ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

47, N5, 2012

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

47

№ 5

ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2012

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.47, №5, с.303-307 (2012)

УДК 333.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОНДУЛЯТОРОВ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Л.А. ГАБРИЕЛЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна

(Поступила в редакцию 23 марта 2012 г.)

Проведены исследования гибридного ондулятора для ЛСЭ в терагерцовой области на магнитах из ферритового материала. Проведены симуляция ондулятора в среде FEMLAB и измерения на созданном макете. Приведены результаты измерения зависимости амплитуды магнитного поля от высоты магнитных элементов, а также зависимости магнитной индукции от соотношения ширины магнитных элементов и расстояния между ними. Показано, что гибридная схема ондулятора позволяет выбрать наиболее оптимальные параметры ондулятора. Результаты исследований могут быть использованы при выборе оптимальных параметров ондулятора ЛСЭ терагерцовой области.

1. Введение

Основой любой установки лазера на свободных электронах (ЛСЭ) и обращенного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) являются магнитные ондуляторы. Обзоры по физике ЛСЭ и экспериментальным исследованиям изложены в работах [1-4]. В последние годы наибольший интерес и широкое распространение, с точки зрения максимального достигаемого магнитного поля, представляют ондуляторы на постоянных редкоземельных магнитах [5,6]. При этом в большинстве случаев используют конфигурацию ондулятора, предложенную Хальбахом.

Длина волны, соответствующая максимуму линии спонтанного ондуляторного излучения плоского ондулятора, имеет следующий вид [5]:

$$\lambda_s = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2}\left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2\Theta^2\right), \qquad (1)$$

где γ – релятивистский фактор, Θ – угол между направлением излучения и осью электронного пучка, K – коэффициент ондуляторности, определяемый по формуле [5]

$$K = \frac{eB_0\lambda_w}{2\pi mc^2} = 0.943\lambda_w\left[\text{см}\right]B_0\left[\text{Тесла}\right]. \qquad (2)$$

Поэтому при создании ондуляторов для ЛСЭ терагерцовой области длина периода ондулятора составляет порядка 10 см, и, следовательно, и магнитное поле потребуется порядка 0.1 Т. По этой причине стало возможным использование сравнительно дешевых и широко распространенных магнитов из ферритовых материалов.

2. Экспериментальное исследование

В ЕрФИ был создан гибридный ондулятор для ЛСЭ терагерцовой области на магнитах из ферритового материала [7], в котором в отличие от безжелезной конструкции, помимо магнитов, используется и магнитопровод из железа. Использовались постоянные магниты марки 22БА220. Длина периода ондулятора составляет 9 см, число периодов – 27. Ширина магнитов составляет 6 см, высота – 2 см. Конструкция ондулятора приведена на рис.1.

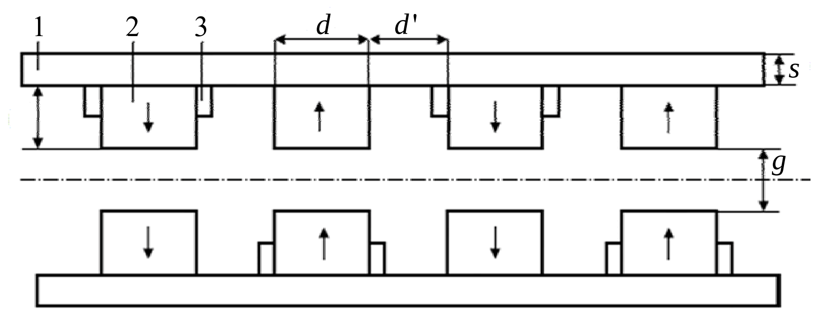


Рис.1. Схема ондуляторного магнита: 1 – железные пластины, 2 – магнитные элементы, 3 – корректирующие обмотки.

После предварительного запуска ЛСЭ терагерцовой области было решено продолжить исследование магнитных характеристик ондулятора, так как при заданных параметрах длины периода и величины зазора ондулятора для остальных конструктивных параметров ондулятора существует множество вариантов. Целью этих исследований было определение оптимальных значений всех параметров ондулятора.

Исследования показали, что гибридная схема ондулятора позволяет выбрать наиболее оптимальные параметры ондулятора. В данной работе приведены результаты этих исследований, которые могут быть использованы при проектировании ондуляторов ЛСЭ терагерцовой области. Была исследована зависимость амплитуды магнитного поля от высоты магнитных элементов. Поскольку не существует аналитической формулы расчета амплитуды магнитного поля гибридного ондулятора такой конфигурации, исследование ондулятора началось с его симуляции в среде FEMLAB.

Для удостоверения правомерности использования FEMLAB был создан макет гибридного ондулятора, состоящий из четырех периодов, для сравнения данных, полученных с помощью FEMLAB, с результатами измерений. На рис.2 приведены результаты расчетов и измерений для следующих параметров ондулятора: $B_r = 0.3$ Т, $\lambda_w = 9$ см, $g = 2$ см, $h = 2$ см.

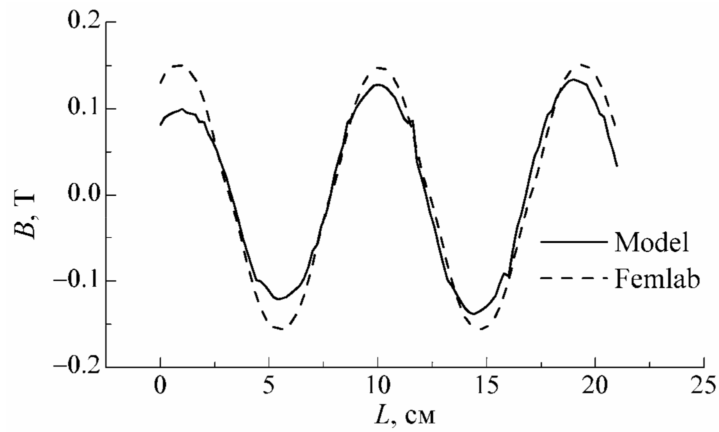


Рис.2. Амплитуда поля вдоль оси ондулятора.

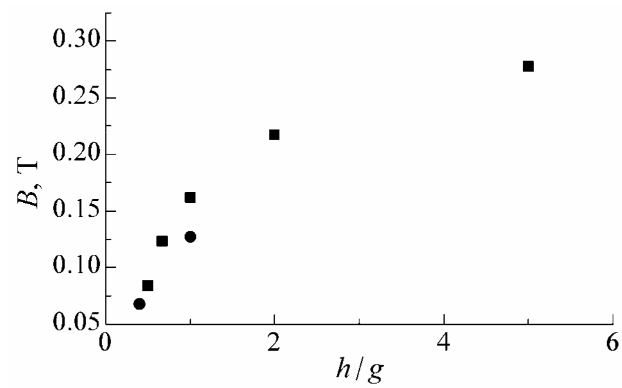


Рис.3. Зависимость магнитной индукции в зазоре ондулятора, рассчитанная с помощью FEMLAB (квадраты), и результаты измерения (кружки).

Из результатов, приведенных на рис.3, следует, что: а) значения, полученные с помощью расчета и измерения близки, по величине, б) при значениях $h/g<1$ магнитная индукция резко уменьшается, в) при значениях $h/g>2$ магнитная индукция возрастает незначительно. Поэтому, для достижения максимального значения индукции в магнитном зазоре, целесообразно выбрать значения отношения $h/g>2-3$, поскольку дальнейшее увеличение этого отношения требует использования постоянных магнитов большего размера и не дает значительного увеличения индукции.

Была также исследована зависимость магнитной индукции от соотношения ширины магнитных элементов и расстояния между ними (d/d'). Результаты исследований приведены на рис.4. Из приведенных результатов видно, что: а) индукция магнитного поля достигает максимальных значений, когда отношение ширины магнитных элементов и расстояния между ними находятся в интервале от 0.5 до 1, б) уменьшение расстояния между магнитами приводит к медленному уменьшению значения магнитного поля. Так, увеличение соотношения d/d' от 1 до 4 приводит к уменьшению магнитного поля всего на 18%. Это обстоятельство имеет важное значение, когда при заданном зазоре ондулятора необходимо получить наиболее короткую длину периода ондулятора.

