191 (1991)
5. **P.Tenenbaum, R.Brinkmann, V.Tsakanov**. Proc. of EPAC-2002. Paris, France, 2002, pp.515-517.
6. **H.Wiedemann**. Particle Accelerator Physics–I. Basic Principles and Linear Beam Dynamics. Springer, 1999.

ԳԾԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉՆԵՐՈՒՄ ՓՆՋԻ ԷՄԻՏԱՆՍԻ ՄԵԾԱՑՈՒՄԸ ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԳԾԻ ԿՈՐԵԿՑԻԱՅԻ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ.Ա. ԱՄԱՏՈՒՆԻ

Ուսումնասիրված է բարձր էներգիաների գծային արագացուցիչներում փնջի էմիտանսի դիսպերսային մեծացումը կենտրոնական հետագծի կորեկցիայի ժամանակ: Էմիտանսի մեծացման միջին քառակուսային արժեքի համար ստացվել է անալիտիկ արտահայտություն, որը համընկնում է արագացուցիչում մասնիկի հետագծի թվային հաշվարկի արդյունքի հետ:

EMITTANCE ENLARGEMENT OF CORRECTED CENTRAL TRAJECTORY IN LINEAR ACCELERATORS

G.A. AMATUNI

The dispersive emittance dilution of the beam in high-energy linear accelerators is studied when the central trajectory is corrected to quadrupole axes. An analytical expression for the relative emittance enlargement is obtained, which is in good agreement with the particle tracking simulation.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.424-432 (2005)

УДК 539.1

КОЛЬЦЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

К.А. ИСПИРЯН, М.К. ИСПИРЯН, В.Г. ХАЧАТРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 22 марта 2004 г.)

С помощью моделирования угловых распределений рентгеновского переходного излучения, образованного тяжелым релятивистским ионом, и их фитирования, показана возможность создания кольцевых детекторов рентгеновского переходного излучения, аналогичных кольцевым детекторам черенковского излучения. Обсуждаются их возможная конструкция и применения для измерения энергии тяжелых релятивистских ионов.

1. Введение

Оптическое переходное излучение нерелятивистских электронов и протонов впервые было наблюдено, соответственно, в работах [1,2], а рентгеновское переходное излучение (РПИ), образованное на одной границе и в слоистой среде, было теоретически исследовано в [3,4]. На основе методов, предложенных в [5], был сконструирован первый детектор переходного излучения [6], который был использован для исследования мюонов в космических лучах. В дальнейшем детекторы переходного излучения нашли широкое применение в физике высоких энергий в основном для идентификации частиц, а иногда и для измерения энергии частиц при энергиях, превышающих область энергии черенковских счетчиков [7,8].

Именно РПИ, а не оптическое переходное излучение было использовано для создания детекторов переходного излучения, несмотря на трудности детектирования рентгеновских фотонов по сравнению с регистрацией фотонов в оптической области. Это объясняется тем, что в рентгеновской области 1) сконцентрирована большая часть энергии переходного излучения с 2) достаточно сильной энергетической зависимостью, и тем, что 3) длина формирования и, следовательно, радиаторы детекторов имеют меньшие размеры, чем в случае оптического переходного излучения. В свое время вслед за исследованием свойств черенковского излучения были созданы пороговые, дифференциальные и, наконец, широко распространенные кольцевые детекторы черенковского излучения, RICH-ы. В последних регистрация черенковских колец используется для получения информации об угловом распределении черенковского излучения. Можно ожидать, что и на смену детекторам переходного излучения придут кольцевые детекторы рентгеновского переходного излучения (КДРПИ), в которых информация об угловом распределении РПИ позволит улучшить разрешение детекторов. Несмотря на наличие нескольких экспериментов по изучению углового распределения РПИ [7,8], никто до сих пор не наблюдал широкие кольца РПИ и не предлагал создание КДРПИ из-за низкой интенсивности и узкого углового распределения РПИ, многократного рассеяния и других факторов, искажающих угловое распределение РПИ. Необходимо отметить, что в работе [9] впервые был успешно использован детектор переходного излучения для измерения энергии тяжелых релятивистских ионов (ТРИ) в космических лучах в энергетической области, которая намного выше области измерений, проводимых этой же группой с помощью RICH-детекторов [10].

Недавно нами было предложено [11] использовать оптическое и рентгеновское переходное излучение для создания КДРПИ для ТРИ, используя то, что интенсивность переходного излучения ТРИ пропорциональна квадрату его заряда (Z^2) и, благодаря большой массе, многократное рассеяние не может исказить узкое угловое распределение переходного излучения. На основе известных формул для переходного излучения, образованного на границе двух сред, было показано, что создание рентгеновского КДРПИ более реалистично, чем оптического, хотя последнее также рассматривалось в [11]. Было также показано, что измерение энергии ТРИ является главным применением КДРПИ, хотя не исключается также и возможность разделения изотопов. Более подробное рассмотрение возможности создания кольцевого детектора оптического переходного излучения [12] с использованием излучения в прозрачной стопке тонких пластин выявило непреодолимые трудности.

В настояшей работе мы продолжаем изучение вопроса создания рентгеновского КДРПИ, используя точные формулы для РПИ, учитывающие интерференционные явления, и обсуждаем более детально конструкцию КДРПИ и методы анализа данных. В разделе 2 мы описываем конструкцию и принципы работы КДРПИ. В разделе 3, используя метод моделирования Монте-Карло, мы имитируем ожидаемые кольца РПИ. Следующий раздел посвящается анализу полученных колец для определения Лоренц-фактора ТРИ. Наконец, в последнем разделе мы обсуждаем некоторые аппроксимации, точности и возможные применения КДРПИ.

2. Принципы работы и конструкция КДРПИ

В предлагаемом КДРПИ тяжелые релятивистские ионы детектируются в совпадении со множеством рентгеновских фотонов, рожденных в радиаторе. Если в RICH-детекторе измерение угла черенковского излучения позволяет определить скорость частицы [13], то в КДРПИ измерение углового распределения рентгеновских фотонов дает возможность определить Лоренц-фактор ТРИ [11]. Вследствие того, что угол многократного рассеяния ТРИ

$\vartheta_{ms} \cong E_s\sqrt{L_R / X_0} / E$ ($E_s = 21{,}2$ МэВ, X_0 – радиационная длина радиатора КДРПИ, E – энергия ТРИ) много меньше угла РПИ ($\approx 1/\gamma = mc^2/E$), то в КДРПИ, подобно RICH [13], различные геометрические факторы влияют на точность определения γ. Кольца КДРПИ намного толще, чем кольца в RICH, потому что черенковские фотоны испускаются под определенным углом, а фотоны РПИ имеют широкое угловое распределение с максимумом при $\vartheta \approx 1/\gamma$.

Конструкция предлагаемого КДРПИ для параллельных частиц показана на рис.1. Она совпадает со строением короткофокусных RICH [13], которые имеют плоский радиатор и фотонный детектор и не имеют таких фокусирующих элементов, как зеркала и линзы. Проходя через тонкий радиатор длиной L_R, ТРИ испускает рентгеновское переходное излучение, которое через относительно длинный вакуумный или наполненный гелием промежуток L ($L_R \ll L$) детектируется, наряду с начальным ТРИ, фотонным детектором (PD) с необходимым пространственным разрешением. КДРПИ для экспериментов с фиксированной мишенью, когда ТРИ, выходящий из мишени, вследствие рассеяния или других взаимодействий начальных ТРИ, имеет малый угловой разброс, может быть сконструирован на основе тех же принципов, тогда как КДРПИ, детектирующие ТРИ не только в направлении вперед, в экспериментах со сталкивающимися пучками будут иметь более сложную конструкцию.

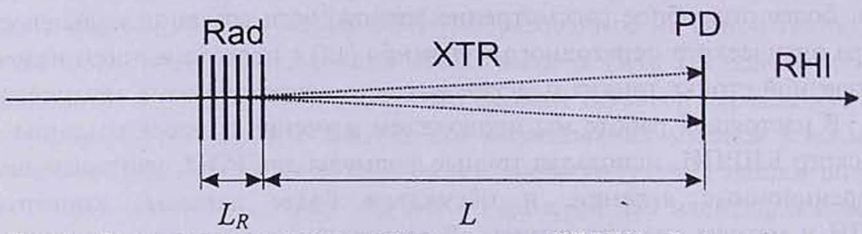


Рис.1. Схема экспериментальной установки КДРПИ. Rad – радиатор, имеющий длину $L_R = M(l_1 + l_2)$, L – вакуумная или наполненная гелием прямая секция; PD – детектор, регистрирующий фотоны рентгеновского переходного излучения, образованные тяжелым релятивистским ионом.

В этом случае радиатором может служить стопка пластинок с низким Z или нерегулярно-слоистый материал. В отличие от предыдущей работы [11], где показана принципиальная возможность создания КДРПИ, в настоящем исследовании расчеты выполнены для более практичного радиатора с использованием более точных формул для РПИ. Принимая во внимание, что в настоящее время имеются пучки ТРИ на SPS (CERN, Женева) с γ до 400 и на RHIC (BNL, Нью Йорк) с γ до 200, а через несколько лет на LHC (CERN, Женева) будут ТРИ с γ до 3000, расчеты, представленные ниже, выполнены для радиатора, изготовленного из майларовой фольги толщиной l_1=5 мкм, с воздушными промежутками между слоями $l_2 = 140$ мкм и общим числом слоев, равным $M = 1000$. Такие параметры радиаторов детекторов переходного излучения уже были использованы в других работах [8].

В качестве фотонных детекторов можно использовать многопроволочные пропорциональные камеры или дрейфовые камеры, наполненные тяжелым газом, а также кремниевые полоски и подушечки, мозаичные сцинтилляционные счетчики или тонкие пластины сцинтилляторов с многоканальными фотоумножителями и т.д. Выбор зависит от требуемой точности измерений времени и пространственной позиции. Удовлетворительно высокая эффективность регистрации, зернистость, пространственное разрешение от 50 мкм до нескольких мм для РПИ-фотонов в области 1 – 30 кэВ являются важными характеристиками требуемых фотонных детекторов. Энергетическое разрешение фотонных детекторов не имеет большого значения, хотя очевидно, что информация об энергии каждого детектируемого фотона улучшает точность КДРПИ. Далее мы предполагаем, что фотонный детектор – это наполненная ксеноном многопроволочная пропорциональная камера толщиной 1.5 см с майларовым окном толщиной 50 мкм, расчетная эффективность которой учитывается в нижеприведенных вычислениях.

В приближении $L_R << L$ радиальное расстояние детектированных РПИ-фотонов равно $r = L \tan\vartheta$. Выбор L сделан из следующих соображений. Прежде всего, приемлемо регистрировать РПИ-фотоны в угловом интервале от 0 до Θ, равном 3-5 углам максимальной интенсивности РПИ. Чтобы иметь статистически значимое число детектированных фотонов в каждом бине углового распределения, число бинов надо брать небольшим, например, $3 \div 5$ бинов до угла максимальной интенсивности $\vartheta_{\max} \sim 1/\gamma$. Измерение углового распределения переходного излучения надо производить до углов $(3 \div 5)\vartheta_{\max}$, имея в сумме от 9 до 25 бинов. Поэтому точность определения угла детектируемого фотона будет порядка ширины бина $\Delta\vartheta \approx 1/(3 \div 5)\gamma$. Предположим, что имеем фотонный детектор с пространственным разрешением 2 мм. Это означает, что максимум углового распределения наблюдается на расстоянии $r_{\max} \sim (6 \div 10)$ мм от первичной частицы и фотонный детектор с поперечным размером $5r_{\max} \sim 3 \div 5$ см вполне подходит. Плечо $L = r_{\max} / \vartheta_{\max} \approx r_{\max}\gamma = (6 \div 10)$ м получается для $\gamma = 10^3$ и $(0.6 \div 1)$ м – для $\gamma = 10^2$, соответственно. Длина КДРПИ уменьшается линейно с улучшением пространственного разрешения фотонного детектора.

3. Монте-Карло моделирование колец РПИ

Как было отмечено выше, в отличие от работы [11], здесь мы будем использовать более точные формулы для РПИ, учитывающие интерференцию и поглощение РПИ. Согласно [14], спектрально-угловое распределение РПИ фотонов, выходящих из радиатора, дается выражением

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = F_1 F_2 F_3, \tag{1}$$

где

$$F_1 = \frac{d^2 N_0}{d\omega d\Omega} = \frac{z^2 \alpha \sin^2 \vartheta}{16\pi^2 c^2}(Z_1 - Z_2)^2 \qquad (2)$$

является спектрально-угловым распределением РПИ, испускаемого на одной границе, со следующими длинами формирования в материалах внутри пластин с плазменными частотами ω_{p1} и ω_{p2}:

$$Z_{1,2} = \frac{4c\beta}{\omega(\gamma^{-2} + (\omega_{p1,p2}/\omega)^2 + \vartheta^2)}; \qquad (3)$$

$$F_2 = 1 + \exp(-\mu_1 l_1) - 2\exp(-\mu_1 l_1/2)\cos(2l_1/Z_1) \qquad (4)$$

есть множитель, который учитывает интерференцию и поглощение внутри одной пластинки, и

$$F_3 = \frac{1 + \exp(-M\sigma) - 2\exp(-M\sigma/2)\cos(2MX)}{1 + \exp(-\sigma) - 2\exp(-\sigma/2)\cos(2X)} \qquad (5)$$

есть множитель, учитывающий интерференцию и поглощение в слоистом радиаторе в целом, где $\sigma = \mu_1 l_1 + \mu_2 l_2$, $X = l_1/Z_1 + l_2/Z_2$ и μ_1, μ_2 – коэффициенты поглощения материалов радиатора.

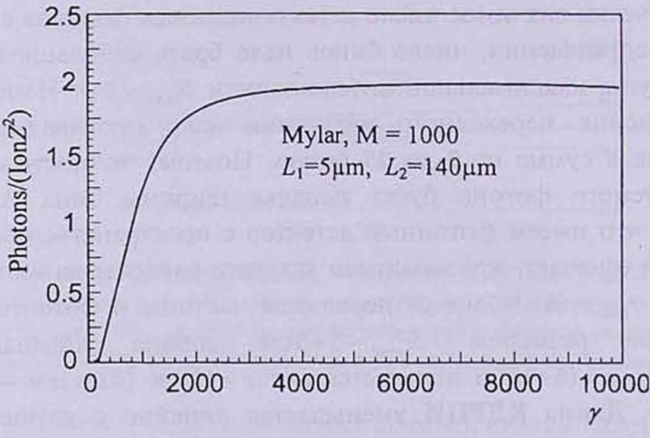


Рис.2. Число РПИ-фотонов в энергетическом интервале $2 \div 30$ кэВ на выходе майларового радиатора в зависимости от γ.