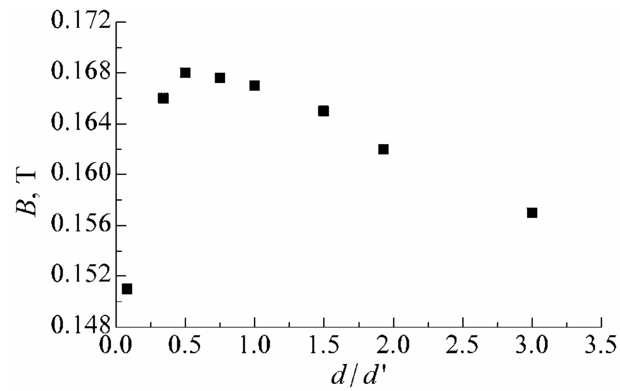


Рис.4. Зависимость магнитной индукции от соотношения d/d'.

При конструировании ондулятора возникает проблема сортировки магнитных блоков по причине различия их магнитных параметров. В работе [7] для корректировки величин магнитной индукции были использованы дополнительные корректирующие обмотки на отдельных магнитных блоках (рис.1).

Был рассмотрен вариант использования в качестве магнитных полюсов пары магнитных элементов, поставленных друг на друга при сохранении того же магнитного зазора. Данный подход позволяет путем сортировки пар магнитных элементов получить максимально малый разброс поля вдоль оси ондулятора. Однако, по расчетам FEMLAB (рис.5) данный подход не дал значимого увеличения амплитуды магнитного поля. Амплитуда магнитного поля составила 0.165 Т (на 4.85% больше).

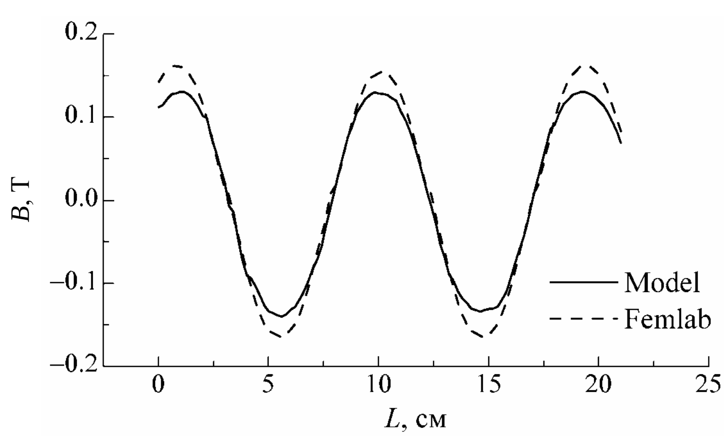


Рис.5. Амплитуды магнитного поля для пары магнитов на полюс.

3. Заключение

Вышеприведенные рекомендации, полученные в результате проведенных исследований, помогут в выборе оптимальных параметров ондулятора. В частности, это относится к выбору оптимального соотношения размеров магнитных элементов с магнитным зазором и расстоянием между ними.

Автор выражает особую благодарность за содействие и полезные обсуждения д.ф.м.н. проф. Э.Д. Газазяну и д.ф.м.н. М.Л. Петросяну.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.R.Elias, W.M.Fairbank, et al.** Phys. Rev. Lett., **36**, 717 (1976).
2. **А.А.Варфоломеев.** Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития: Обзор. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1980.
3. **А.А.Варфоломеев.** Экспериментальные исследования ЛСЭ: Обзор. М.: ЦНИИ атоминформ, 1987.
4. **Т.Маршалл.** Лазеры на свободных электронах. М., Мир, 1987.
5. **G.Brown, K.Halbach, J.Harris, H.Winick.** Nucl. Instr. and Meth., **208**, 65 (1983).
6. **K.Halbach.** Journal de Physique (Paris), **44,** C1-211 (1983).
7. **M.L.Petrosyan, L.A.Gabrielyan, Yu.R.Nazaryan, G.Kh.Tovmasyan, K.B.Oganesyan.** Laser Physics, **17**, 1077 (2007).

ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՄԱԳՆԻՍՆԵՐՈՎ ՕՆԴՈՒԼՅԱՏՈՐՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ.Ա. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ

Բերված են տերահերցային տիրույթի ազատ էլեկտրոնային լազերի համար ֆերրիտային մագնիսների հիմքի վրա հիբրիդային օնդուլյատորի ուսումնասիրության արդյունքները: Օնդուլյատորի ուսումնասիրությունը սկսվեց նրա նախագծումից FEMLAB միջավայրում և ստեղծված նմուշի վրա չափումների կատարումից: Ներկայացված են մագնիսական դաշտի կախվածությունը մագնիսական տարրերի բարձրությունից, ինչպես նաև մագնիսական ինդուկցիայի կախվածությունը տարրերի լայնքի և նրանց միջև եղած հեռավորության հարաբերությունից: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ հիբրիդային օնդուլյատորի սխեման հնարավորություն է տալիս օնդուլյատորի համար ընտրել առավելագույն օպտիմալ պարամետրերը: Բերված արդյունքները կարող են օգտագործվել տերահերցային տիրույթի ազատ էլեկտրոնային լազերի օնդուլյատորի նախագծման համար:

INVESTIGATION OF PARAMETERS OF UNDULATORS WITH PERMANENT MAGNETS

L.A. GABRIELYAN

Investigations of a hybrid type undulator for the terahertz FEL with ferrite magnets were carried out. The study began with an undulator simulation in FEMLAB environment and measurements on a created model. The work presents the results of a study of the magnetic field dependence on the height of the magnetic elements and a study of the magnetic induction depending on the ratio of the width of magnetic elements and the distance between them. It is shown that the hybrid undulator scheme allows to select the optimal parameters of the undulator. The obtained results can be used in the design of the terahertz FEL undulators and can help in choosing the optimal parameters of undulators.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.308-313 (2012)

УДК 621.384.65

ОПРЕДЕЛЕНИЕ γ-ФАКТОРА СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ИХ КВАЗИКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОДЕ

Э.А. БЕГЛОЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван

(Поступила в редакцию 11 марта 2012 г.)

Рассмотрено излучение сгруппированного пучка заряженных частиц, пересекающих прямоугольный волновод перпендикулярно его оси. Проведен анализ спектра излучения и показано, что на частоте следования сгустков и его гармоник возникают резкие пики квазикогерентного излучения. Показано, что по результатам измерения центральной частоты этих пиков можно определять энергию заряженных частиц в сгустках.

1. Введение

Разработка способов определения энергии пучков заряженных частиц является одной из актуальных проблем ускорительной физики. При этом важно, чтобы приборы, используемые для определения энергии, не оказывали деструктивного влияния на пучок. С этой точки зрения привлекательными являются методы, использующие связь энергетического спектра излучения заряженных частиц в волноводе с параметрами самого пучка. Так, в работе [1] рассмотрена возможность определения энергетического спектра непрерывного пучка электронов в диапазоне энергий пучка 1–15 МэВ по генерируемому им излучению Вавилова–Черенкова. Генерация излучения происходит внутри круглого волновода с частичным диэлектрическим заполнением.

Целью предлагаемой работы является исследование энергетического спектра излучения периодической последовательности сгустков заряженных частиц, пересекающих волновод перпендикулярно его оси. В волноводе будут возникать эффекты, связанные со сложением излучений от разных сгустков пучка. В спектре суммарного поля переходного излучения будут появляться пики излучения, центральная частота которых будет совпадать с частотой следования сгустков и ее гармоник. Ниже исследован энергетический спектр излучения и показано, что по измерению центральной частоты пиков квазикогерентного излучения последовательности сгустков можно определить γ-фактор сгустков.