Численно интегрируя (1) для данного значения γ по углу ϑ от 0 до Θ и по φ от 0 до 2π, получаем частотный спектр РПИ на выходе радиатора $dN/d\omega$. Интегрирование $dN/d\omega$ по ω от ω_1 до ω_2 дает полное число N РПИ-фотонов в энергетическом интервале $\omega_1 \div \omega_2$ на выходе радиатора. Рис.2 показывает зависимость N от γ для майларового радиатора, описанного выше, когда $\omega_1 = 2$ кэВ и $\omega_2 = 30$ кэВ. Как видно из рис.2, в отличие от результатов работы [11], где интерференция не учитывалась, насыщение по

N наступает при $\gamma > 2000$. Умножая $dN/d\omega$ на спектральную эффективность фотонного детектора ε_{PD}, которая равна произведению вероятностей прохождения РПИ фотонов через майларовое окно с толщиной L_{My} и коэффициентом поглощения μ_{My} и их поглощения в газе пропорциональной камеры с толщиной L_{Xe} и коэффициентом поглощения μ_{Xe}

$$\varepsilon_{PD} = \exp(-\mu_{My} L_{My})(1 - \exp(-\mu_{Xe} L_{Xe})), \quad (6)$$

получаем спектр $dN_{\text{det}}/d\omega$ детектированных фотонов РПИ. Численное интегрирование $dN_{\text{det}}/d\omega$ по ω дает общее число детектированных фотонов на один ТРИ.

Далее, используя спектрально-угловое распределение и разработанную нами процедуру Монте-Карло-моделирования, определяем энергию ω_i и угол ϑ_i для каждого из детектированных фотонов N_{det}. Допуская, что азимутальное распределение изотропно, находим азимутальный угол φ_i каждого детектированного фотона. Используя ϑ_i и φ_i, получаем $\vartheta_x - \vartheta_y$ диаграмму РПИ-фотонов, детектированных в совпадении с начальным ТРИ в фотонном детекторе. Пространственные распределения РПИ-фотонов ($\vartheta_x - \vartheta_y$-диаграмма) с энергиями от 2 кэВ до 30 кэВ, детектированных с помощью описанного выше КДРПИ и получаемые Монте-Карло-моделированием для значений $\gamma = 200$ и $\gamma = 2000$ для иона Pb^{+82}, показаны на рис.3а и 4а.

4. Обработка параметров колец РПИ и определение Лоренц-фактора тяжелого релятивистского иона

Подобно тому, как данные, полученные с помощью обычных детекторов переходного излучения и RICH, обрабатываются различными методами, определение γ с помощью вышеописанных колец КДРПИ от одного ТРИ может быть осуществлено различными способами. В настоящей работе мы применили следующий метод обработки колец, ожидаемых экспериментально и полученных нами вышеописанным методом Монте-Карло-моделирования. Во-первых, с помощью $\vartheta_x - \vartheta_y$ диаграмм получаем угловое распределение детектированных фотонов. Гистограммы углового распределения колец (рис.3а,4а) приведены на рис.3б и 4б, соответственно. Отметим, что ширина бинов и их число диктуются точностью "измерения углов" и требованием наличия статистически значимого числа событий в них. Затем, используя формулу (1) и принимая в расчет поглощение и эффективность детектирования фотонов, фитируем гистограммы "измеренных" угловых распределений с помощью программы MINUIT из пакета программ CERN LIBRARY. Результаты фитирования гистограмм показаны на рис.3б и 4б (сплошные линии) вместе с полученными значениями γ_{fit} для начального ТРИ и значениями χ^2 фитирования. Видно, что результаты удовлетворительные. Данные, полученные с помощью описанного выше КДРПИ для различных значений γ вплоть до насыщения для иона Pb^{+82}, подытожены в таблице 1.

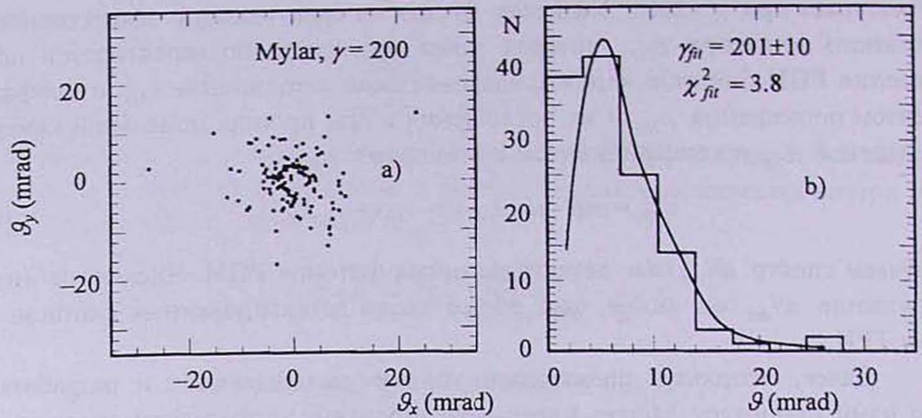


Рис.3. a) "Кольцо" рентгеновского переходного излучения (диаграмма $\vartheta_x - \vartheta_y$), детектированное КДРПИ для иона Pb^{+82} с $\gamma = 200$. b) Рассчитанное (гистограмма) и фитированное (сплошная линия) угловое распределение детектированных РПИ-фотонов. Приведены также фитированное значение γ_{fit} со среднеквадратичной ошибкой и критерий согласия χ^2, полученный в результате фитирования.

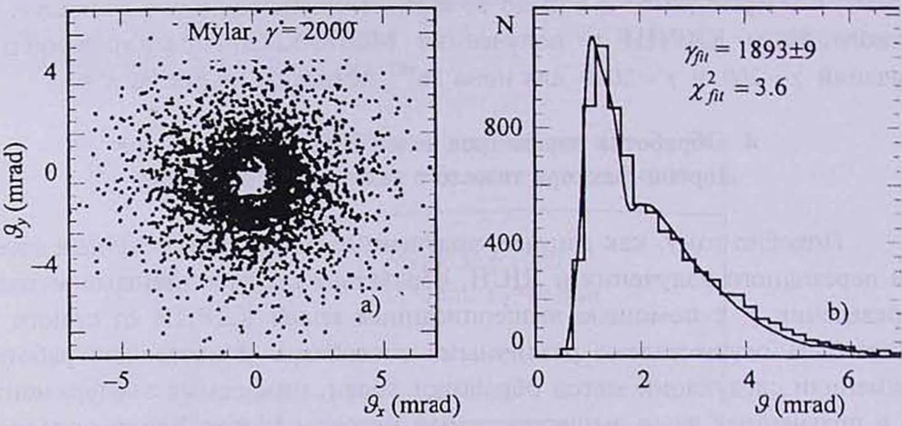


Рис.4. То же, что на рис.3, для $\gamma = 2000$.

Табл.1. Результаты Монте-Карло моделирования и фитирования для описанного КДРПИ с майларовым радиатором и многопроволочной пропорциональной камерой, наполненной ксеноном, для ионов Pb^{+82} с различными γ.

γ	N_{det}	γ_{fit}	$\Delta\gamma$	$\Delta\gamma/\gamma(\%)$	χ^2
100	13	95	13.6	13.6	5.4
200	126	201	9.8	4.9	3.8
500	2160	478	6.4	1.3	3.0
1000	5620	962	2.4	0.24	2.6
2000	7960	1890	9.3	0.47	3.6

5. Обсуждение и выводы

Обсуждая различные приближения, сделанные в настоящей работе, отметим, что в отличие от RICH, приближение $L_{Rad} >> L$ не имеет большого значения для КДРПИ, потому что РПИ само имеет собственное угловое распределение. По той же причине различные факторы, влияющие на точность КДРПИ, менее значимы, чем в случае с RICH [11]. Как было отмечено, влияние многократного рассеяния ТРИ пренебрежимо мало. Тот факт, что в обсуждаемом КДРПИ фотонный детектор PD детектирует только часть РПИ фотонов, испускаемых в угловом интервале от 0 до $\Theta = 5/\gamma$, не уменьшает точность КДРПИ значительно, поскольку число фотонов, излучаемых под большими углами, небольшое и они не определяют характер углового распределения РПИ.

Точность определения значения γ отдельного ТРИ зависит не только от полного числа детектированных РПИ-фотонов N_{det}, но и от формы "детектированной" гистограммы углового распределения, которая, в свою очередь, зависит от пространственной точности геометрии фотонного детектора и КДРПИ. По аналогии с тем, как RICH позволяет измерять скорость частицы более точно, чем пороговые или дифференциальные черенковские счетчики, точность определения γ с помощью КДРПИ лучше, чем точность детекторов переходного излучения, поскольку используются как данные по угловому распределению РПИ, так и по числу детектируемых фотонов. Информация об энергетическом распределении фотонов, детектируемых с помощью КДРПИ, конечно, может обеспечить дальнейшее повышение эффективности КДРПИ. Эти вопросы, а также проблемы сбора данных от КДРПИ при одновременной регистрации множества параметров вместе с начальным ТРИ, будут рассматриваться в последующих публикациях.

Результаты, полученные в настоящей работе с помощью формул РПИ для стопки пластин, учитывающих интерференцию РПИ, подтверждают главное заключение предыдущей работы [11] о возможности создания КДРПИ для ТРИ. Они показывают, что, подобно детекторам переходного излучения, эффекты насыщения ограничивают энергетическую область применения КДРПИ при очень высоких энергиях. Можно увеличивать как порог, так и энергию насыщения КДРПИ, увеличивая толщины пластин радиатора и/или выбирая более высокие энергии детектируемых РПИ-фотонов [5].

Так как ожидаемая точность измерения энергии ТРИ достаточно высока, предлагаемый КДРПИ может найти применение в экспериментах с ТРИ. В частности, они позволяют измерять спектры ядер в первичных космических лучах в области значений Лоренц-фактора $\gamma \leq 10^4$. Имеющие длинное плечо и большую площадь (несколько десятков м^2) КДРПИ могут быть установлены на спутниках или даже на Луне. Тем не менее, необходимо экспериментально исследовать КДРПИ с помощью пучков ТРИ, существующих на SPS CERN и RHIC BNL, для оптимального выбора конструкции и эффективности работы.

Настоящая работа выполнена в рамках программы гранта NFSAT PH 092-02 / CRDF 12046.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.E.Lilieffield**. Physik Zeit., **20**, 280 (1919).
2. **P.Goldsmith** and **J.V.Jelley**. Phil. Mag., **4**, 836 (1959).
3. **Г.М.Гарибян**. ЖЭТФ, **37**, 527 (1959).
4. **М.Л.Тер-Микаелян, А.Д.Газазян**. ЖЭТФ, **39**, 1693 (1960).
5. **А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян. М.Л.Тер-Микаелян**. ЖЭТФ, **41**, 2001 (1961).
6. **Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян**. ЯФ, **1**, 842 (1965).
7. **B.D.Dolgoshein**. Nucl. Instr. and Meth., **A326**, 434 (1993).
8. **C.Favuzzi, N.Giglietto, M.N.Mazziotta**, and **P.Spinelli.** La Revista del Nuovo Cimento, **5-6**, 1 (2001).
9. **S.P.Swordy, J.Grunsfeld, J.L.Heureux, P.Meyer, D.Muller**, and **K.K.Tang**. Phys. Rev., **D42**, 3197 (1990).
10. **S.Swordy**. Nucl. Instr. and Meth., **A343**, 52 (1994).
11. **N.Z.Akopov, K.A.Ispirian, M.K.Ispirian**, and **V.G.Khachatryan**. Proc. of the Intern. Workshop TRD of 3-rd Millennium, Bari, Italy, November 2001, Frascati Physics Series, **XXV**, 59 (2002).
12. **M.A.Aginian, L.A.Gevorgian, K.A.Ispirian**, and **V.G.Khachatryan**. Nucl. Instr. and Meth., **A522**, 112 (2004).
13. **T.Ypsilantis, J.Seguinot**. Nucl. Instr. and Meth., **A343**, 1 and 30 (1994).
14. **X.Artru, G.B.Yodth,** and **G.Mennesier**. Phys. Rev., **D12**, 1289 (1975).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՕՂԱԿԱՅԻՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Կ.Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Մ.Կ. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Վ.Գ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Ծանր ռելյատիվիստական իոնի ռենտգենյան անցումային ճառագայթման անկյունային բաշխվածության մոդելավորման և այն մոտարկելու միջոցով ցույց է տրված ռենտգենյան անցումային ճառագայթման օղակային դետեկտորների ստեղծման հնարավորությունը չերենկովյան ճառագայթման օղակային դետեկտորների նմանությամբ: Քննարկված է նրանց հնարավոր կառուցվածքը և կիրառությունը ծանր ռելյատիվիստական իոնի էներգիայի չափման համար:

RING DETECTORS OF X-RAY TRANSITION RADIATION

K.A. ISPIRIAN, M.K. ISPIRIAN, V.G. KHACHATRYAN

By the simulation of angular distributions of the X-Ray transition radiation produced by a relativistic heavy ion and their proper fitting the possibility of creation of the ring transition radiation detectors similar to ring imaging Cherenkov detectors (RICH) is shown. Their possible construction and application in measurements of the energy of relativistic heavy ions are discussed.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.433-439 (2005)

УДК 621.315

ПОНДЕРОМОТОРНЫЙ СЕНСОР НАНОМАСШТАБНЫХ СИЛ И ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

М.Г. АЗАРЯН, В.М. АРУТЮНЯН, Г.А. МНАЦАКАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 июня 2005 г.)

С использованием изготовленного нами коромыслового кантилевера проведены экспериментальные исследования особенностей пондеромоторной регистрации наномасштабных сил и перемещений. Изменения динамического пондеромоторного взаимодействия регистрировались пьезорезонансными устройствами. С применением контактной регистрации наличия/отсутствия колебаний коромысла в системе с отрицательной обратной связью получена линейная зависимость регистрируемого сигнала от перемещения коромысла. Работающий по предложенному принципу кантилевер зарегистрировал силу $\approx 2{,}3\cdot10^{-9}$ Н с чувствительностью $\approx 0{,}23\cdot10^{-9}$ Н/мВ.

1. Введение

Бурно развивающаяся физика наномерных объектов требует разработки и создания методов и инструментов исследования реальной картины физических процессов наномира. Огромным прорывом в этом направлении стало создание Бинингом и Рорером туннельного микроскопа [1], ставшего основой принципиально новой микроскопии [2]. Именно эти микроскопы (помимо рекордного трехмерного пространственного разрешения) обеспечили уникальную возможность активного "вмешательства" в наномир. Недаром их называют "глазами и руками" нанотехнологии [3].

В зондовых силовых микроскопах в качестве сенсора наномасштабных сил используются кантилеверы, для регистрации сигнала с которых применяются разнообразные принципы [4]. В работе [5] предложена коромысловая конструкция кантилевера и емкостной способ регистрации смещения коромысла. В работе [6] выдвинута идея повышения чувствительности устройства за счет использования регистрации пондеромоторного взаимодействия, которое возможно реализовать в большинстве известных конструкций кантилеверов (см., например, [2,4,5]). В [6] приведены результаты предварительных экспериментов, которые подтвердили обоснованность предложенной идеи.

Предлагаемая работа ставит целью осуществить следующий этап исследования систем, в основе функционирования которых лежит вышеописанная идея.

2. Основа метода

Чувствительность любого сенсора формулируется как производная регистрируемого сигнала по измеряемому параметру. Для динамически емкость-образующих систем (как и в [4,5]) изменение межэлектродного зазора h за счет перемещения подвижного электрода вызывает изменение величины емкости $C_д$ и, в случае обеспечения соответствующих условий, пондеромоторной силы $F_п$. Отсюда для чувствительностей (γ_C и γ_F, соответственно) относительного смещения δ подвижного электрода из исходного положения h_o между электродами можно записать [7,8]

$$\gamma_C = \frac{\Delta C}{C} = \frac{\delta}{h_o}\frac{2}{1-\left(\dfrac{\delta}{h_o}\right)^2}, \tag{1}$$

$$\gamma_F = \frac{\Delta F}{F} = \frac{\delta}{h_o}\frac{4}{\left[1-\left(\dfrac{\delta}{h}\right)^2\right]^2}. \tag{2}$$

Из сравнения (1) и (2) видно, что $\gamma_F = \gamma_c^2 \cdot h_o / \delta$. Следовательно, если удастся предложить такое решение, которое позволило бы проконтролировать изменение пондеромоторной силы, то мы получим возможность создать более высокочувствительный датчик.

Если использовать синусоидальное напряжение $U_S = U_o\sin(\omega t+\varphi)$, то нетрудно убедиться, что переменная сила $\widetilde{F}_n$ описывается следующим выражением:

$$\widetilde{F}_{\text{f}} = \varepsilon_o\varepsilon\frac{U_o^2 S}{4h^2}\left(1-\cos 2(\varpi t+\varphi)\right). \tag{3}$$

Здесь U_o – амплитудное значение инициирующего напряжения, φ – фаза, $\omega = 2\pi T$ – угловая частота и T – период сигнала. Помимо прочего, переменная сила уменьшает то минимальное расстояние между электродами динамического конденсатора, после которого проявляется эффект слипания [5].

Из (3), в частности, следует, что изменяющаяся по гармоническому закону с удвоенной частотой сила взаимного притяжения электродов спадает до нулевого значения и достигает максимального ($\widetilde{F}_n = \varepsilon_o\varepsilon U_0^2 S / 4h^2$). При этом, $\widetilde{F}_n$ вдвое меньше, чем статическая ($\widetilde{F}_{cm} = \varepsilon_o\varepsilon U_0^2 S / 2h^2$). Так как требуется регистрация и измерение изменения динамической пондеромоторной силы, то желательно использовать технику синхронного детектирования, предполагающую наличие синхронного сигнала той же частоты, что и у регистрируемого, т.е. 2ω.

3. Описание и обсуждение экспериментов

Нами проведены исследования поведения пондеромоторной силы (F_n)

емкостей коромысло/неподвижные электроды с изменением положения коромысла относительно электродов 1 и 2. Цель таких исследований – выявить всевозможные особенности работы реального устройства, основанного на предложенном способе регистрации силы [6], действующей на коромысловый кантилевер – сенсор атомно-силового микроскопа (или перемещения) [5]. Для отслеживания поведения F_n использовались пьезорезонансные датчики (ПРД) [9]. Откорректировав по результатам отмеченных исследований условия, был поставлен конечный эксперимент, который, по возможности, максимально близко реализовал алгоритм регистрации, предложенный в [6]. Испытуемый кантилевер аналогичен описанному в работе [5]. На рис.1 схематически представлена его конструкция. Пусть по какой-то причине коромысло отклонится из первоначального положения, где зазоры обеих емкостей равны h_o. При этом, благодаря торсионной подвеске, зазоры емкостей, к которым приложено напряжение, изменятся, т.е. зазор C_1 уменьшается до $h_o - \Delta$, а зазор C_2 увеличивается до $h_o + \Delta$. Приложив напряжение к паре электродов (электрод 1/коромысло и электрод 2/коромысло), можно обеспечить силы электростатического взаимодействия – пондеромоторные силы. Возможность непосредственного сравнения, относительная простота этой конструкции и удобство для осуществления пондеромоторной регистрации отклонения коромысла предопределили именно ее использование в наших исследованиях.

Рис.1. 1 и 2 – неподвижные электроды емкостей C_1 и C_2, сформированные на фольгированном стеклотекстолите; h_o – задаваемый слюдяной прокладкой зазор между плоскостью коромысла-электрода и электродами 1,2; О – ось качания коромысла.

Очевидно, что такой элемент должен обладать резонансной частотой "качания на торсионах" ω_t, которая зависит от габаритов самого элемента и от жесткости торсионной подвески (ω_t можно варьировать толщиной, длиной и шириной торсиона). Понятно, что используемые ПРД также обладают собственной частотой резонанса – $\omega_д$. Как отмечено в [6], следует "разнести" как можно дальше друг от друга ω_t и $\omega_д$.

С этой целью были сняты их амплитудно-частотные характеристики (АЧХ), согласно которым $\omega_д$ = 954 Гц, а ω_t = 1520 Гц. С применением ПРД проведены эксперименты бесконтактной регистрации наличия/отсутствия колебаний коромысла, инициированных $\widetilde{F}_n$ при наличии отрицательной обратной связи (ООС). Помимо прочего, они продемонстрировали нелинейную зависимость между напряжением $U_н$, инициирующим смещение одного из плеч коромысла, и сигналом $U_{сд}$ отработки ООС, создающим необходимую силу для восстановления бесколебательного состояния коромысла.

В связи с этим была опробована схема эксперимента представленной на рис.2 конфигурации. Здесь создана возможность приложения к левому крылу коромысла двух противонаправленных друг к другу переменных сил $\widetilde{F}_{nz}$ и $\widetilde{F}_{n1}$. Независимым прецизионным варьированием зазора Z между внешней стороной коромысла и дополнительного электрода 3 и величиной гармонически меняющегося потенциала электрода 1 (переменное сопротивление r_n) равнодействующая $\widetilde{F}_{\Sigma} = \widetilde{F}_{nz} - \widetilde{F}_{n1}$ этих сил может быть сведена к нулю. Благодаря блокирующей емкости C к электроду 1 можно приложить и смещение $U_{исп}$, задаваемое источником статического питания (ИСП). На электрод 2 поступает сигнал $U_{сд}$ отработки ООС с синхронного детектора (СД). Как только ПРД зарегистрирует колебания коромысла на частоте 2ω, появляющееся $U_{сд}$ (пропорциональное амплитуде колебаний) формирует статическую пондеромоторную силу притяжения $F_{сд}$ правого плеча коромысла к электроду 2. Из-за этого (в этой конфигурации) для осуществления ООС требуется, чтобы возникновение колебаний сопровождалось уменьшением h_1. В противном случае реализуется положительная обратная связь. Учет этого продиктовал алгоритм проведения измерений.

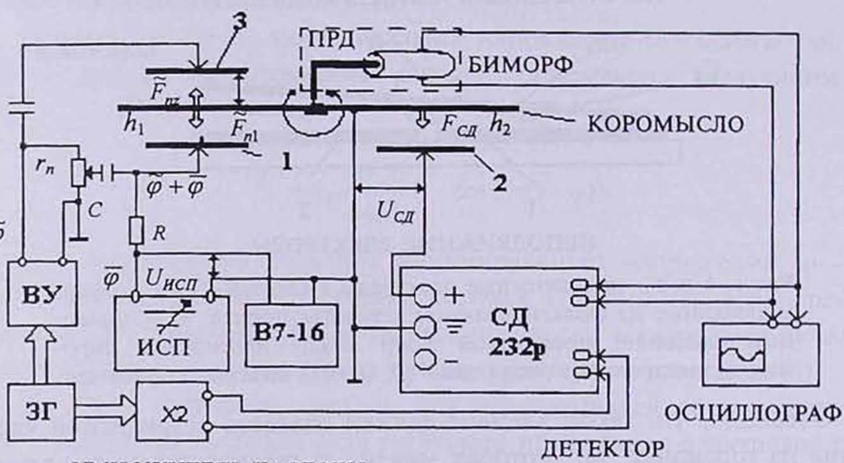


Рис.2. Схематическое представление эксперимента. К левому крылу коромысла приложены две противонаправленные переменные силы $\widetilde{F}_{nz}$ и $\widetilde{F}_{n1}$. Они формируются усиленным с помощью высоковольтного усилителя (ВУ) гармоническим сигналом с звукового генератора (ЗГ). Удвоенный умножителем частоты (УЧ) сигнал ЗГ служит синхросигналом для синхронного детектора (СД). Емкости C обеспечивают развязку переменного и постоянного сигнала $U_{исп}$ с источника статического питания (ИСП). На электрод 2 поступает сигнал $U_{сд}$ отработки ООС с СД. Колебание коромысла линейно преобразуется посредством ПРД и СД в $U_{сд}$, которое формирует статическую пондеромоторную силу притяжения $F_{сд}$ правого плеча коромысла к электроду 2.

Подачей на электрод 1 некоторого промежуточного значения $U_{исп}$ создается статическая сила $F_{исп}$, что несколько уменьшает h_1 (т.е. $h_1 - \Delta$) и увеличивает h_2 (т.е. $h_2 + \Delta$). Регулировкой переменных сигналов необходимо добиться равенства нулю F_Σ (т.е. колебания отсутствуют и сигнал с $U_{сд} \approx 0$) и подключить сигнал к СД, тем самым, замкнув цепь обратной связи, и снять зависимость $U_{сд}$ от возрастания $U_{исп}$. График зависимости $U_{сд}$ ($U_{исп}$) представлен на рис.3. Можно убедиться, что зависимость линейная. Такой ход зависимости можно объяснить следующим образом. В бесколебательном состоянии на левое крыло действуют следующие силы: равные и противоположно направленные переменные (синфазные) $F_{п1}$ и $F_{пz}$ с результирующей $F_\Sigma = 0$, и сила $F_{исп}$, уравновешенная силой упругости коромысла F_η ($F_\eta = \Delta\cdot\eta$, где η – жесткость), т.е. $F_{исп} = F_\eta$. Это равенство диктует и величину наклона коромысла. Из-за равенства нулю $U_{сд}$ в правом крыле отсутствует внешняя сила, действующая на это крыло коромысла. Когда $F_{исп}$ возрастает на величину $\delta F_{исп}$ (в данном случае за счет "прибавки" $\delta U_{исп}$), нарушается равенство $F_{п1}$ с $F_{пz}$, что должно приводить к $F_\Sigma \neq 0$ и, как следствие этого, появлению колебаний коромысла. Это порождает отличную от нуля величину $\delta U_{сд}$, которая создает силу $\delta F_{сд}$ взаимного пондеромоторного притяжения правого крыла с электродом 2. Эта сила из-за коромысловой конструкции возвращает систему в исходное равновесное бесколебательное состояние, которое теперь определяется следующим равенством: $F_{исп} + \delta F_{п1} = F_\eta + \delta F_{сд}$. Бесколебательное пространственное положение коромысла диктуется обязательностью условия $F_\Sigma = 0$, что означает неизменность F_η. Можно утверждать, что $F_{исп} + \delta F_{п1} - \delta F_{сд} = F_\eta \equiv \text{const}$. Это выражение показывает, что с возрастанием $F_{исп} + \delta F_{п1}$ (т.е. $\delta U_{исп}$) должно падать $\delta F_{сд}$ (т.е. $\delta U_{сд}$). Собственно именно такой ход кривой и представлен на рис.3.

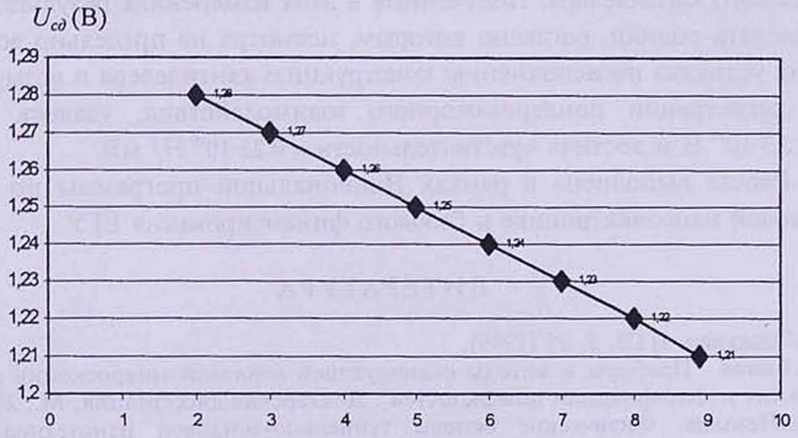


Рис.3. Линейная зависимость сигнала $U_{сд}$, восстанавливающего исходное бесколебательное состояние от возмущения $U_{исп}$, нарушающего это состояние.

На основании полученной экспериментальной зависимости можно сделать оценки величины силы, которую удалось зарегистрировать.

Площади S электродов емкостей C_1 и C_2 были около $1{,}3\cdot10^{-6}$м^2. Величина зазора h (толщина прокладки из мусковита) равна приблизительно 50мкм. Согласно приведенной линейной зависимости можно утверждать, что при изменении $U_{исп}$ на величину $\Delta U_{исп}$=1В сила, действующая на коромысло, изменяется на величину $\Delta f = \varepsilon_0\varepsilon\Delta U_{исп}{}^2S/2h^2$=8.85·10^{-12} [Ф/м] 1 [В]^2·1,3·10^{-6}[м]^2 /5000·10^{-12} [м]^2 = 2,3·10^{-9} Н. Этой силе (с учетом того, что в применяемой конструкции $\eta \approx 15$ Н/м [5]) соответствует перемещение $\Delta \approx 0{,}15$ нм. Отсюда легко оценить и величину чувствительности (размерную) $\gamma_F = \Delta f/\Delta U_{сд} \approx$ $\approx 0{,}23\cdot10^{-9}$ Н/ мВ (или $\gamma_z = \Delta Z/\Delta U_{сд} \approx 0{,}15$ нм/мВ).

Заметим, что на кантилевере, изготовленном в [5] особенно тщательным образом с привлечением (труднодостижимых в наших условиях) технологий, продемонстрирован порог детектирования 10 нН по силе и ~ 0,5 нм по расстоянию. Если принять во внимание также и факт отслеживания поведения пондеромоторной силы контактным возмущающим способом, безусловно, ухудшающим чувствительность коромысловой конструкции, то станет очевидным, что применение бесконтактной регистрации наличия/ отсутствия колебаний (например, оптическим или емкостным способом) еще более улучшит достигнутые параметры, приблизив их значения к ожидаемым.

4. Выводы

Предложенная идея повысить чувствительность к перемещению сенсоров пространственного перемещения путем регистрации пондеромоторных сил получила экспериментальное подтверждение. Нами реализована схема измерений, когда ООС ориентирована на наличие/отсутствие колебаний коромыслового кантилевера. Полученные в этих измерениях результаты позволили сделать оценки, согласно которым, несмотря на предельно возможную в наших условиях по исполнению конструкцию кантилевера и возмущающий метод регистрации пондеромоторного взаимодействия, удалось измерить силу $\approx 2{,}3\cdot10^{-9}$ Н и достичь чувствительности $\approx 0{,}23\cdot10^{-9}$ Н/ мВ.