2. Метод решения

Излучение одиночной заряженной частицы, пересекающей волновод перпендикулярно его оси, рассмотрено в ряде работ [2,3]. Ниже рассмотрим излучение периодической последовательности сгруппированных сгустков заряженных частиц, пересекающих прямоугольный волновод с образующей, параллельной оси oZ некоторой декартовой системы координат, со сторонами a по оси oX, b по оси oY. Сгустки движутся вдоль оси oY со скоростью $v = \text{const}$, число сгустков в пучке равно N, расстояние между центрами соседних сгустков равно d. Найдем поля и энергию излучения. Введем систему координат, связанную с серединой j-ого сгустка, тогда уравнение движения ξ, η, ζ элемента произвольного j-ого сгустка можно представить в виде

$$\overline{x}(t) = x_0 - \xi, \quad \overline{y}(t) = vt - jd - \eta, \quad \overline{z}(t) = z_0 - \zeta, \tag{1}$$

где x_0, y_0, z_0 – координаты пересечения центров сгустков волновода.

Воспользуемся результатами работы [2], в которой получены формулы для расчета полей излучения заряда, движущегося в волноводе произвольным образом. В случае сгустка они приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} E_{\omega,n,m}(z) &= \frac{q}{i\omega} \int_t f(\xi,\eta,\zeta) \left(\mathbf{v}\, \nabla \Psi_{n,m}\left(\overline{x}(t), \overline{y}(t)\right)\right) e^{\left(-i\gamma_{n,m}\left|z-\overline{z}(t)\right| - i\omega t\right)} \operatorname{sgn}\left| z - \overline{z}(t) \right| dt\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \\ H_{\omega,n,m}(z) &= -\frac{iq}{c\gamma_{n,m}} \int_t f(\xi,\eta,\zeta) \left[\mathbf{v} \nabla \hat{\Psi}_{n,m}\left(\overline{x}(t), \overline{y}(t)\right)\right]_z e^{\left(-i\hat{\gamma}_{n,m}\left|z-\overline{z}(t)\right| - i\omega t\right)} dt\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \end{aligned} \tag{2}$$

где $E_{\omega,n,m}(z)$, и $H_{\omega,n,m}(z)$ – коэффициенты разложения $E_{z\omega}$- и $H_{z\omega}$- составляющих полей излучения по собственным функциям поперечного сечения волновода $\Psi_{n,m}(x,y)$, $\hat{\Psi}_{n,m}(x,y)$ для ТМ- и ТЕ-волн, соответственно; n, m – индексы моды волны, $f(\xi,\eta,\zeta)$ – функция распределения заряда в сгустке; $\gamma_{n,m} =$ $= \sqrt{\omega^2/c^2 - \lambda^2_{n,m}}$ и $\hat{\gamma}_{n,m} = \sqrt{\omega^2/c^2 - \hat{\lambda}^2_{n,m}}$ – постоянные распространения волны в волноводе для ТМ- и ТЕ-волн соответственно; q – заряд сгустка; $\lambda_{n,m}, \hat{\lambda}_{n,m}$ – собственные значения первой и второй краевых задач для поперечного сечения волновода; x_0, z_0 – координаты пересечения сгустком волновода; индекс ω указывает на Фурье-компоненту соответствующей величины.

Интегрирование по времени в (2) производится по всему времени нахождения произвольного элемента сгустка в волноводе. Так, для ξ, η, ζ -элемента j-ого сгустка пределы интегрирования равны

$$t_{\text{occurrence}} = \frac{jd + \eta}{v}, \quad t_{\text{departure}} = \frac{jd + b + \eta}{v}. \tag{3}$$

Произведя в (1) интегрирование по t, ξ, η, ζ с дальнейшим суммированием по всем N сгусткам пучка, для потока энергии излучения в областях $|z| > z_0$ окончательно получим

$$S_{n,m} = S^{TM}_{n,m} + S^{TE}_{n,m}, \tag{4}$$

где

$$S^{TM}_{n,m} = T_{n,m} \operatorname{Re} \int \gamma_{n,m} F(\omega)\, F_N(\omega)\, F_{n,m}(\omega)\, \omega\, d\omega, \tag{5}$$

$$S^{TE}_{n,m} = \hat{T}_{n,m}\,\mathrm{Re}\int \hat{\gamma}^{-1}_{n,m} F(\omega) F_N(\omega) F_{n,m}(\omega)\omega^3 d\omega, \tag{6}$$

$T_{n,m} = 16q^2\pi^2 m^2 \sin^2(\pi n x_0/a)/v^2 b^3 a\,\lambda^2_{n,m}$, $\hat{T}_{n,m} = 8q^2\pi^2 n^2 \chi_m \sin^2(\pi n x_0/a)/v^2 b^3 a \lambda^2_{n,m}$, $\chi_m = 1, m = 0,\ \chi_m = 2, m \neq 0$, $F_{n,m}(\omega) = \exp\left(-\omega^2 l^2/4v^2 - \left(\gamma^2_{n,m}a^2 + \pi^2 n^2\right) r_0^2/4a^2\right)$ – форм-фактор сгустков; l – длина; r_0 – радиус поперечного сечения сгустка, $F(\omega) = \left[\sin^2\left(\pi m/b - \omega/v\right)(b/2)\right] \Big/ \left[\left(\pi m/b\right)^2 - \left(\omega/v\right)^2\right]^2$, $F_N(\omega) = \sin^2\left(N\omega d/2v\right)\Big/$ $\Big/\sin^2\left(\omega d/2v\right)$ – форм-фактор системы сгустков.

Полученные выражения для энергии излучения периодической последовательности сгустков заряженных частиц отличаются от соответствующих выражений, полученных в [1], лишь множителями $F_{n,m}(\omega)$ и $F_N(\omega)$.

3. Спектр излучения

Формулы (4) и (5) описывают суммарный поток энергии переходного излучения системы сгустков, испущенный на верхней и нижней границах волновода. Спектр излучения непрерывный, однако, в спектре отсутствуют частоты

$$\nu_s = vs/Nd, \quad s = 1,2,3,....., \quad \nu = \omega/2\pi. \tag{7}$$

Форм-фактор сгустка $F_{n,m}(\omega)$ приводит к ограничению спектра излучения. Действительно, для точечного сгустка $F_{n,m}(\omega) = 1$ и частицы в сгустке излучают когерентно. Высоты пиков излучения пропорциональны N^2. В случае сгустков длины l частицы в сгустке будут излучать квазикогерентно лишь на тех гармониках частоты следования сгустков, для которых выполняется условие $l \ll \lambda_k$ (λ_k – длина волны k-ой гармоники). При нарушении этого условия, с ростом частоты, ширина пиков излучения увеличивается, а амплитуда пиков излучения экспоненциально уменьшается.

Граничная частота, при которой амплитуда пиков излучения существенно отлична от нуля, определяется из условия

$$\omega^2 l^2/4v^2 + \left(\gamma^2_{n,m}a^2 + \pi^2 n^2\right) r_0^2/4a^2 < 1.$$

На частотах

$$\nu_k = vk/d, \quad k = 1,2,3,..... \tag{8}$$

(k – номер гармоники частоты следования сгустков) выполняются условия для синфазного сложения полей излучения всех сгустков пучка, и форм-фактор системы сгустков пропорционален N^2. В спектре переходного излучения появляются пики излучения с шириной

$$\Delta\nu = v/Nd. \tag{9}$$

4. Зависимость центральной частоты пиков излучения от энергии сгустков

Как следует из выражения (7), центральная частота пиков излучения зависит от их скорости. Это связано с тем обстоятельством, что хотя расстояния между соседними сгустками одно и то же, время T прохождения этого расстояния зависит от скорости движения сгустков. Соответственно, условие синфазного сложения излучения от пучков с разными энергиями происходит на разных частотах $\nu = T^{-1}$.

В ультрарелятивистском случае $\gamma \gg 1$, $v \to c$, и частота пиков излучения

$$\nu_k \to \nu_{k,0} = k\nu_0, \quad \nu_0 = c/d. \tag{10}$$

Смещение центральной частоты пиков излучения от частоты $\nu_{k,0}$ из-за отличия v от c определяется выражением

$$\Delta\nu_k = k\nu_0\left(1-\sqrt{1-\gamma^{-2}}\right). \tag{11}$$

Величина $\Delta\nu_k$ прямо пропорциональна номеру гармоники k частоты следования сгустков. На высоких гармониках величина $\Delta\nu_k$ может стать существенной и по измерению $\Delta\nu_k$ можно определять энергию сгруппированного пучка заряженных частиц.

Как следует из (10), относительное смещение частоты не зависит от номера k гармоники частоты следования сгустков, а зависит только от их γ-фактора.

На рис.1 приведен график зависимости относительного смещения $\Delta\nu_k/\nu_k$ центральной частоты пиков излучения от величины γ-фактора сгустка. С увеличением энергии сгустков величина смещения уменьшается и при $\gamma \to \infty$ $\Delta\nu_k \to 0$.

Смещение пиков излучения может происходить также из-за случайных флуктуаций частоты следования пучка [4]. Действительно, предположим, что расстояние между j-ым и $(j+1)$-ым сгустками равно не d, а $d_j = d \pm \Delta d_j$ (Δd_j – случайные отклонения).

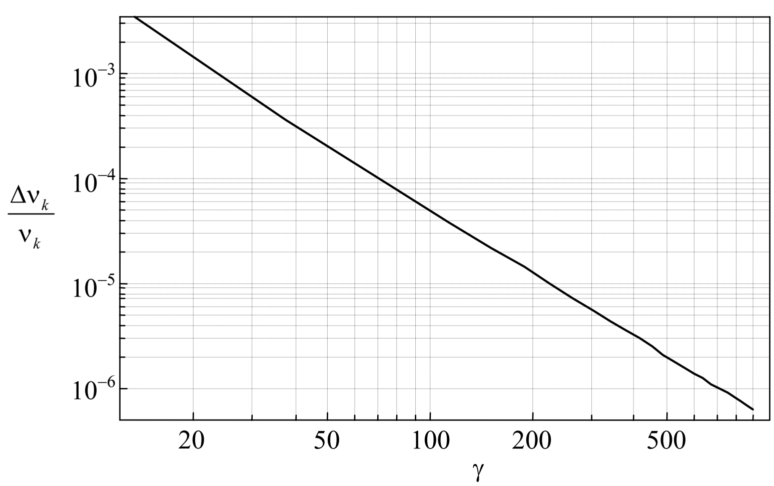


Рис.1. Зависимость γ-фактора сгустка от относительного смещения центральной частоты пика излучения (масштаб логарифмический).

Тогда пики излучения возникают на частотах

$$\overline{\nu}_k = kv \Big/ \left(d \pm \Delta\, \overline{d} \right), \tag{12}$$

где $\Delta\overline{d}$ – математическое ожидание случайных величин Δd_j.

Для реальных пучков среднеквадратичное отклонение от регулярности не превышает $\sigma \approx 10^{-4} - 10^{-6}$, а отклонение пиков от частоты $\nu_{k,0}$ будет составлять $\Delta\nu_k < 100$ Гц. Рассмотренный эффект накладывает ограничение на область энергий пучка ($\gamma < 1000$), в которой применим предложенный метод. Для более высоких значений энергии пучка эффект смещения частоты из-за случайных флуктуаций частоты следования сгустков становится соизмеримым с эффектом смещения частоты, связанным с разными значениями γ у пучка.

Отметим, что описанный выше эффект смещения частоты пиков излучения является результатом интерференции полей излучения периодической последовательности сгустков заряженных частиц, пересекающих волновод.

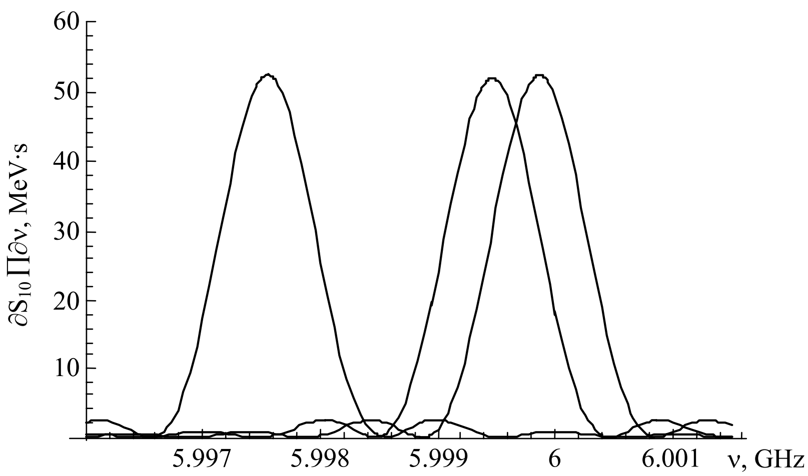


Рис.2. Спектры излучения в окрестности частоты $\nu = 6$ ГГц, для значений энергии пучка $\gamma = 35,\ 75,\ 150$. Число частиц в сгустке 10^9, число сгустков $N = 3000$, расстояние между сгустками $d = 10$ см, длина сгустков $l = 1$ см, радиус поперечного сечения сгустков $r_0 = 0.5$ см, высота волновода $b = 3.4$ см, ширина $a = 7.2$ см.

На рис.2 приведены зависимости спектра излучения на волне $H_{1,0}$ от частоты для трех значений энергии пучка заряженных частиц, соответствующих $\gamma = 35,\ 75,\ 150$, в окрестности частоты $\nu = 6$ ГГц (вторая гармоника частоты следования сгустков). С увеличением γ-фактора сгустков пучка центральная частота пиков излучения смещается в сторону высоких частот и в пределе $v \to c$ совпадает с $\nu = 6$ ГГц. Отметим, что выше для примера приведены графики для спектра излучения в окрестности частоты $\nu = 6$ ГГц, однако подобная картина наблюдается для всех гармоник частоты следования сгустков, которые могут генерироваться в волноводе.

5. Заключение

В спектре излучения периодической последовательности заряженных частиц, пересекающих волновод перпендикулярно его оси, возникают резкие пики квазикогерентного излучения. Значение центральной частоты ν_k этих пиков зависит от γ-фактора сгустков и по измерению лишь одного этого параметра ν_k можно определять энергию сгустков.

Полученные результаты могут являться основой для создания недеструктивных устройств для определения энергии сгруппированных пучков заряженных частиц. Точность определения энергии будет определяться точностью приборов, измеряющих эту частоту, и для области энергий, для которой $\gamma < 300$, она будет порядка $10^{-4} - 10^{-6}$.

Предлагаемый метод измерения энергии пучка является сравнительно простым и дешевым, он может быть использован в системах оперативного контроля энергии пучка.

В заключение выражаю свою благодарность проф. Э.М. Лазиеву и проф. Э.Д. Газазяну за ценные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.В.Полиектов, К.А.Труханов, В.И.Шведунов.** Препринт НИИЯФ МГУ–2006–18.
2. **К.А.Барсуков, Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев.** Изв. Вузов, Радиофизика, **15**, 191 (1972).
3. **К.А.Барсуков, Э.А.Беглоян, Э.М.Лазиев, Н.В.Рязанцева.** Изв. Вузов, Радиофизика, **30**, 1337 (1987).
4. **E.Begloyan, E.Gazazyan, E.Laziev, et al.,** Proc. of XXI International FEL Conference, August 1999, DESY, Hamburg, Germany, p.II-61.