Работа выполнена в рамках Национальной программы по полупроводниковой наноэлектронике и базового финансирования ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.С.Эдельман**. ПТЭ, **5**, 25 (1989).
2. **В.А.Быков**. "Приборы и методы сканирующей зондовой микроскопии для исследования и модификации поверхностей". Докторская диссертация, М., 2000.
3. **В.К.Неволин**. Физические основы туннельно-зондовой нанотехнологии, М., МИЭТ, 1996.
4. **Г.Нойбауэр, С.Коэн, Г.Макклеланд, Д.Хорн, К.Мейт**. Приборы для научных иссл., № 9, 22 (1990).
5. **S.A.Joyce, J.E.Hoyston**. Rew. Sci. Instrum., **62**, 710 (1991).
6. **М.Г.Азарян**. Изв. НАН РА, сер. Технические науки, **2**, 16 (2005).

7. **Л.А.Осипович**. Датчики физических величин. М., Машиностроение, 1979.
8. Электрические измерения электрических и неэлектрических величин. Под ред. Е.С.Полищука. Киев, Вища школа, 1984.
9. **В.В.Малов**. Пьезорезонансные датчики. М., Энергия, 1978.

ՆԱՆՈՄԱՍՇՏԱԲԱՅԻՆ ՈՒԺԵՐ ԵՎ ՏԵՂԱՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԳՐԱՆՑՈՂ ՊՈՆԴԵՐՈՄՈՏՈՐԱՅԻՆ ՍԵՆՍՈՐ

Մ.Հ. ԱԶԱՐՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ.Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ

Մեր կողմից նախագծված նժարավոր կանտիլևերով կատարված են նանոմասշտաբային ուժերի և տեղափոխությունների պոնդերոմոտոր գրանցման առանձնահատկությունների էքսպերիմենտալ հետազոտություններ: Դինամիկ պոնդերեմոտոր փոխազդեցության փոփոխությունները չափվել են պիեզոռեզոնանսային սարքերով: Բացասական հակադարձ կապով սիստեմում լծակի տատանումների առկայության/բացակայության կոն-տակտային գրանցման եղանակի կիրառումով ստացվել է գրանցվող ազդանշանի գծային կախվածություն լծակի տեղափոխությունից: Նշված սկզբունքով աշխատող կանտիլևերը գրանցել է $\approx 2{,}3\cdot10^{-9}$ Ն ուժ, իսկ զգայունությունը՝ $0{,}23\cdot10^{-9}$ Ն/մՎ կարգի մեծություն է:

PONDEROMOTOR SENSOR FOR REGISTRATION OF NANOSCALE FORCES AND DISPLACEMENTS

M.H. AZARYAN, V.M. HAROUTIOUNIAN, G.A. MNATSAKANYAN

Features of the ponderomotor registration of nanoscale forces and displacements are studied by a cantilever developed by us. Variations of dynamic ponderomotor interactions are registered by the piezoresonance equipment. The application of contact technique in the reverse feedback system for detection of the cantilever vibration presence/absence enables us to obtain the linear dependence of a signal on the cantilever displacement. The sensitivity of the order $\approx 0{,}23\cdot10^{-9}$ N/mV as well as the registration of force of the order $\approx 2{,}3\cdot10^{-9}$ N are achieved with the use of the advanced sensor.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.440-445 (2005)

УДК 535.343.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АКТИВАТОРА В КРИСТАЛЛАХ LuAP ПО ОПТИЧЕСКИМ СПЕКТРАМ ПОГЛОЩЕНИЯ

М.В. ДЕРЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 12 мая 2005 г.)

Построена концентрационная зависимость ширины спектральных линий поглощения активаторных ионов Ce^{3+} в кристаллах $LuAlO_3:Ce^{3+}$ (f-d переходы). На этой основе предложена методика определения концентрации активатора по оптическим спектрам поглощения.

1. Введение

Сцинтилляционные кристаллы $LuAlO_3:Ce^{3+}$ (LuAP) имеют высокую плотность (8,34 г/см^3), высокое фотоэлектрическое поглощение (32.4% для 511 кэВ), достаточно высокий световыход (11400 ф/МэВ) и рекордно быстрое среди Ce^{3+}-содержащих оксидных материалов время высвечивания (17 нс) [1-3]. Активатором в этих кристаллах является ион Ce^{3+}, излучающий в ультрафиолетовой области на разрешенных межконфигурационных 5d–4f переходах. Благодаря этим свойствам, LuAP, наряду с LSO ($Lu_2SiO_5:Ce$), признан перспективным сцинтиллятором для позитрон-эмиссионных томографов следующего поколения. LuAP уступает LSO по световыходу, однако превосходит его по плотности и времени высвечивания.

Световыход кристаллов LuAP зависит от многих факторов, среди которых одним из важнейших является концентрация активатора. По данным [4], повышение содержания ионов Ce^{3+} от 0.1 до 0.5 ат.% приводит к повышению световыхода от 13% до 39% LSO (световыход LSO составляет 25000 ф/МэВ). Коэффициент распределения ионов Ce^{3+} в LuAP много меньше единицы ($k = 0.17$ [5]), поэтому концентрации активатора в расплаве и в кристалле сильно отличаются и, кроме того, распределение концентрации по длине кристалла неоднородно. Для отбора образцов для сцинтилляционных исследований, а также для контроля концентрации в сериях, предназначенных для практических приложений, необходимы неразрушающие и экспресс-методы определения концентрации активатора в кристаллах. Используемые в настоящее время оптические методы анализа основаны на использовании зависимостей коэффициентов поглощения спектральных линий активатора на f-f [6] или f-d [7] переходах от концентрации Ce, определяемой аналитически. Спектральные линии поглощения, связанные с f-f переходами, лежат в инфракрасной области спектра (3.1-6 мкм) и обеспечивают достаточную точность измерений, однако из-за низкой интенсивности этих линий необходимо использовать образцы толщиной 5-10 мм. Полосы поглощения, обусловленные f-d переходами, расположены в ультрафиолетовой области спектра и имеют высокую интенсивность, поэтому в этом случае необходимо использовать тонкие образцы (толщиной менее 0.15 мм), изготовление которых технически сложно. В настоящей работе предложен метод определения концентрации активатора от длины волны начальной точки регистрации прибора в спектрах пропускания кристаллов LuAP. Данный метод применим к образцам любой толщины и может быть использован для определения концентрации активатора непосредственно на сцинтилляционных элементах.

2. Кристаллы и экспериментальные методы

Для измерений спектров поглощения и пропускания и построения экспериментальной зависимости локализации оптического края поглощения от концентрации активатора использовались кристаллы LuAP, выращенные вертикальным методом Бриджмена из расплавов с различной исходной концентрацией активатора [5]. В измерениях использовались серии плоскопараллельных пластин с двухсторонней полировкой толщиной 2 мм и 0,15 мм. Оптические спектры поглощения и пропускания измерялись на спектрофотометре Specord M40 в ультрафиолетовой области от 200 до 360 нм при температуре 300 K.

3. Результаты и обсуждение

Схема энергетических уровней иона Ce^{3+} в LuAP близка к схеме этого иона в изоструктурном кристалле $YAlO_3:Ce^{3+}$ [8]. Спектры состоят из двух групп линий, расположенных на краях фундаментального поглощения. Инфракрасный спектр поглощения в области 3,1–6 мкм определяется внутриконфигурационными 4f-4f переходами. В ближней УФ-области в диапазоне 200-400 нм наблюдаются пять полос поглощения с максимумами на 216 нм, 231 нм, 275 нм, 292 нм и 306 нм, обусловленных межконфигурационными 4f-5d переходами. Полоса на 306 нм определяет оптический край пропускания кристаллов LuAP.

На рис.1а приведены спектры поглощения выращенных кристаллов LuAP с различной концентрацией ионов Ce^{3+}. С увеличением концентрации активатора наблюдается смещение оптического края поглощения в сторону длинных волн. Эта зависимость не является линейной, исходя из следующих соображений. Так как в кристаллах LuAP преобладает механизм неоднородного уширения спектральных линий, то широкие спектральные полосы 4f-5d имеют гауссову форму [9]. Коэффициент поглощения гауссовой спектральной полосы определяется по формуле

$$k = k_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \exp\left[-\frac{2(\lambda-\lambda_c)^2}{w^2}\right], \qquad (1)$$

где k_0 – поглощение матрицы кристалла, A – площадь под кривой, w – ширина полосы на высоте $k = k_{\max}/\sqrt{e}$, λ_c – длина волны центра линии, λ – длина волны, отсчитываемая от центра линии, $\Delta\lambda = 2\,|\,\lambda-\lambda_c\,|$ – ширина линии.

При $k_0 = 0$ и $\lambda - \lambda_c$, т.е. в центре линии, коэффициент поглощения максимален и равен

$$k_{\max} = \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}}, \qquad (2)$$

откуда следует, что

$$k = k_{\max} \exp\left[\frac{-2(\lambda-\lambda_c)^2}{w^2}\right]. \qquad (3)$$

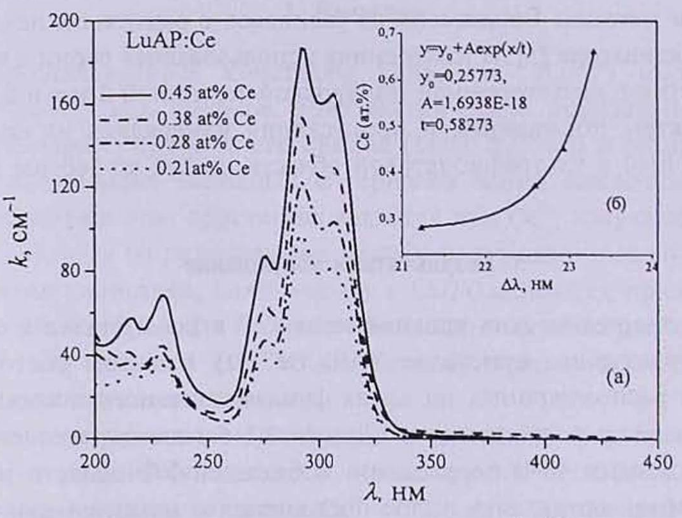


Рис.1. а) Спектры поглощения кристаллов LuAP с различной концентрацией ионов Ce^{3+}, б) зависимость ширины полосы на 306 нм от концентрации ионов Ce^{3+}.

Так как $k_{\max}$ линейно зависит от концентрации C активатора [7], то из (3) следует, что зависимость ширины полосы $\Delta\lambda$ (при $k=k_{max}/2$) от C будет экспоненциальной. Ширина полосы $\Delta\lambda$ определяется из условия $k=k_{max}/2$, поэтому

$$\Delta\lambda = w\sqrt{2\ln 2}. \qquad (4)$$

Для построения экспериментальной зависимости ширины полосы поглощения с пиком на 306 нм от концентрации была использована серия кристаллов с известной аналитической концентрацией активатора (в области 0,21%÷0,45%). Спектры поглощения этой серии кристаллов приведены на рис.1а. После разложения полос поглощения на гауссовы составляющие с помощью компьютерной программы “OriginPro7.0”, по выданным для каждого спектра данным были рассчитаны ширины полос с пиком на 306 нм и построена зависимость $\Delta\lambda$ от концентрации ионов Ce^{3+} (рис.1б). Из рисунка видно, что она имеет экспоненциальный характер.

На рис.2а,б приведены спектры пропускания серии пластин (d =2 мм) с различной концентрацией активатора. Коэффициент поглощения пластины (d =2 мм) на длине волны λ, где пропускание I = 0,01% (начальная точка регистрации прибора) при I_0=100%, рассчитанный по формуле Ламберта-Бугера-Бера, равен

$$k = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I} = 46 \text{ см}^{-1}. \qquad (5)$$

Для получения зависимости длины волны λ начальной точки регистрации прибора от концентрации активатора были рассмотрены спектры поглощения 35 пластин толщиной 0,15 мм с концентрацией активатора от 0,13 до 0,66 ат.%, которая определялась по методике [7]. Для каждого кристалла из спектров поглощения определялась длина волны λ, для которой k=46 см$^{-1}$. Полученная зависимость показана на рис.3 (для пластин толщиной 2 мм) и позволяет определять концентрацию активатора по спектрам пропускания. Используя формулу (5), можно построить аналогичную зависимость для кристаллов любой толщины.

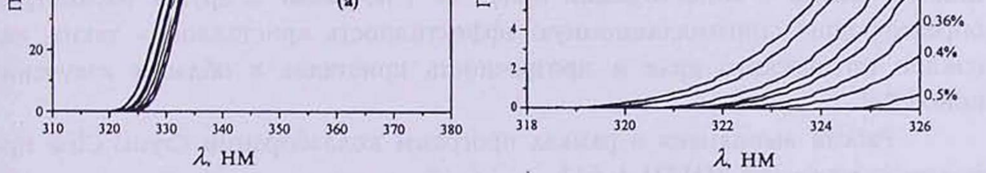


Рис.2. Спектры пропускания 8 пластин с различной концентрацией ионов Ce^{3+} в области (а) 310–380 нм и (б) 318–326 нм.

Относительная среднеарифметическая ошибка при определении концентрации активатора C (ат.%) по калибровочной кривой (рис.3) оценена по погрешностям отдельных измерений ε_i (i = 1÷35), $\rho_{отн}$ = 8 %. Относительная среднеквадратичная ошибка составляет $m_{отн}$ = (5/4) $\rho_{отн}$ ~10 %.

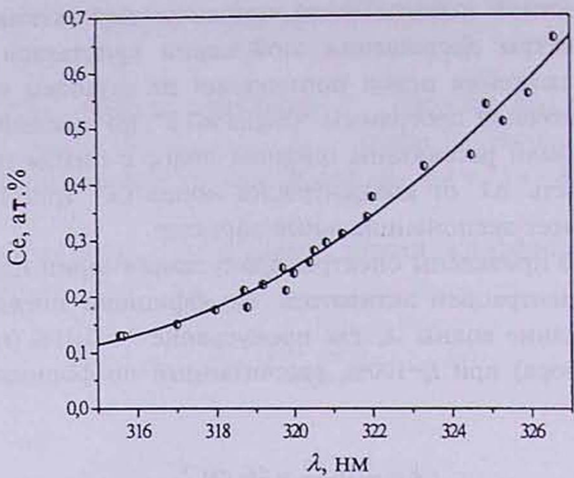


Рис.3. Концентрационная зависимость длины волны начальной точки регистрации прибора, построенная для кристаллов LuAP толщиной 2 мм.

Для проверки калибровочной кривой определялась длина волны λ начальной точки регистрации прибора по спектрам пропускания пластин толщиной 2 мм с различной концентрацией ионов церия, после чего пластины стачивались до размеров 0.15 мм, на них измерялись спектры поглощения и концентрация ионов Ce^{3+} определялась по методике [7]. Экспериментальные точки ложились на кривую с погрешностью ±0,02 ат.% Ce.

В заключение отметим, что в отличие от метода, основанного на использовании зависимости интенсивности полос поглощения в УФ области от концентрации ионов Ce^{3+}, в котором необходимо использовать очень тонкие образцы (0,15 мм), данный метод позволяет проводить измерения на крупных образцах, в частности, непосредственно на сцинтилляционных элементах. Другим преимуществом метода является то, что по спектру пропускания двухмиллиметровой пластины можно в одном измерении получить информацию не только о концентрации ионов Ce^{3+}, но также о других параметрах, определяющих сцинтилляционную эффективность кристаллов, – таких, как наклон оптического края и прозрачность кристалла в области излучения ионов Ce^{3+}.