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ γ-ՖԱԿՏՈՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ ՆՐԱՆՑ ՔՎԱԶԻԿՈՀԵՐԵՆՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Է.Ա. ԲԵՂԼՈՅԱՆ

Դիտարկված է լիցքավորված մասնիկների խմբավորված փնջի ճառագայթումը երբ այն հատում է ուղղանկյուն ալիքատարը նրա առանցքին ուղղահայաց: Կատարված է ճառագայթման սպեկտրի վերլուծությունը և ցույց է տրված, որ թանձրուկների պարբերական հաջորդականության հաճախության և սրա հարմոնիկների վրա առաջանում են քվազիկոհերենտ ճառագայթման կտրուկ պիկեր: Ցույց է տրված, որ այդ պիկերի կենտրոնական հաճախության չափման միջոցով կարելի է որոշել մասնիկների էներգիան թանձրուկում:

DETERMINATION OF γ-FACTOR OF CHARGED PARTICLES BUNCHES BY MEASURING THEIR QUASICOHERENT RADIATION IN A WAVEGUIDE

E.A. BEGHLOYAN

The radiation of a bunched beam of charged particles crossing the waveguide perpendicularly to its axis is considered. The emission spectrum is analyzed and it is shown that sharp peaks of quasicoherent radiation arise at the frequency of repetition rate of bunches and at its harmonics. It is shown that by measuring the center frequency of these peaks it is possible to determine the energy of charged particles in the bunches.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.314-327 (2012)

УДК 621.384

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ИСПОЛЬЗУЯ ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р.А. МЕЛИКЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван

(Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.)

Возможность прецизионного измерения энергии электронного пучка, используя поглощение излучения электронами в однородном магнитном поле, рассматривалась ранее для электронов высоких энергий вплоть до нескольких сот ГэВ. В настоящей статье, с целью экспериментальной проверки этого метода в области энергии электронов несколько десятков МэВ, рассматривается возможность измерения абсолютной энергии электронного пучка с относительной точностью до 10^{-4}. При этом учитывается влияние дифракции лазерного пучка, разброса электронов по энергии и длины формирования поглощения излучения на процесс измерения энергии электронного пучка. Длина волны лазера и длина магнита выбираются в соответствии с длиной формирования поглощения фотона. Найдено, что кинематические ограничения на процесс поглощения излучения приводят к отбору углов распространения фотонов, которые могут быть поглощены электронами. Показано, что параметры электронного пучка не будут заметно меняться в течение измерения энергии.

1. Введение

Возможность прецизионного измерения энергии электронного пучка посредством поглощения излучения (с оптическим или более низким спектром частот) электронами в однородном магнитном поле для электронов высоких энергий вплоть до нескольких сот ГэВ рассматривалась нами ранее в [1]. В настоящей статье, с целью экспериментальной проверки этого метода в области энергии электронов несколько десятков МэВ, подробно рассматривается возможность измерения абсолютной энергии электронного пучка с относительной точностью до 10^{-4}. Учитывается влияние дифракции лазерного пучка, разброса электронов по энергии и длины формирования поглощения излучения на процесс измерения энергии электронного пучка, которые не были рассмотрены в работе [1].

Будем использовать квантово-механический подход поглощения фотонов электронами в однородном магнитном поле **B** [2,3], который позволяет найти новые дополнительные аспекты. В частности, найдено, что кинематические ограничения по процессу поглощения излучения ведут к интересному эффекту отбора углов распространения таких фотонов, которые могут быть поглощены электронами. Это обстоятельство является важным для измерений энергии электронов. Энергия электронного пучка определяется, применяя условие поглощения циркулярно поляризованного излучения электронами в однородном магнитном поле. Длина волны лазера и длина магнита выбираются в зависимости от длины формирования поглощения фотона. События поглощения фотонов могут быть установлены измерением изменения интенсивности лазерного пучка из-за взаимодействия с электронным пучком с помощью детектора излучения. Предполагается также, что типичный разброс энергии электронного пучка равен $\sim 10^{-3}$, а с точностью 10^{-4} измеряется расположение центра распределения по энергиям электронов.

Преимущество этого метода заключается в возможности использования необходимых для регистрации поглощения фотонов полупроводниковых быстродействующих детекторов с высокой спектральной чувствительностью, которые в настоящее время производятся промышленно.

2. Принцип метода

2.1. Условие поглощения излучения электроном в однородном магнитном поле и его зависимость от энергии электрона

Рассматриваемый метод измерения энергии электронного пучка основан на использовании зависимости условия поглощения циркулярно поляризованного излучения электронами в присутствии однородного магнитного поля от энергии электронов (рис.1).

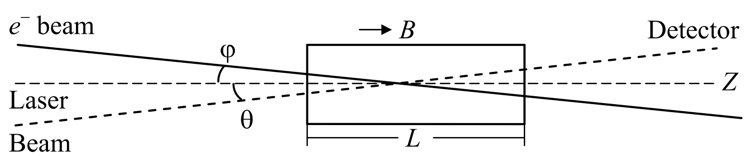


Рис.1. Схематическая диаграмма установки для измерения энергии электронного пучка.

Ускорение электронов с высоким градиентом с помощью последовательного многократного поглощения фотонов в магнитном поле обсуждалось во многих работах [4-12]. Ускорение электронов в электромагнитной волне микроволновой области и в магнитном поле было экспериментально подтверждено в [13-19].

Отметим, что реализуемость измерения энергии электронного пучка методом поглощения излучения намного проще, чем ускорение электронов тем же методом, т.к. для измерения энергии электронного пучка достаточно поглощения каждым электроном одного или нескольких фотонов. Вследствие этого интенсивность лазера, необходимая для измерения энергии электронного пучка, намного меньше, чем в случае ускорения электронов. Кроме того, для измерения энергии электронного пучка необходимо использовать однородное магнитное поле, в то время как для ускорения электронов необходимо использовать магнитное поле со сложным профилем [11,12].

Мы рассматриваем квантово-механический подход поглощения циркулярно поляризованного лазерного излучения электронами в магнитном поле **B**, направленном вдоль оси z [2,3]. Предполагается, что электроны и лазерный пучок вводятся в магнитное поле под малыми углами $\varphi \ll 1$ и $\theta \ll 1$ по отношению к оси z, соответственно (рис.1).

Энергия электрона в магнитном поле определяется известной формулой [20]

$$\varepsilon_{P_z,\,n,\,\varsigma} = \left[P_z^2 + m^2 + |e| B (2n + 1 + \varsigma) \right]^{1/2}, \tag{1}$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$ – уровни дискретного спектра энергии электрона в перпендикулярном к магнитному полю направлении, $\zeta = \pm 1$ – проекция спина электрона по направлению **B**, P_z является z-компонентой импульса электрона. В (1) и далее используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$. Заметим, что учет взаимодействия электрона с полем электромагнитной волны дает поправку к энергии электрона $\varepsilon_{P_Z,n,\varsigma}$, пропорциональную квадрату параметра интенсивности волны ξ^2 (определение ξ дается в пункте 4) [21]. Поскольку для интересующих нас интенсивностей лазера $\xi \ll 1$ (пункт 4), то этой поправкой к $\varepsilon_{P_Z,n,\varsigma}$ можно пренебречь.

После ввода электронов в магнитное поле они занимают некоторый интервал уровней энергии $\varepsilon_{P_Z,n,\varsigma}$ в соответствии с разбросом скоростей по углам φ. Поглощение фотона электроном может происходить при переходе между энергиями $\varepsilon_{P_Z,\,n,\varsigma} \to \varepsilon_{P'_Z,\,n',\varsigma'}$, если длина взаимодействия электрона (рис.1) с лазерным пучком в присутствии магнитного поля больше, чем длина l_a формирования поглощения фотона. Длина формирования поглощения фотона, как известно, определяется по формуле [22-24] $l_a \cong \lambda / (1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{k})$, где $1/(1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{k})$ – доплеровский фактор, λ – длина лазерной волны, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{V}/c$, $\mathbf{V}$ – скорость электрона, $\mathbf{k}$ – единичный вектор по направлению распространения волны. Таким образом, необходимое ограничение для процесса поглощения фотона электроном имеет вид

$$L_M \geq l_a \cong \frac{\lambda}{1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{k}}, \tag{2}$$

где L_M – длина магнита.

Используя закон сохранения энергии-импульса для поглощения фотона

$$\varepsilon_{P_Z,n,\varsigma} + \omega = \varepsilon_{P'_Z,n',\varsigma}, \quad P_{z,0} + \omega \cos\theta = P_z \tag{3}$$

и выражение (1), находим условие поглощения фотона

$$\varepsilon_{P_Z,n,\varsigma} - \cos\theta \, P_{z,0} + \frac{\omega \sin\theta^2}{2} = \frac{m \nu \omega_c}{\omega}, \tag{4}$$

где $\varepsilon_{P_Z,n,\varsigma}$ и $P_{z,0}$ есть начальная энергия и z-компонента импульса электрона, ω – частота фотона, $\omega_c = eB/m$, $\nu = n' - n = 1,2,3,\ldots$. Мы рассматриваем только переходы между уровнями энергии электронов без изменения направления спина, так как вероятность переходов с изменением направления спина пренебрежимо мала [20,22].

Для поглощения излучения с оптическими или более низкими частотами и для относящихся к нашему случаю значений $\theta \ll 1$, можно пренебречь в (4) квантовой поправкой: $\hbar\omega\sin\theta^2/(2mc^2) \ll \nu\omega_c/\omega$. Тогда, подставляя в (4) выражение $P_{z,0}$ из (1), условие поглощения излучения примет вид

$$\omega = \frac{\omega_c(n'-n)}{\gamma\left(1-\cos\theta\sqrt{1-\dfrac{1}{\gamma^2}-\dfrac{2n\hbar\omega_c}{\gamma^2 mc^2}}\right)}, \tag{5}$$

где $\gamma = \varepsilon/mc^2$ – релятивистский фактор электрона.

Из условия поглощения (5) могут быть сделаны следующие заключения:

а) Если в формуле (5) пренебречь квантовой поправкой $2n\hbar\omega_c/(\gamma^2 mc^2)$ и подставить $n'-n=1$, то получим классическое условие поглощения излучения [4,8].

б) Существенно, что изменение энергии $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{P'_Z,n'} - \varepsilon_{P_Z,n}$ электрона в результате поглощения фотона зависит от угла θ. В частности, в случае $\cos\theta = 0$, согласно (5), имеем

$$\Delta\varepsilon = \frac{\hbar\omega_c(n'-n)}{\gamma}, \tag{6}$$

в то время как при $\cos\theta \neq 0$, $\theta \ll 1$ и $\gamma \gg 1$, имеем

$$\Delta\varepsilon \cong \frac{2\gamma\hbar\omega_c(n'-n)}{1+\theta^2\gamma^2+\dfrac{2n\hbar\omega_c}{mc^2}}. \tag{7}$$

Сравнивая соотношения (6) и (7), мы видим, что изменение энергии электрона вследствие поглощения фотона в случае (7) намного больше. Например, для параметров, относящихся к нашему случаю $\gamma = 100$, $n'-n=1$, $\omega_c = 0.83498\times10^{11}$ с$^{-1}$ (или $B \cong 4.7448$ кГс), $\theta = 3\times10^{-3}$ рад, $n = 5\times10^{7}$ ($\varphi = 10^{-3}$ рад) имеем $\Delta\varepsilon \cong 0.97\times10^{-2}$ эВ. Значение n можно оценить, считая, что в (1) величина $|e|B2n$ приближенно равна квадрату поперечного импульса электрона $P_\perp^2$, т.е. $P_\perp^2 = \tan\varphi^2 P_z^2 \cong |e|B2n \approx \varphi^2\varepsilon^2$. Таким образом, приближенное значение n может быть определено из выражения

$$(\hbar\omega_c/mc^2)2n \cong \varphi^2\gamma^2. \tag{8}$$

Из формулы (7) ясно, что с ростом квантового числа n величина $\Delta\varepsilon$ уменьшается, т.е. уровни энергии электрона не являются эквидистантными. Из

(7) также следует, что изменение энергии электрона $\Delta\varepsilon$ в результате поглощения фотона зависит от энергии электрона. Рассматриваемое ниже определение энергии электрона основано на этой зависимости.

2.2. Длина формирования поглощения излучения

Из формулы (2) следует, что если $\gamma \gg 1$ и угол между направлениями векторов **V** и **k** ограничен значениями $\alpha \ll 1$, то необходимая для поглощения фотона электроном длина магнита L_M определяется условием

$$L_M \geq \ell_a \cong 2\lambda\gamma^2 \big/ \left(1+\alpha^2\gamma^2\right). \tag{9}$$

Зависимость длины ℓ_a от угла α, например, в случае $\gamma = 10^2$ и $\lambda = 1.06\times10^{-3}$ см, согласно формуле (9), показана на рис.2.

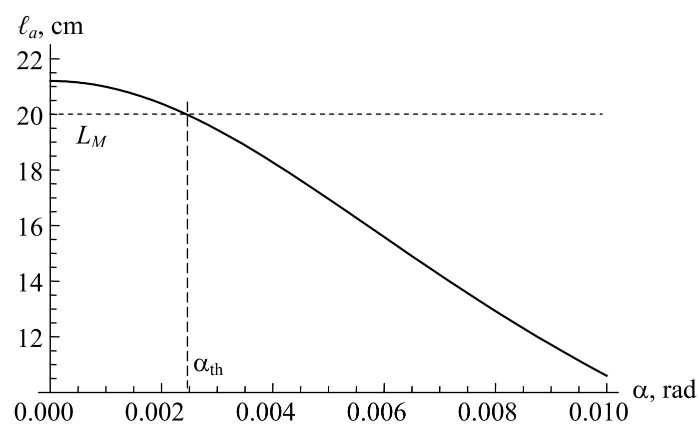


Рис.2. Зависимость длины ℓ_a формирования поглощения фотона от угла α. $\lambda = 1.06\times10^{-3}$ см, $\alpha_{\mathrm{th}} \cong 2.45\times10^{-3}$ рад – пороговый угол при $\ell_a = L_M$.

Для поглощения фотона электроном существенно, чтобы время ℓ_a/c, в течение которого фотон может взаимодействовать с электроном, было бы короче по сравнению с временем жизни $\tau = \hbar/\Gamma$ (где Γ – ширина уровня энергии электрона) электрона на данном уровне энергии, т.е. $\ell_a/c < \tau$. Используя формулу (9), находим

$$\Gamma < \frac{\hbar\omega(1+\alpha^2\gamma^2)}{4\pi\gamma^2}, \quad \frac{\Gamma}{\Delta\varepsilon} < \frac{1+\alpha^2\gamma^2}{4\pi\gamma^2}. \tag{10}$$

Например, для параметров, относящихся к нашему случаю ($\gamma = 100$, $\omega = 1.778\times10^{14}$ с$^{-1}$, $\alpha = 3\times10^{-3}$ рад), имеем $\Gamma \cong 10^{-6}$ эВ и $\Gamma/\Delta\varepsilon \cong 0.9\times10^{-5}$.

Согласно принципу неопределенности, должно удовлетворяться условие [3,20,22]

$$\Delta\varepsilon > \Gamma. \tag{11}$$

Из формулы (10) следует, что для параметров, относящихся к нашему случаю, фактически $\Delta\varepsilon \ll \Gamma$ и условие (11) удовлетворяется.

Время τ формирования поглощения фотона и степень немонохроматичности падающей волны $\Delta\omega$, согласно принципу неопределенности, связаны соотношением [3,20,22,23]

$$\Delta\omega\,\tau > 1\,. \tag{12}$$

Учитывая соотношение (10), мы видим, что критерий (12) будет выполняться, если имеет место ограничение

$$\gamma > \sqrt{\frac{1}{4\pi\dfrac{\Delta\omega}{\omega} - \alpha^2}}\,. \tag{13}$$

Например, для интересующих нас параметров $\Delta\omega/\omega = 10^{-4}$ и $\alpha = 3\times10^{-3}$ рад, согласно (13), получаем ограничение на энергию электронов: $\varepsilon \geq 14.5$ МэВ.