Работа выполнена в рамках программ коллаборации Crystal Clear при поддержке проекта МНТЦ А-613.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.W.Moses, S.E.Derenzo, A.Fyodorov,** et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-42**, 275 (1995).
2. **A.Lempicki, M.H.Randles, D.Wisniewski,** et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-42**, 280 (1995).
3. **C.Dujardin, C. Pedrini, D.Bouttet,** et al. Proc. Intern. Conf. on Inorganic Scintillators and Their Applications, SCINT95. Delft University Press, 1996, p.336.
4. **A.G.Petrosyan, K.L.Ovanesyan, G.O.Shirinyan,** et al. Nucl. Instr. and Meth. A, **537**, 168 (2005).

5. **A.G.Petrosyan, C.Pedrini.** Proc. Intern. Conf. on Inorganic Scintillators and Their Applications, SCINT95. Delft University Press, 1996, p.498.
6. **E.Zych, C.Brecher, A.Lempicki.** Spectrochimica Acta, **A 54**, 1763 (1998).
7. **A.G.Petrosyan, K.L.Ovanesyan, G.O.Shirinyan,** et al. Optical Materials, **24**, 259 (2003).
8. **M. J.Weber.** J. Appl. Phys., **44**, 3205 (1973).
9. **C.Dujardin, C.Pedrini, W.Blanc,** et al. J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 3061 (1998).

LuAP ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԱԿՏԻՎԱՏՈՐԻ ԿՈՆՑԵՆՏՐԱՑԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐՈՎ

Մ.Վ. ԴԵՐՁՅԱՆ

Կառուցված է LuAP բյուրեղներում ակտիվատորային իոնների կլանման սպեկտրալ գծերի (f-d անցումներ) լայնությունների կոնցենտրացիոն կախվածությունը: Դրա հիման վրա առաջարկված է ակտիվատորի կոնցենտրացիայի որոշման եղանակ օպտիկական կլանման սպեկտրներով:

ESTIMATION OF ACTIVATOR CONCENTRATION IN LuAP CRYSTALS BY OPTICAL ABSORPTION SPECTRA

M.V. DERDZYAN

Concentration dependence of the line width of the absorption spectral lines of Ce^{3+} ions in LuAP (f-d transitions) crystals is obtained. On this basis a method for determination of the activator concentration by optical absorption spectra is proposed.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.446-452 (2005)

УДК 535.534

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КОРУНДА

В.А. ГЕВОРКЯН, В.В. АРУТЮНЯН, Э.А. АХВЕРДЯН

Ереванский физический институт им А.И.Алиханяна

(Поступила в редакцию 16 марта 2005 г.)

На основе новых экспериментальных результатов и литературных данных показано, что высокоэнергетичные частицы создают в решетке монокристалла корунда устойчивые структурные дефекты, возникающие вследствие выбивания атомов из нормальных узлов в анионной подрешетке. Им соответствуют F и F^+-центры, а также другие сложные центры окраски типа $[Al_i^+ F]$. Рассмотрен механизм проявления "радиационной памяти" в монокристаллах корунда, сущность которого заключается в том, что после облучения и отжига при высоких температурах и повторного облучения рентгеновскими квантами происходит восстановление некоторых полос оптического поглощения в области 200−650 нм.

1. Введение

Кристаллы окиси алюминия – лейкосапфир (сапфир) или, как принято считать, корунд α-Al_2O_3 благодаря своим исключительным свойствам – высокой твердости, тугоплавкости, химической и радиационной стойкости, низкой электропроводности и высокой оптической прозрачности в большом спектральном диапазоне имеют большое как научное, так и практическое значение. Благодаря высокой радиационной стойкости и отработанной технологии выращивания крупногабаритных монокристаллов корунд широко применяется в оптоэлектронике, в термоядерных реакторах, в сцинтилляционных детекторах и т.д [1-8].

Проблема повышения радиационной стойкости монокристаллов корунда всегда вызывала большой интерес к изучению природы и механизмов образования радиационных дефектов как точечных, так и сложных, часть которых превращается в центры окраски (ЦО), т.е. в дефекты, которые способны поглощать или излучать кванты в ультрафиолетовой (УФ), вакуумноультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра [9-14].

В наших работах [9,11,12] были исследованы механизмы оптических эффектов "малых доз" и "размножения электронных возбуждений", а также другие явления в корунде, облученном высокоэнергетичными частицами (электронами, нейтронами, ионами).

Принято считать, что радиация "отрицательно" влияет на параметры кристаллов. Однако при определенных условиях радиация имеет "положительное" воздействие, что позволяет использовать ионизирующее излучение для управления свойствами кристаллов. Исследование процессов радиационного воздействия на корунд способствовало выяснению радиационного эффекта в твердых телах – "эффекта памяти" в облученных монокристаллах корунда.

Целью данной работы является исследование влияния радиационного дефектообразования на центры окраски, ответственные за проявление "эффекта памяти", а также расширение существующих представлений для объяснения новых и ранее полученных экспериментальных результатов.

Аналогичный "эффект памяти" был обнаружен в щелочно-галоидных и сегнетоэлектрических кристаллах [15,16].

2. Экспериментальная методика

Объектами исследований являлись образцы номинально чистых (нелегированных) монокристаллов корунда (α-Al_2O_3), выращенных методами горизонтально-направленной кристаллизации (ГНК) и Вернейля. Концентрации неконтролируемых примесей в шихте составляли в массовых процентах: $Cr_2O_3 - 3\cdot10^{-3}$; $Ti_2O_3 - 10^{-4}$; Ca, Fe, Ni -10^{-3}.

Образцы корунда, предназначенные для измерений оптического поглощения, были изготовлены из специально выбранных совершенных слитков в виде плоскопараллельных пластинок и кубов с оптическими осями C_3, параллельными длине большой грани с точностью ±3°. Поверхности граней всех образцов были тщательно отполированы алмазной пастой АМ-1 и имели довольно хорошую зеркальную поверхность.

Монокристаллы корунда облучались на линейном ускорителе электронного кольцевого ускорителя "АРУС" с энергией 50 МэВ, реакторными нейтронами с энергией 2 МэВ, рентгеновскими лучами и "белым" пучком синхротронного излучения ($h\nu$~12 кэВ). Образцы отжигались при различных температурах на воздухе. Спектры оптического поглощения исследовались при помощи двойного решетчатого монохроматора в области 190–640 нм.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В исследуемой области оптического поглощения (рис.1a,b,c) монокристаллы корунда обладают достаточно высокой прозрачностью, которая убывает в сторону больших энергий. Из рис.1 видно, что спектры оптического поглощения необлученных и облученных образцов корунда отличаются. Облучение образцов высокоэнергетичными электронами с энергией 50 МэВ, дозой 10^{17} эл/см^2 приводит к увеличению коэффициента поглощения во всем спектре. Спектры наведенного поглощения (НП) представляют собой сложную кривую, т.е. являются разностью коэффициента поглощения до и после облучения.

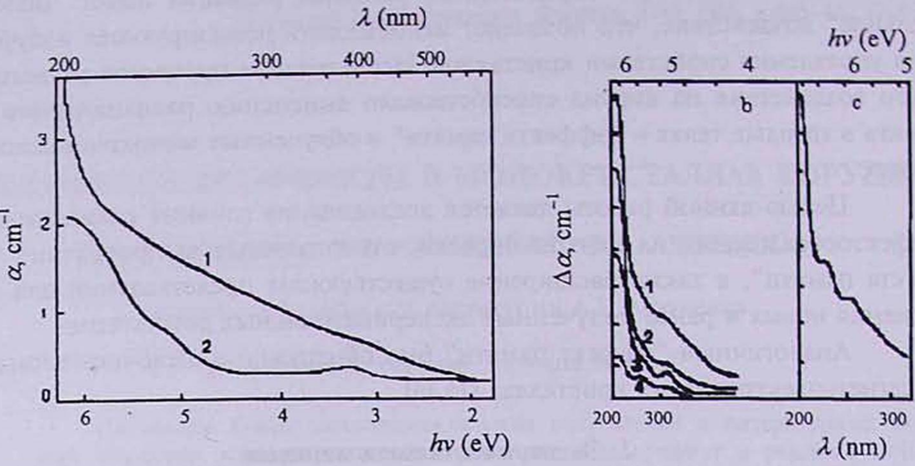


Рис.1. Спектры оптического поглощения корунда: a) необлученные образцы, выращенные методами: 1 – вернейлевским, 2 – ГНК; b) вернейлевские кристаллы, облученные дозой $3 \cdot 10^{17}$ эл/см^2: 1 – неотожженный образец, 2 – отожженный при 225°С, 3 – отожженный при 425°С, 4 – отожженный при 600°С. c) облученный вернейлевский кристалл (неотожженные, измеренные при 77 К).

В спектре явно выделяется полоса в области 6,05 эВ (205 нм), которая является наиболее интенсивной. Следует отметить, что данная полоса НП была обнаружена и для образцов, выращенных другими методами. При нагревании, например, вернейлевских кристаллов в спектре НП хорошо проявляются полосы 5,4 эВ (230 нм) и 4,86 эВ (255 нм). В неотожженных образцах данные полосы отчетливо проявляются при измерении спектров поглощения при температуре 77К (рис.1с). Это, видимо, связано с неодинаковой термической стабильностью различных полос, составляющих спектр НП.

Из литературных данных [1-4,9-20] известно, что обнаруженные полосы соответствуют анионным центрам: F-центр (6,05 эВ – анионная вакансия с двумя локализованными электронами) и F^+-центр – анионная вакансия, локализованная одним электроном (5,4 эВ, 4,86 эВ). Из полученных результатов, а также литературных данных следует, что эти полосы по своему местоположению, полуширине и термостабильности хорошо совпадают.

Для выяснения природы обнаруженных ЦО, наводимых электронами, были исследованы образцы, облученные реакторными нейтронами с энергией 2 МэВ, дозой 10^{17} н/см^2 и отожженные при 700°С.

Анализ экспериментальных данных, представленных на рис.1,2, убедительно доказывает существование полос поглощения, принадлежащих к F- и F^+-центрам, а также центрам окраски другого типа. Но самое главное заключается в том, что обнаруженные полосы поглощения находятся в прямой связи с состоянием других ЦО. Известно, что в реальных кристаллах существуют также неконтролируемые примеси ряда металлов, которые стимулируют образование ростовых дефектов для сохранения компенсации зарядов, которые не уничтожаются даже при высокотемпературном отжиге. Такие дефекты являются потенциальными ловушками для радиационных точечных дефектов в виде междоузельных ионов и их вакансий. Часть этих дефектов может стать центрами окраски (F,F^+,F^{2+}) [21]. Глубина вышеуказанных потенциальных ям ловушек иногда может быть настолько велика, что междоузельные ионы даже при высоких температурах 1000°C не в состоянии освободиться из этих ловушек. Известно, что облучение высокоэнергетичными частицами способствует увеличению плотности таких нарушений в матрице кристалла, а, следовательно, и увеличению концентрации локализованных междоузельных ионов, что приводит к неравновесию концентраций вакансий и их междоузельных ионов. Кроме того, происходят неупругие взаимодействия, которые изменяют зарядовое состояние дорадиационных дефектов согласно реакциям $F^{2+} + e \rightarrow F^+$; $F^{2+} + 2e \rightarrow F$, что и приводит к образованию F- и F^+-центров, а также других типов ЦО. Благодаря радиационно-стимулированным процессам междоузельные ионы могут частично мигрировать к поверхности кристалла из-за своей высокой, по сравнению с вакансиями, подвижности [6].

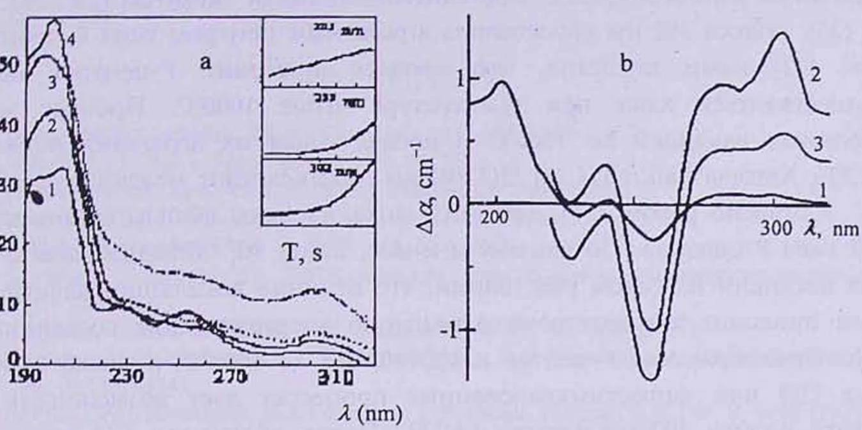


Рис.2. Спектры оптического поглощения облученного и отожженного корунда: а) зависимость наведенного поглощения от времени СИ-облучения корунда ГНК, облученного нейтронами дозой 10^{17} н/см^2, 1 – отожженный при 700°C, 2 – облученный фотонами – 90 сек; 3 – 300 сек; 4 – 600 сек; b) наведенное поглощение ГНК корунда после минутного облучения СИ-фотонами: 1 – доза электронного облучения $\Phi = 5\cdot10^{17}$ эл/см^2; $T = 1000$°C; $t = 60$ мин; 2 – $\Phi = 5\cdot10^{18}$ эл/см^2; $T = 425$°C; $t = 15$ мин; 3 – $\Phi = 5\cdot10^{18}$ эл/см^2; $T = 425$°C; $t = 15$ мин; освещен светом с длиной волны 302 нм ($t = 60$ мин).

Исследования термостимулированных процессов как электронно-, так и нейтронно-облученных кристаллов показали, что с ростом температуры до 1000°C интенсивность полос во всей исследуемой области спектра уменьшается (рис.1 и 2). Наблюдаемая полоса поглощения 6,2 эВ (рис.2) обнаружена также авторами работы [22] и приписывается ионам F^{3+}, но в действительности она обусловлена вакансиями кислорода, как F^{2+}-центр. Появление пиков в УФ области спектра на полосах 205 нм, 230 нм и 255 нм указывает на не полную аннигиляцию этих центров при таких высоких температурах и, следовательно, на существование "порога" окрашивания.

Как видно из рис.2а, после облучения рентгеновскими квантами – синхротронным излучением (СИ) с энергией $h\nu \sim 12$ кэВ с различной временной экспозицией имеет место изменение интенсивности спектров полос поглощения. Этот эксперимент показывает, что уменьшение интенсивности полос F^+- центра (230 нм, 255 нм) по сравнению с F-центром происходит из-за того, что при облучении жесткими СИ-фотонами в корунде возникают свободные электроны и дырки. Часть электронов и дырок захватывается одиночными и агрегатными ЦО, полосы которых лежат в близкой УФ, видимой областях спектра, а остальная часть – F- и F^+-центрами.

Увеличение величины $\Delta\lambda$ в области спектра 290-320 нм частично можно объяснить появлением ЦО, ответственных за полосу поглощения 302 нм (4,1 эВ), и ионами неконтролируемых примесей (рис.2a,b). Выяснение природы этой полосы интересно тем, что ЦО, ответственные за нее, играют значительную роль в эффекте "радиационной памяти" корунда (рис.2б). Согласно [21], полоса 302 нм обусловлена агрегатным центром типа F_n-центр. В работе [13] нами показано, что процесс агрегации F-центров не может осуществляться даже при температуре выше 1000°С. Процесс миграции анионных вакансий до 1800°С и последующая их агрегация исключаются [22,23]. Авторы работ [24,25] ЦО 302 нм приписывают междоузельным ионам Al_i^+. Согласно работе [25], ионы Al_i^+ локализованы вблизы анионных вакансий типа F-центров. По нашему мнению, ионы Al_i^+ локализованы от анионных вакансий на таком расстоянии, что влияние локального электрического поля приводит к некоторому изменению энергетических состояний ионов Al_i^+. Существование F-центра и ЦО 302 нм до 1000°С, а также взаимосвязь этих ЦО при фотостимулированных процессах дает возможность приписывать полосу 302 нм центру $[Al_i^+F]$. После облучения СИ концентрация F-центров сильно увеличивается, следовательно, должна увеличиваться и концентрация ЦО $[Al_i^+F]$, что подтверждается нашими экспериментальными результатами. Энергетические состояния ЦО, в основном, связаны с зарядовым состоянием ионов алюминия, которые могут входить в комплексы с анионными вакансиями в виде сложного центра $[Al_i^+F]$ [26].

Проведенные исследования по фотостимулированным процессам показали, что при захвате электрона F^+-центром образуются возбужденные F-центры и они участвуют в рекомбинационном процессе по следующим реакциям, но с различной длительностью:

$$F^+ + e \rightarrow (F)^\delta \rightarrow F + h\nu, \quad F^+ + e \rightarrow F^x,$$
$$F + h \rightarrow (F^+)^x \rightarrow F^+ + h\nu, \quad F^x + h \rightarrow (F^+)^x \rightarrow F^+ + h\nu,$$

где e и h – свободные электрон-дырочные пары, образовавшиеся при облучении рентгеновскими квантами.

4. Заключение

Таким образом, в представленной работе доказано существование в кристаллах корунда радиационных дефектов, образованных в результате облучения высокоэнергетичными частицами. Определен спектральный состав спектров поглощения, обусловленных максимумами полос поглощения центров окраски – F, F^+, $[Al_i^+F]$.

На основе полученных экспериментальных результатов можно сказать, что восстановление полос центров окраски в спектрах оптического поглощения после облучения, отжига и повторного облучения рентгеновскими квантами кристаллов корунда можно представить как проявление эффекта "радиационной памяти", что открывает новые возможности для изучения зонной структуры кристаллов.

Данная работа посвящена светлой памяти доктора физико-математических наук В.А.Геворкяна, которому принадлежит идея проведения исследования "эффекта памяти" в корунде.

Работа поддержана грантом Международного Научно-Технического Центра No. A-102.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.W.Arnold, W.D.Compton**. Phys. Rev. Lett., **31**, 130 (1961).
2. **F.W.Clinard Jr**. J. Nucl. Mat., **85-86**, 393 (1979).
3. **E.R.Hodgson**. Cryst. Latt. Def. Amorph. Mater., **18**, 169 (1989).
4. **G.P.Pells, G.J.Hill**. J. Nucl. Mater., **141-143**, 375 (1986).
5. **K.J.Caulfield, R.Cooper**. Phys. Rev. B., **47**, 55 (1993).
6. **В.В.Арутюнян**. Поверхность. Рентгеновские, электронные, нейтронные исследования, **7**, 69 (2001).
7. **А.Б.Кулинкин, С.П.Феофилов, Р.И.Захарченя**. ФТТ, **42**, 836 (2000).
8. **В.С.Кортов, И.И.Мильман, С.В.Никифоров, Е.В.Моисейкин, М.М.Овчинников**. ФТТ, **46**, 2143 (2004).
9. **Р.Р.Атабекян, В.Л.Винецкий, В.А.Геворкян, Р.К.Езоян**. Письма в ЖТФ, **9**, 1446 (1983).
10. **V.V.Harutunyan, G.N.Eritsyan, R.K.Ezoyan, V.A.Gevorkyan**. Phys. Stat. Sol.(b), **149**, k77 (1988).
11. **V.V.Harutunyan, V.A.Gevorkyan, V.N.Makhov**. European Phys. Journal B, **12**, 31 (1999).
12. **V.V.Harutunyan, M.Kirm, V.N.Makhov, G.Zimmerer**. Preprint DESY, Hasylab, p.I, 601 (2002).
13. **В.С.Кортов, И.И.Мильман, С.В.Никифоров, В.Е.Пеленев**. ФТТ, **45**, 1202 (2003).
14. **J.P.Batra**. J.Phys. C, **15**, 5399 (1982).
15. **А.Б.Гектин, Т.А.Гаркина, Н.В.Ширан**. Тезисы докладов Всесоюзной конференции по радиационной физ.-хим. кристаллов, Рига, 134-135 (1986).
16. **Э.Н. Мясников, С.В. Толстоусов, К.Ю.Фроленков**. ФТТ, **46**, 2193 (2004).
17. **S.I.Choi, T.Takeyehi**. Phys. Rev. Lett., **50**, 1474 (1983).
18. **А.И.Сюрдо, В.С.Кортов, И.И.Мильман**. Опт. и спектр., **62**, 801 (1987).
19. **V.V.Harutunyan, T.S.Hakobyan, V.A.Gevorkyan**. Phys. Stat. Sol. (a), **171**, 623 (1999).
20. **A.Lushchik, E.Feldbach, M.Kirm, G.Zimmerer**. J. of Electron spectroscopy and related phenomena, **101-103**, 587 (1999).
21. **R.R.Atabekyan, R.K.Ezoyan, V.A.Gevorkyan, V.L.Vinetskii**. Cryst. Latt. Def. Amorph. Mat., **14**, 155 (1987).
22. **Э.Р.Ильмас, А.И.Кузнецов, И.А.Мерило**. ЖПС, **24**, 643, (1976).
23. **А.И.Сюрдо, В.С.Кортов, И.И.Мильман**: Опт. и спектр., **64**, 1304 (1987).

24. **B.D.Evans, M.Stapelbrock.** Solid State Commun., 23, 765 (1980).
25. **А.И.Сюрдо, В.С.Кортов, И.И.Мильман.** УФЖ, 33, 872 (1988).
26. **В.В.Арутюнян, Э.А.Ахвердян, В.А.Геворкян, Ж.К.Крупа.** Тезисы докладов Международной конференции по люминесценции, М., 2001, с.13.

ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԿՈՐՈՒՆԴԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Վ.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Վ.Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Է.Ա. ՀԱԽՎԵՐԴՅԱՆ

Նոր փորձարարական տվյալների հիման վրա ցույց է տրված, որ բարձր էներգիայով օժտված մասնիկները կորունդի միաբյուրեղների տարածական ցանցում ծնում են կայուն կառուցվածքային արատներ: Այդ արատները գոյանում են տարածական ցանցի հանգույցներից ատոմների տեղաշարժման հետևանքով: Այդ արատները հանդես են գալիս F- և F^+-գունավորման պարզագույն կենտրոնների, ինչպես նաև ավելի բարդ տիպի` $[Al_i^+F]$ կենտրոնի տեսքով: "Ճառագայթային հիշողության" երևույթը պայմանավորված է նրանով, որ կորունդի առաջնային ճառագայթահարումից ու հետագա բարձրջերմաստիճանային մշակումից հետո ռենտգենյան քվանտներով կրկնակի ճառագայթահարմամբ վերականգնվում են որոշ կլանման շերտեր սպեկտրի 200-650 նմ տիրույթում:

RADIATION EFFECTS IN CORUNDUM SINGLE CRYSTALS

V.A. GEVORKYAN, V.V. HARUTUNYAN, E.A. HAKHVERDYAN

On the basis of new experimental results and analysis of publications it is shown that in the lattice of corundum crystals the high-energy particles create stable structural defects due to knocking out of atoms from normal sites of the anionic sublattice; this leads to the formation of F and F^+ centers as well as to other complex $[Al_i^+F]$ type color centers. The essence of "radiation memory" effect in corundum single crystals is that the high-energy particles irradiation, annealing at high temperatures and additional irradiation by X-rays result in the restoration of some spectral bands of the optical absorption in the range 200–650 nm.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.453-459 (2005)

УДК 628.40

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

В.А. СААКЯН[1], Г.Н. ЕРИЦЯН[2]

[1]Национальный институт метрологии РА

[2]Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 июля 2005 г.)

Исследованы особенности образования радиационных дефектов в монокристаллах кремния с учетом их примесного состава, типа и дозы облучения. Приводятся соответствующие формулы для расчета числа радиационных дефектов, их дозовой и энергетической зависимостей. Более подробно рассмотрены процессы радиационного дефектообразования в кремнии при электронном облучении в области нескольких МэВ с определением простых точечных дефектов (пары Френкеля) и кластеров (разупорядоченных областей) в случае энергии электронов несколько десятков МэВ. Определены энергетические пороги этих процессов. Объяснены процессы генерирования первичных и вторичных радиационных дефектов, особенно дивакансий, как основного дефекта. Теоретические выкладки подтверждены экспериментальными результатами.

Монокристаллы кремния являются основными элементами современной электронной техники, используемой также в различных областях действия ядерных и других излучений: в Космосе, ядерных установках и т.д. [1,2]. Поэтому исследование влияния высокоэнергетичного излучения на свойства кремния имеет как научное, так и прикладное значение. Следовательно, необходимо более подробное рассмотрение процессов взаимодействия высокоэнергетичных частиц с кремнием.

При изучении радиационных дефектов представляют интерес, с одной стороны, вопросы радиационной стойкости изделий, а с другой стороны – возможные радиационные изменения определенных параметров. Учет воздействия различных частиц с разными энергиями представляет весьма трудную задачу, поэтому делаются некоторые предположения и приближения, чтобы более полно описать те явления, которые присущи экспериментальным результатам. Например, подбором энергии и интенсивности электронов с учетом релятивистских эффектов, можно смоделировать действие нейтронного, протонного, γ-излучения.

Надо, как правило, исходить из того, что самым простым результатом воздействия излучения на вещество, с точки зрения атомных столкновений, являются пары Френкеля: вакансия и междоузельный атом, и для образования таких простых дефектов структуры необходим некоторый определенный энергетический порог смещения атомов E_d, хотя существуют также другие теории подпороговых явлений [3].

При релятивистских энергиях падающих электронов и для не слишком большого атомного номера рассеивающего атома, каким является кремний, можно воспользоваться теорией резерфордовского рассеяния и некоторыми уточненными формулами, приведенными в [4,5] для сечения (вероятности) упругого рассеяния на атомах, и получить число первично выбитых атомов высокоэнергетичными электронами. Это число получается умножением указанного сечения $\sigma(E_0,E_A)$ на концентрацию атомов мишени N_0, т.е.

$$n(E_A, E_0) = N_0 d\sigma(E_0, E_A) / dE_A \cong N_0 \pi r_0^2 Z^2 (1-\beta^2) E_{A\max} / \beta^4 E_A^2), \quad (1)$$

где E_0 – начальная энергия падающего на кристалл электрона, E_{Amax}=$2E_0$ $(E_0$+$2mc^2)/Mc^2$ – максимальная передаваемая атому энергия, E_A – энергия выбитых атомов, r_0 – радиус экранирования электронов рассеивающего атома, β=γ/C, m – масса электрона, Mc^2 – энергия покоя атомов кремния ($Mc^2 \approx 2{,}5\cdot10^4$ МэВ).

Из (1) следует, что основная часть первично выбитых атомов приобретает малую энергию. Для оценки вкладов высокоэнергетичных и низкоэнергетичных атомов в процесс дефектообразования надо учесть, что часть первично выбитых атомов способна сама выбивать еще несколько соседних атомов и образовать кластеры (разупорядоченные области кристалла). Поэтому при расчете числа смещенных атомов результат умножается на некоторый коэффициент:

$$g(E_A) = \begin{cases} 1, & \text{при} \quad E_d \le E_A \le 2E_d\,, \\ E_A / 2E_d\,, & \text{при} \quad E_A > 2E_d\,. \end{cases} \quad (2)$$

Кроме того, необходимо учесть, что не вся энергия E_A, приобретаемая атомом, расходуется на упругие столкновения для дальнейшего смещения; имеют место также ионизационные и другие процессы, и, соответственно, появляется еще один корректирующий коэффициент $\alpha(E)$, и число точечных френкелевских пар на единицу длины пробега (скорость радиационного введения) рассчитывается:

$$\eta_{0Fr} = \int_{E_d}^{E_r} dN_{Fr} / dx = N_0 \int [d\sigma(E_A, E_0) / dE_A] g(E_A) \alpha(E_A) d(E_A) \ , \quad (3)$$

где E_r – пороговая энергия образования кластеров дефектов (разупорядоченных областей), ниже которой образуются только френкелевские пары, а при $E_A > E_r$ образуются кластеры. Таким образом, для расчета кластеров имеем:

$$\eta_{cl} = N_0 \int_{E_r}^{E_{A\max}} [d\sigma(E_A, E_0) / dE_A] g(E_A) \alpha(E_A) d(E_A). \quad (4)$$

Для кремния получены из (4): E_r =7,5 кэВ; 40 эВ $\le E_d \le$ 60 эВ, что хорошо согласуется с экспериментом. В частности, при E_0 = 50 МэВ имеем $1{,}8 \le \eta_0 \le 2{,}95$ см$^{-1}$, а для кластеров $0{,}63 \le \eta_{cl} \le 0{,}95$ см$^{-1}$ (рис.1).

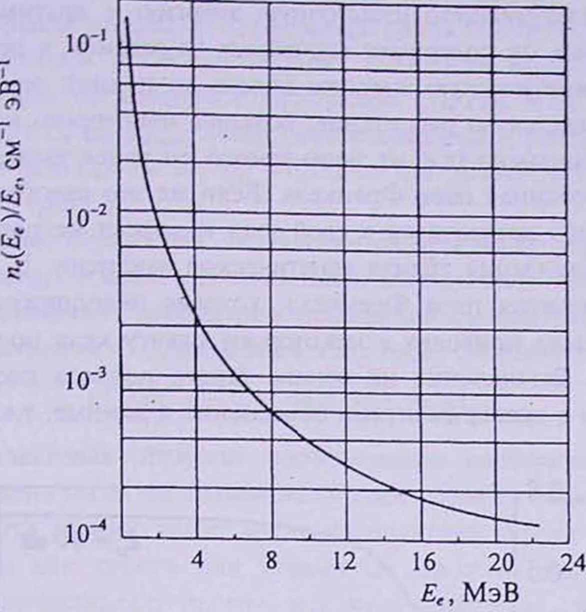


Рис.1. Энергетическая зависимость числа первично выбитых атомов кремния на единице пути (1 см) в единичном интервале энергии (0,1 МэВ) падающих электронов с энергией 50 МэВ.