2.3. Определение энергии электронного пучка

Из условия (5) находим γ-фактор электрона

$$\gamma = \frac{1}{\sin\theta^2}\left[\frac{\nu\,\omega_c}{\omega} \pm \cos\theta\sqrt{\left(\frac{\nu\,\omega_c}{\omega}\right)^2 - \left(1 + \frac{\hbar\,\omega_c\,2n}{mc^2}\right)\sin\theta^2}\,\right]. \tag{14}$$

Зависимость энергии электрона ε от угла θ, согласно формуле (14), для конкретных значений ν, ω_c, λ и $n_{\max}$ показана на рис.3.

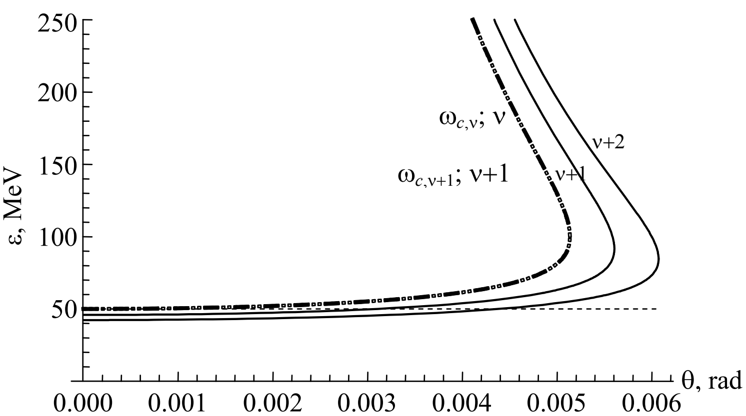


Рис.3. Зависимость энергии электрона ε от угла θ. Используемые здесь параметры: $\omega_{c,\nu} = 0.83498\times10^{11}$ с$^{-1}$ ($B \cong 4.7448$ кГс), $\omega_{c,\nu+1} = 0.76471\times10^{11}$ с$^{-1}$ ($B \cong 4.3455$ кГс), $\nu = 11$, $\lambda = 1.06\times10^{-3}$ см, $n_{\max} = 5\times10^{7}$.

Из соотношений (5) и (14) следует, что

а) энергия электрона при угле $\theta = 0$ имеет минимальное значение (рис.3), которое равно

$$\gamma_{\min} = \frac{\omega}{2\omega_c\,\nu} + \frac{\omega_c\,\nu}{2\omega} + \frac{\hbar\omega}{mc^2}\frac{n}{\nu}. \tag{15}$$

б) величина ν должна удовлетворять ограничению

$$\nu \geq \frac{\omega\sin\theta}{\omega_c}\sqrt{1+\frac{\hbar\omega_c\,2n}{mc^2}}\ . \tag{16}$$

Из соотношений (14)-(16) ясно, что для поглощения фотонов могут быть использованы как переходы с $\nu = 1$, так и переходы с $\nu = 2,3,...$. Переходы с $\nu = 2,3,...$ позволяют использовать более слабые магнитные поля, что является важным обстоятельством с практической точки зрения.

Из формулы (14) и рис.3 видно, что когда частота ω постоянна, то кривая $\varepsilon\left(\theta,\nu,\omega_{c,\nu}\right)$ с параметрами $\nu,\omega_{c,\nu}$ и кривая $\varepsilon\left(\theta,\,\nu+1,\,\omega_{c,\nu+1}\right)$ с параметрами $\nu+1,\,\omega_{c,\,\nu+1}$ могут совпадать, если выбрать величину $\omega_{c,\nu+1}$ надлежащим образом, т.е.

$$\varepsilon\left(\theta,\nu,\omega_{c,\nu}\right) = \varepsilon\left(\theta,\nu+1,\,\omega_{c,\nu+1}\right). \tag{17}$$

Записывая формулу (15) для $\gamma(\nu,\omega_{c,\nu})$, $\gamma(\nu+1,\,\omega_{c,\nu+1})$ и используя соотношение (17) в случае $\theta = 0$, можно исключить из этой системы равенств член $\hbar\omega n\big/\left(mc^2\right)$. В результате получаем следующее выражение для $\gamma_{\min}$:

$$\begin{gathered}\gamma_{\min} = \gamma\left(\nu,\omega_{c,\nu}\right) = \gamma\left(\nu+1,\,\omega_{c,\nu+1}\right) = \frac{\omega}{2}\left(\frac{1}{\omega_{c,\nu+1}} - \frac{1}{\omega_{c,\nu}}\right) + \\ + \frac{1}{2\omega}\left[\left(\nu+1\right)^2\omega_{c,\nu+1} - \nu^2\omega_{c,\nu}\right].\end{gathered} \tag{18}$$

Из рис.3 ясно, что при фиксированных параметрах ω, γ и ω_c только фотоны, распространяющиеся под определенными углами θ_ν, могут поглощаться электроном в зависимости от значения ν. Для определения энергии электрона необходимо найти эти углы θ_ν. Поскольку для интересующих нас параметров $2n\hbar\omega_c\big/\left(\gamma^2mc^2\right) \ll 10^{-4}$, то пренебрегая этим слагаемым в формуле (5), находим

$$\theta \cong \arccos\left[\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}}\left(1-\frac{\nu\,\omega_{c,\nu}}{\gamma\,\omega}\right)\right]. \tag{19}$$

Верхняя граница угла θ может быть найдена из формулы (14):

$$\theta_{\max} \leq \frac{\nu\,\omega_{c,\nu}}{\omega}\ . \tag{20}$$

В то же время, для фиксированных параметров ω, γ и ω_c из (19) следует, что величина ν ограничена условием

$$\nu_{\min} \geq \frac{\omega}{2\gamma\omega_{c,\nu}}. \quad (21)$$

Зависимость угла θ от ω_c при постоянных ω, γ и для различных ν, согласно (19), показана на рис.4, откуда видно, что в случае некоторого $\omega_{c,\nu,0}$ только фотоны, распространяющиеся под углами $\theta_\nu = 0$, $\theta_{\nu+1}$ и $\theta_{\nu+2}$, могут поглощаться электронами. Углы $\theta_{\nu+1}$ и $\theta_{\nu+2}$ можно определить из формулы (19):

$$\theta_{\nu+1} = \arccos\left[1 - \frac{\omega_{c,\nu,0}}{\omega\gamma\beta}\right] = \arccos\left[1 - \frac{1-\beta}{\nu\beta}\right],\ \theta_{\nu+2} = \arccos\left[1 - \frac{2(1-\beta)}{\nu\beta}\right]. \quad (22)$$

Рассматривая поглощение фотонов при $\omega_{c,\nu,0}$ и $\omega_{c,\nu+1,0}$, из (19) находим

$$(1-\beta)\omega\gamma = \nu\omega_{c,\nu,0} = (\nu+1)\omega_{c,\nu+1,0}. \quad (23)$$

Если экспериментально определить $\omega_{c,\nu,0}$ и $\omega_{c,\nu+1,0}$, то, согласно (23), можем найти минимальное значение $\nu_{\min}$:

$$\nu_{\min} = \omega_{c,\nu+1,0} \big/ \left(\omega_{c,\nu,0} - \omega_{c,\nu+1,0}\right). \quad (24)$$

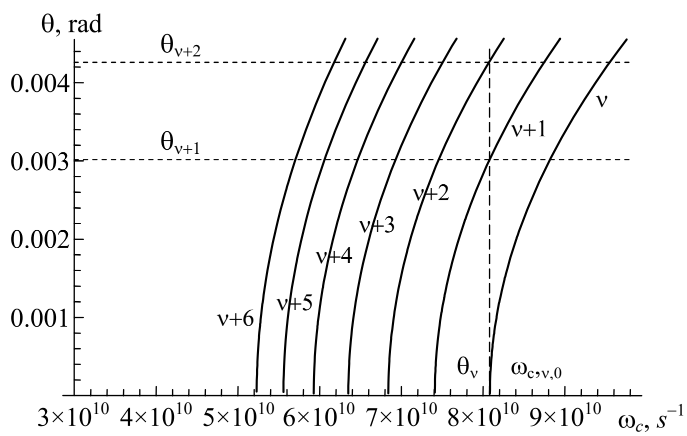


Рис.4. Зависимость угла θ от ω_c при постоянных ω, γ и в случае различных значений ν. Используемые здесь параметры: $\omega_{c,\nu,0} = 0.80832\times10^{11}$ с$^{-1}$, $\theta_{\nu+1} = 0.003015$ рад, $\nu = 11$, $\theta_{\nu+2} = 0.00426$ рад, $\lambda = 1.06\times10^{-3}$ см, $\gamma = 10^2$.