Для характеристики природы дефектов, их преимущественного накопления употребляется понятие "скорость введения радиационных дефектов" – важный параметр, который учитывает изменение свойств материалов и приборов при облучении. Особый интерес представляет процесс введения дивакансий V_2, поскольку, после определенного этапа введения простых радиационных дефектов, вероятность реакций между вакансиями возрастает и далее происходит накопление дивакансий. Данная тенденция связана с ограниченной концентрацией электрически активных примесей, поэтому в чистом кремнии дивакансия проявляется при не очень высоких дозах облучения. Влияние термообработки на это явление изучено в [6].

Как уже было сказано, если переданная атому энергия превышает некоторое пороговое значение E_d, то с вероятностью 1 образуется дефект, в противном случае вероятность образования такого дефекта равна 0. Тогда E_d одновременно представляет собой наименьшую энергию ПВА (первичный выбитый атом), начиная с которой образуются радиационные дефекты, и среднюю энергию, затрачиваемую ПВА в элементарном акте образования одного дефекта.

Экспериментальные результаты, однако, свидетельствуют о различии между E_d, определяемой из условия $\sigma_d(E_d) \to 0$ (σ_d – сечение образования дефекта) и средней энергией E_d, затрачиваемой в элементарном акте дефектообразования.

Для точных расчетов необходимо учитывать последовательные соударения атома, получившего избыточную энергию, с другими атомами, в результате которых он совершает случайные блуждания в решетке кристалла, растрачивая кинетическую энергию вплоть до полной остановки. Если при этом атом удаляется на расстояние, большее некоторого критического R, от генетической вакансии (т.е. от занимаемого им ранее узла), то рождается дефект – изолированная пара Френкеля. Если же это расстояние мало, то выбитый атом либо возвратится в свой узел и дефект не родится, либо произойдет его локализация вблизи генетической вакансии. В последнем случае образуется связанная пара Френкеля, которая неподвижна и электрически неактивна, однако приводит к некоторому сдвигу края поглощения и фотопроводимости. Вычисления на основе такого подхода позволяют получить согласующиеся с экспериментами объяснение и данные, т.е. $E'_d \cong 2 \div 3\, E_d$.

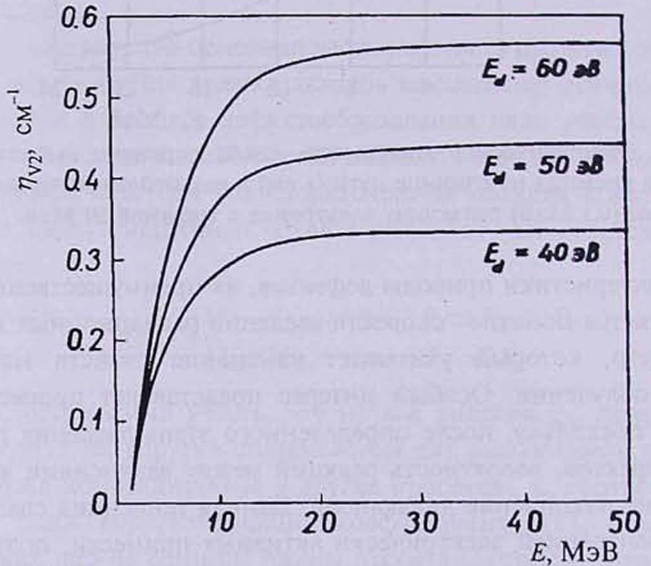


Рис.2. Зависимость скорости введения первичных дивакансий в кластерах от энергии падающих электронов.

Скорость введения дивакансий (в кластерах) можно определить из следующих соображений. Вследствие высокой подвижности междоузельных атомов по сравнению с вакансиями происходит интенсивная диффузия I_{Si} из кластерной области, что приводит к рекомбинации $I_{Si}+V \to S$ (регулярный узел). Учитывая определенное размытие распределения относительно V в кластере, можно убедиться, что роль рекомбинации внутри кластера относительно невелика; первичный кластер не аннигилирует при значениях радиуса элементарного акта рекомбинации V,I_{Si} порядка a_0. Диффузия V приводит к реакции $V+V \rightarrow V_2$, т.е. к образованию вторичных дивакансий в местах рождения кластеров первичных дефектов. Конкурирующий процесс разбегания одиночных вакансий из первичного кластера в объем кристалла доминирует при малых энергиях ПВА [7,8]. С учетом этих соображений можно утверждать, что концентрация дивакансий в кластере равна половине концентрации вакансий, образованных в каскаде упругих смещений атомов при энергии ПВА $E_A \geq E_r$, которая определяется интегралом (3), где интегрирование ведется в пределах от E_A до E_{Amax}, легко рассчитываемой в реальных условиях. Вычисления дают при $E_d = 50$ эВ, $\eta_{V_2}^{cl} = 0{,}332$ см$^{-1}$, а полное число дивакансий $\eta_{V_2}^{in} + \eta_{V_2}^{cl} = 0{,}772$ см$^{-1}$ (рис.2).

Концентрации первичных, хаотически разбросанных по кристаллу дивакансий и собранных в кластеры сопоставим по величине. В частности, при использованных значениях параметров, отношение концентраций первичных дивакансий к дивакансиям, собранным в кластерах, составляет

$$\eta_{V_2}^{in} / \eta_{V_2}^{cl} = 1{,}325 \quad \text{при} \quad E_d = 50 \text{ эВ}.$$

В использованных образцах концентрации электрически активных примесей были очень малы по сравнению с электрически неактивными (кислород, углерод), что обычно имеет место на практике. Кроме того, известна роль этих атомов как стоков для первичных простых радиационных дефектов, поэтому представляет интерес изучение поведения дивакансий в зависимости от концентрации атомов углерода и кислорода в кремнии.

Прежде всего отметим, что атомы замещения углерода C_S являются эффективными стоками для I_{Si} и при достаточно малых дозах все образуюшиеся I_{Si} уходят на стоки, а накопление вакансий (одиночных, связанных в дивакансии и другие комплексы) происходит линейно с дозой облучения и они могут конкурировать с C_S при дальнейшем накоплении, когда нарастание концентрации вакансий становится сублинейным. Однако некоторые результаты свидетельствуют [9], что в действительности скорости введения вакансий зависят от стоков и на линейном участке их накопления. Это особенно проявляется, когда доминирующим является дивакансия.

Для изучения приведенного расхождения нами исследовались образцы кремния, различающиеся содержанием C_S, О и концентрацией электрически активных примесей. Результаты измерения концентрации дивакансий по оптическому поглощению, представленные на рис.3, показывают, что существенное различие в скоростях введения дивакансий для образцов с разным содержанием C_S, О имеет место на линейном участке накопления при идентичных условиях их облучения. Линейная скорость введения дивакансий составляет 0,362 см$^{-1}$ (кривая 1, рис.3) и уменьшается последовательно до 0,110 см$^{-1}$ в ряду кривых 2-5 (рис.3). Отметим, что принимаются во внимание линейные участки зависимостей $N_{V_2}(\Phi)$, направленные к началу координат. Как видно из характеристик исследованных образцов, имеется тенденция к росту скорости введения дивакансий как с увеличением концентрации углерода, так и концентрации кислорода. На рис.4 представлена зависимость дивакансий от концентрации замещающего углерода (или удаления атомов углерода) после облучения электронами с энергией 50 МэВ дозой $1{,}1\cdot10^{18}$ эл/см^2. Она доказывает, что введение дивакансий строго линейно увеличивается с концентрацией углерода даже при большой дозе облучения в кластерной области энергий.

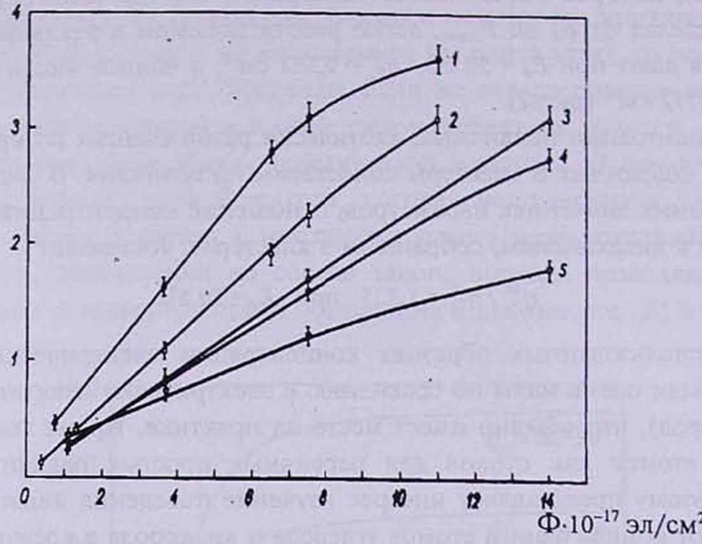


Рис.3. Дозовая зависимость концентрации дивакансий в образцах кремния, облученных электронами с энергией 50 МэВ: 1 – p-Si (ρ~5 Ом.см, N_o ~$1{,}5.10^{18}$ см$^{-3}$, N_c ~ $7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$), 2 – p-Si (ρ ~ 250 Ом·см, N_o ~ 6.10^{17} см$^{-3}$, N_c ~ $7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$), 3 – p-Si (ρ ~20 Ом·см, N_o~$1{,}3.10^{18}$ см$^{-3}$, N_c~$1{,}1.10^{17}$ см$^{-3}$), 4 – n-Si (ρ ~100 Ом·см, N_o~$7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, N_c~ $3{,}2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$), 5 – n-Si (ρ ~ 450 Ом·см, $N_o < 10^{16}$ см$^{-3}$, $N_c < 10^{17}$ см$^{-3}$).

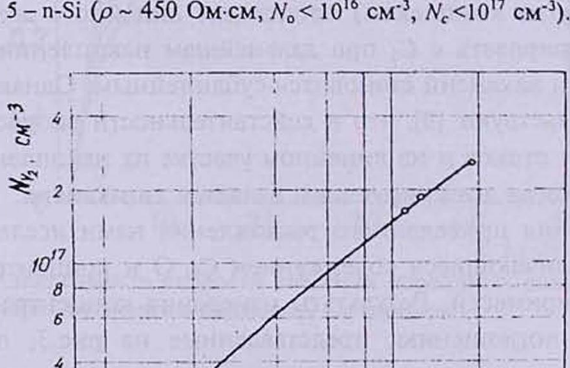


Рис.4. Зависимость роста концентрации дивакансий от концентрации атомов замещающего углерода после облучения электронами с энергией 50 МэВ дозой $1{,}1\cdot10^{18}$ эл/см^2.

Из рассмотрения данных рис.4 можно предположить, что влияние концентрации стоков для междоузельного атома на скорость введения дивакансий на линейном участке их накопления возможно в том случае, когда эффективен процесс рекомбинации генетических френкелевских пар. Действительно, вследствие сравнительно малого пространственного разделения пар в момент их рождения, они имеют повышенную вероятность взаимной аннигиляции по сравнению со случаем "перекрестной" рекомбинации. Наличие же стоков, захватывающих междоузельные атомы, способно предохранять вакансии от аннигиляции. Физическая причина состоит в том, что вероятность возвращения частицы, совершающей случайные блуждания в неограниченной трехмерной среде к исходной точке, стремится к нулю даже при $t \to \infty$. Частица "заблудится" в бесконечном объеме и не вернется к месту рождения даже в отсутствие каких-либо стоков.

Таким образом можно сделать следующие выводы:

1. Теоретическое значение η_{V_2} (скорость введения дивакансий) несколько превышает экспериментально полученные данные, что, вероятно, связано с неточностью использованных значений E_d и приближениями, принятыми в теории.

2. Подробное рассмотрение радиационных процессов с учетом конкретных особенностей структуры и примесного состава монокристаллов кремния позволяет более точно описать в дальнейшем свойства самого кремния и выполненных на его основе приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Duzellier.** Aerospace Science and Technology, **9**, 93 (2005).
2. **J.Barak**. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-43**, 979 (1996).
3. **Н.А.Витовский, М.И.Клингер, Т.В.Машовец**. ФТП, **13**, 925, (1979).
4. **В.С.Вавилов.** Действие излучений на полупроводники. М., ГИФМЛ, 1963.
5. **Г.Кинчин, Р.Пиз**. УФН, **60**, 590 (1956).
6. **В.Н. Мордкович**. ФТП, **4**, 178 (1970).
7. **Г.А. Холодарь, В.Л. Винецкий**. ФТП, **10**, 1712 (1975).
8. **В.Л. Винецкий, И.Р. Ентинзон, Г.А. Холодарь**. ФТП, **21**, 643 (1987).
9. **В.В. Болотов, А.В. Васильев, Л.С. Смирнов**. ФТП, **8**, 1175 (1975).

FEATURES OF RADIATION DEFECT FORMATION IN SILICON SINGLE CRYSTALS

V.A. SAHAKYAN, H.N. YERITSYAN

Features of radiation defect formation in silicon single crystals were studied with respect to their impurity content, irradiation energy and dose. Formulas for the calculation of the concentration of defects, their dependences on the dose and energy are presented. The effect of electron irradiation on silicon is studied in detail. It is shown that irradiation with low energies (several MeV) leads to the simple point defect formation (Frenkel pairs) while at higher energy range (tens of MeV) clusters (disordered regions) are formed in Si. The energy thresholds of these processes are estimated. The conditions of primary and secondary radiation defect generation (especially divacancies as main defects) are explained in terms of radiation defect formation rate. Theoretical estimates are confirmed by experimental data.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.460-465 (2005)

УДК 532.783

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ: ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С НАКОПЛЕНИЕМ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Р.Б. АЛАВЕРДЯН, А.А. КИРАКОСЯН, С.Ц. НЕРСИСЯН, Э.А. САНТРОСЯН, А.Д. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 18 мая 2005 г.)

Проведено экспериментальное исследование светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном слое НЖК-5ЦБ в поле импульсов лазерного излучения. Впервые экспериментально исследована динамика наблюдаемого явления в широкой низкочастотной ($1\div2\cdot10^3$ Гц) области следования импульсов.

1. Введение

Ориентационная оптическая нелинейность нематических жидких кристаллов (НЖК) позволяет наблюдать эффекты самомодуляции и неустойчивые во времени режимы для непрерывного лазерного излучения в различных геометриях эксперимента с двумя (или несколькими) волнами, распространяющимися внутри среды [1]. Физика этих явлений определяется конкуренцией и энергообменом между волнами с различными поляризациями, которые в процессе распространения индуцируют объемную решетку анизотропии – неоднородную (по толщине образца, т.е. вдоль оси z) ориентацию локального направления оптической оси **n** (директора) НЖК. Такие неадиабатические деформации по сути являются одномерными по z. Поперечные неустойчивости (в плоскости, перпендикулярной z), возникающие здесь для лазерного пучка, появление характерной кольцевой картины для выходящего излучения являются прямым следствием отмеченной конкуренции волн. Это явление – пространственный аналог эффекта спектрального уширения.

В первых же работах по ориентационной оптической нелинейности НЖК было обращено внимание на характерную нестационарность процессов переориентации молекул НЖК [2]. В частности, подчеркнута роль неадиабатических деформаций в ЖК с характерным временем отклика среды на внешнее поле порядка нескольких микросекунд; также отмечалось важное значение эффектов накопления, позволяющих проводить эксперименты в поле коротких (наносекундных) лазерных импульсов (см., например, [2]). Однако интересны и намного более быстрые ориентационные процессы в поле излучения лазера, приводящие к изменению параметра порядка НЖК, а также отклики отдельных молекул или их частей на короткий лазерный импульс. В частности, было замечено, что при превышении пороговой интенсивности падающего излучения ($I > I_{пор}$), переориентация начинается лишь спустя некоторое время τ^* после начала облучения. Затем идет установление стационарной картины с характерным временем включения $\tau_{вкл}$ (τ^* и $\tau_{вкл}$ зависят от интенсивности излучения). Физическая причина наличия характерного времени τ^* связана с тем, что при пороговом переходе Фредерикса в начальный момент вследствие некоторой неопределенности в локальной переориентации директора становятся возможными два состояния переориентации. Также отмечалось важное значение эффектов накопления, позволяющих проводить эксперименты в поле коротких (наносекундных) лазерных импульсов.

Сравнительно недавно появились работы, в которых предлагается исследовать короткие лазерные импульсы с помощью самодифракции в НЖК [3]. Для измерения плотности энергии и длительности ультракороткого некогерентного лазерного импульса в [4] предлагается использовать эффект накопления нелинейных свойств НЖК в поле двух взаимоконкурирующих волн. В связи с этим, как с фундаментальной, так и с практической точки зрения является актуальным изучение ориентационной оптической нелинейности НЖК в поле лазерных импульсов. Хотя есть несколько работ, в которых исследована переориентация директора НЖК в поле наносекундных [5], пикосекундных [6] и фемтосекундных [7] лазерных импульсов, однако эти исследования проведены при определенных значениях длительности и частоты следования импульсов.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном слое НЖК-5ЦБ в поле импульсов лазерного излучения. Впервые экспериментально исследована динамика наблюдаемого явления в широкой низкочастотной ($1 \div 2 \cdot 10^3$ Гц) области следования импульсов.

2. Эксперимент

В эксперименте линейно-поляризованное амплитудно-модулированное излучение второй гармоники CW Nd:YAG лазера типа ANTARES 76-S с длиной волны $\lambda = 0,53$ мкм фокусировалось линзой с $F = 5$ см в ячейку с гомеотропно ориентированным НЖК-5ЦБ (рис.1). Это вещество, находящееся в нематической фазе при комнатной температуре, отличается большой стабильностью и сравнительно малым коэффициентом поглощения оптического излучения видимого диапазона, что позволяет избежать нежелательных тепловых эффектов. Для уменьшения влияния гидродинамических и гравитационных потоков ячейка располагалась горизонтально. Лазер генерировал импульсы длительностью $\tau_л$ =70 пс, частота следования импульсов 70 МГц. Аберрационные кольца самофокусировки наблюдались с помощью CCD-камеры на дисплее компьютера. Для исследования процессов релаксации было использовано излучение слабого He-Ne лазера ($\lambda = 0{,}63$ мкм). В эксперименте использовалась ячейка типа «сэндвич», изготовленная из пластин оптического стекла. Для получения гомеотропной ориентации подложки, после тщательной очистки их поверхностей, обрабатывались лецитином. Направление директора, совпадающее с оптической осью ЖК, определялось коноскопическим методом.

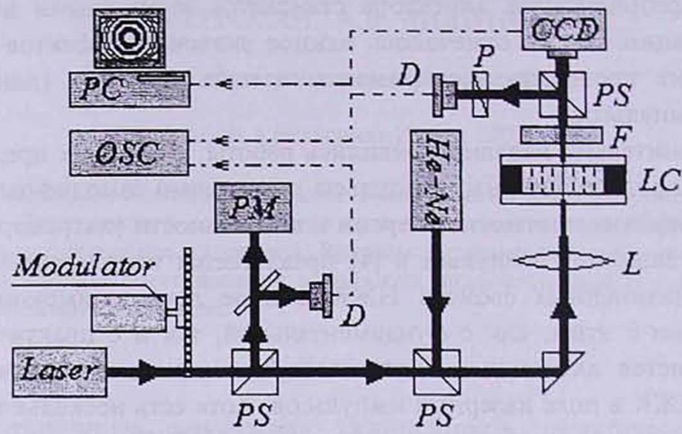


Рис.1. Схема экспериментальной установки. LC – ячейка с НЖК-5 ЦБ, PM – измеритель мощности, D – фотодиод, CCD – камера, OSC – осциллограф, PC – персональный компьютер, F – фильтр.

Благодаря «гигантским» величинам нелинейных изменений макроскопических характеристик среды, эксперимент отличается простотой и не требует сложных регистрирующих устройств без ущерба точности измерений.

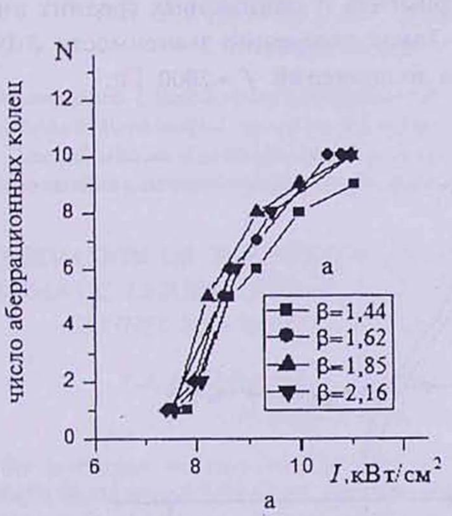
Методика эксперимента основана на стандартных поляризационных измерениях, когда возникающие искажения НЖК-структуры приводят к фазовому набегу между компонентами с обыкновенной и необыкновенной поляризациями для проходящего света, распространяющегося через скрещенные поляризаторы.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

В эксперименте индуцированные световым полем изменения показателя преломления среды приводят к фазовой самомодуляции проходящего пучка. В дальнем поле возникает известная аберрационная кольцевая картина, которая объясняется самофокусировкой света. Изменение показателя преломления НЖК в одномодовом лазерном поле приводит к образованию в среде линзы. Существенное значение имеет радиальное по сечению пучка изменение интенсивности излучения $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, , где r – поперечная координата, r_0 – радиус пучка. В эксперименте линейно-поляризованное излучение второй гармоники Nd:YAG лазера ($\lambda = 0{,}53$ мкм, $r_0 = 750$ мкм) нормально падало на гомеотропный образец 5ЦБ, находящийся при температуре $20 \pm 0{,}1$°C.

Для проявления наведенного излучением YAG лазера оптического двулучепреломления использовался стандартный метод измерений нелинейного набега фазы волны $\delta\Phi^{нл}$: зондирующий линейно-поляризованный пучок He-Ne лазера падал нормально на ячейку и имел обыкновенную и необыкновенную относительно направления ориентации возмущенного директора составляющие поляризации. Таким образом, двулучепреломление, наведенное излучением YAG лазера, регистрировалось по повороту поляризации зондирующего излучения He-Ne лазера, и, тем самым, непосредственно в эксперименте измерялся нелинейный фазовый набег по характерной картине осцилляций пропускания поляризатора для проходящего через него зондирующего пучка после включения (выключения) излучения накачки.

При интенсивности излучения выше некоторого порогового значения ($I > I_{пор}$) проходящий свет распространялся по образующим конуса, и на дисплее компьютера появлялись концентрические кольца. Число колец $N = \delta\Phi^{нл}/2\pi$ возрастало с увеличением интенсивности излучения лазера. На рис.2 показана зависимость числа аберрационных колец от средней интенсивности падающего света при разных значениях параметра $\beta = T/\tau_0$ (где T – период, а τ_0 – длительность световых импульсов), частоте модуляции 800 Гц и толщине ячейки $L = 40$ мкм. Как видно из рис.2а, число колец, т.е.



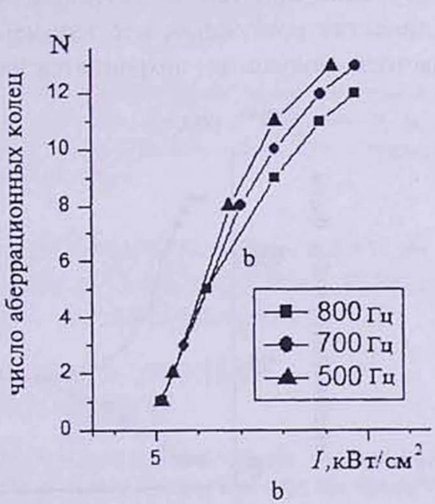


Рис.2. a) Зависимость числа аберрационных колец от средней интенсивности падающего света при разных значениях параметра $\beta = T/\tau_0$, b) зависимость нелинейного набега фазы от средней интенсивности при разных значениях частоты следования импульсов.

нелинейный набег фазы, практически, не зависит от параметра β. Наши исследования показали, что нелинейный набег фазы при постоянной средней интенсивности также практически не зависит как от параметра β, так и от частоты следования импульсов (типичная зависимость для $L = 70$ мкм приведена на рис.2b) в области $\sim 5 \div \sim 1000$ Гц.

В эксперименте исследовалась динамика накопления нелинейных свойств НЖК в зависимости от частоты модуляции лазерного излучения в области $1000 \div 2000$ Гц. На рис.3 приведена типичная зависимость нелинейного набега фазы от частоты модуляции возбуждающего лазерного излучения, измеренная с помощью зондирующего пучка He-Ne лазера, при толщине ячейки $L = 70$ мкм и параметре $\beta = 2$ (на рисунке сплошные квадратики соответствуют максимальному, а кружочки – минимальному (остаточному) значению $\delta\Phi^{нл}$). Как видно из рисунка, при частотах модуляции $f <\sim 1$ Гц система успевает релаксировать почти к первоначальному состоянию. Максимальное значение нелинейного набега фазы в этом случае соответствует установленному нелинейному набегу фазы в поле непрерывного лазерного излучения при одинаковых условиях эксперимента. Дальнейшее увеличение частоты модуляции приводит к уменьшению максимального нелинейного набега фазы и увеличению его остаточного значения, т.е. в системе не успевают устанавливаться и релаксировать процессы, связанные с переориентацией директора НЖК. При частотах модуляции $f > 5$ Гц среда практически не успевает следить за изменениями светового поля, и устанавливается стационарный режим. Значение нелинейного набега фазы в этом случае совпадает со значением нелинейного набега фазы в поле непрерывного лазерного излучения при тех же условиях эксперимента и одинаковых средних интенсивностях возбуждающего излучения. Такое поведение зависимости $\delta\Phi^{нл}$ от частоты модуляции сохраняется вплоть до значений $f \approx 2000$ Гц.

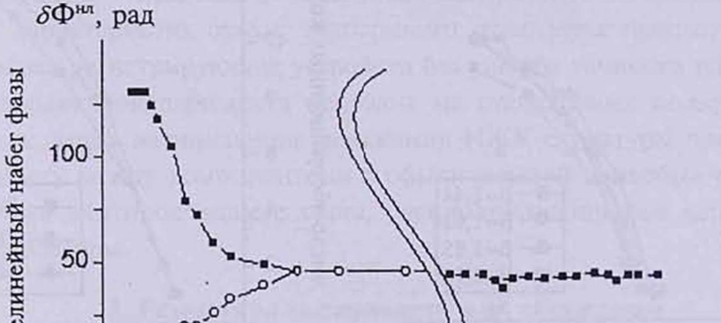


Рис.3. Зависимость нелинейного набега фазы от параметра β при средней интенсивности 10 кВт/см^2 и разных значениях частоты следования импульсов.

Таким образом, результаты экспериментального исследования светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном слое НЖК-5ЦБ, в поле импульсов лазерного излучения показали, что нелинейный набег фазы, при постоянной средней интенсивности падающего света практически не зависит как от частоты следования импульсов, так и от параметра β, в области $\sim 5 \div \sim 2000$ Гц. Следовательно, эффект накопления нелинейных свойств НЖК можно успешно использовать для исследования коротких и ультракоротких лазерных импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **R.B.Alaverdyan, S.M.Arakelyan, Yu.S.Chilingaryan, G.L.Grigoryan, A.S.Karayan, S.Ts. Nersissyan, V.E.Drnoyan.** J. Phys. France, **50**, 1393 (1989).
2. **С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян.** Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., Наука, 1984.
3. **G.Cipparrone, D.Duca, A.Mazzulla, C.Umeton, F.Simoni.** Optics Comm., **97**, 54 (1993).
4. **N.V.Tabiryan, C.Umeton.** Optics Comm., **175**, 425 (2000).
5. **S.M.Arakelyan, O.V.Garibyan, A.S.Karayan, Yu.S.Chilingaryan.** Sov. Tech. Phys. Letters, **8**, 452 (1982).
6. **I.C.Khoo, R.G.Lindquist, R.R.Michael, P.LoPresti.** J. Appl. Phys., **69**, 3853 (1991).
7. **A.A.Goncharov, V.F.Kitaeva, I.A.Ozheredov, A.P.Shkurinov, A.S.Zolotko.** SPIE, **4751**, 297 (2002).

ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԼՈՒՍԱՄԱԿԱԾՎԱԾ ՎԵՐԱԿՈՂՄՆՈՐՈՇՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ԴԻՏՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ. ԷՖԵԿՏՆԵՐ, ԿԱՊՎԱԾ ՈՉ-ԳԾԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿՈՒՏԱԿՄԱՆ ՀԵՏ

Ռ.Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ս.Ց. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ,
Է.Ա. ՍԱՆԹՐՈՍՅԱՆ, Ա.Դ. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Կատարված է հոմեոտրոպ կողմնորոշված ՆՀԲ 5CB-ի շերտում Ֆրեդերիքսի լուսամակածված անցման փորձնական ուսումնասիրություն՝ լազերային ճառագայթման իմպուլսների դաշտում: Առաջին անգամ փորձնականորեն ուսումնասիրվել է դիտվող երևույթի դինամիկան իմպուլսների հաջորդման ցածրհաճախականային տիրույթում ($1 \div 2 \cdot 10^3$ Հց):

OBSERVATION OF THE EFFECT OF THE LIGHT-INDUCED REORIENTATION OF NEMATIC LIQUID CRYSTALS IN THE FIELD OF LASER PULSES: EFFECTS CONNECTED WITH ACCUMULATION OF NON-LINEARITIES

R.B. ALAVERDYAN, A.A. KIRAKOSYAN, S.Ts. NERSISYAN,
E.A. SANTROSYAN, A.D. CHILINGARYAN

We investigate the light-induced director reorientation in a homeotropically oriented layer of nematic liquid crystal 5CB in the field of laser radiation pulses. For the first time the dynamics of observed phenomena is experimentally investigated in a broad ($1 \div 2 \cdot 10^3$ Hz) low-frequency range of pulses rate.

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

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

Тираж 150. Сдано в набор 22.09.2005.
Подписано к печати 12.10.2005. Печ. л. 5.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.