Зависимость энергии ε электрона от угла θ, согласно (14), для различных параметров ω_c и ν показана на рис.5. Предполагается, что электронный пучок имеет некоторый разброс по энергии, т.е. поглощение фотонов электронами возможно только в интервале энергии $\varepsilon - \Delta\varepsilon \leq \varepsilon \leq \varepsilon + \Delta\varepsilon$ (рис.5). Для конкретности примем, что электронный пучок имеет гауссовское распределение с типичным разбросом по энергии $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 10^{-3}$ (рис.5а).

Если заданы γ и ω, то, согласно (21), значение ν ограничено выбором разумной величины $\omega_{c,\nu}$. Для значений $\omega_{c,\nu} \leq \omega_{c,\nu,m}$ (рис.5), когда кривая $\varepsilon(\theta)$ лежит вне интервала $\varepsilon - \Delta\varepsilon \leq \varepsilon \leq \varepsilon + \Delta\varepsilon$, где электроны отсутствуют, интенсивность поглощения фотонов электронами будет $I_{\rm abs} = 0$ (рис.6). Когда $\omega_{c,\nu} > \omega_{c,\nu,m}$, из-за возрастания числа электронов, поглощающих фотоны, $I_{\rm abs}$ растет. При определенном значении $\omega_{c,\nu,b}$ кривая $\varepsilon(\theta)$ проходит по нижней части полосы $\varepsilon - \Delta\varepsilon \le \varepsilon \le \varepsilon + \Delta\varepsilon$ и все электроны могут поглощать фотоны. В результате интенсивность поглощения достигает максимума $I_{\rm abs,max}$ (рис.6). Из рис.5 видно, что при некотором значении $\omega_{c,\nu,p}$ кривая $\varepsilon(\theta)$ проходит через середину интервала $\varepsilon - \Delta\varepsilon \le \varepsilon \le \varepsilon + \Delta\varepsilon$ и только половина полного числа электронов $N_e/2$ с энергиями $\varepsilon_0 \le \varepsilon \le \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon$ может поглощать фотоны (рис.6). Измеряя интенсивность поглощения фотонов $I_{\rm abs,max}/2$ для некоторого ν и $\nu+1$, можно найти значения $\omega_{c,\nu,p}$ и $\omega_{c,\nu+1,p}$ (рис.6) и найти величину ν по соотношению (24). Далее, используя выражение (23), можно вычислить энергию ε_0 (рис.5) электронного пучка согласно формуле (18):

$$\varepsilon_0 = mc^2\left(\omega/2\nu\omega_{c,\nu,p} + \nu\omega_{c,\nu,p}/2\omega\right). \qquad (25)$$

Согласно (25) энергия электрона может быть найдена, используя параметры ω, ν, $\omega_{c,\nu,p}$.

Относительная точность энергии электронного пучка определяется из (25) следующей приближенной формулой:

$$\delta\varepsilon/\varepsilon \cong \delta\omega/\omega - \delta\omega_{c,\nu,p}/\omega_{c,\nu,p} \cong \delta\omega/\omega - \delta B/B. \qquad (26)$$

Отсюда следует, что $\delta\varepsilon/\varepsilon$ зависит от точности измерения частоты лазера и от точности измерения магнитного поля B.

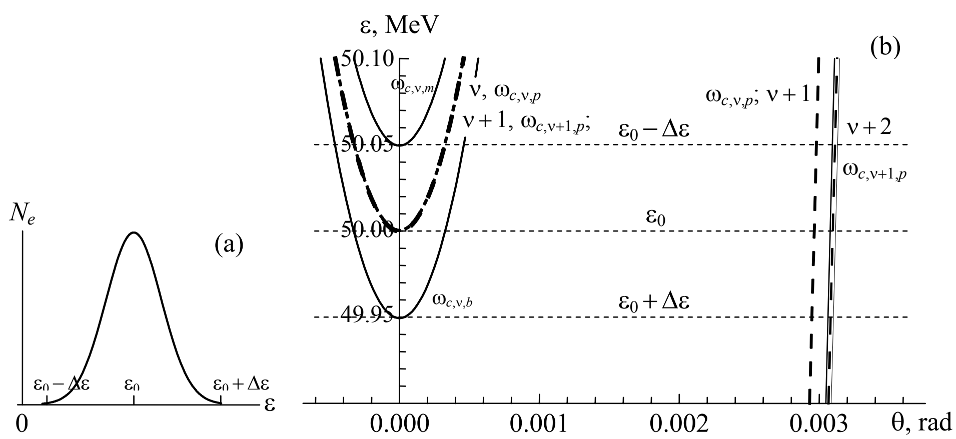


Рис.5. (a) Гауссовское распределение энергии электронов. (b) Зависимость энергии электронов ε от угла θ при различных параметрах ω_c и ν (см. (25)). Используемые здесь параметры: $\omega_{c,\nu,m} = 0.83415\times10^{11}$ c^{-1}, $\omega_{c,\nu,p} = 0.83498\times10^{11}$ c^{-1}, $\omega_{c,\nu+1,p} = 0.76472\times10^{11}$ c^{-1}, $\omega_{c,\nu,b} = 0.83584\times10^{11}$ c^{-1}, $\nu = 11$, $\lambda = 1.06\times10^{-3}$ см.

Величину $\omega_{c,\nu,p}$ можно определить (рис.5,6), если принять во внимание разброс энергии электронного пучка. Интервалы углов $\delta\theta_\nu$, $\delta\theta_{\nu+1}$, $\delta\theta_{\nu+2}$ при $\omega_{c,\nu,p}$, которые дают вклад в поглощение фотонов электронами, могут быть найдены по формулам (19), (22). Численные оценки показывают, что $\delta\theta_{\nu+2} < \delta\theta_{\nu+1} \ll \delta\theta_{\nu}$, то есть при определении $\omega_{c,\nu,\,p}$ наибольший вклад в процесс поглощения дают фотоны, распространяющиеся в интервале углов $\delta\theta_{\nu}$.

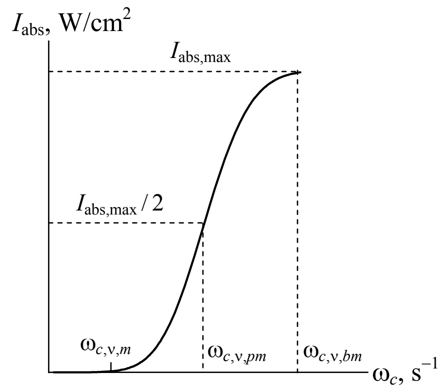


Рис.6. Зависимость интенсивности $I_{\rm abs}$ поглощения фотона электронами от ω_c. Используемые здесь параметры: $\omega_{c,\,\nu,\,m} = 0.83415\times10^{11}$ см$^{-1}$, $\omega_{c,\,\nu,\,p} = 0.83498\times10^{11}$ см$^{-1}$, $\omega_{c,\nu,b} = 0.83584\times10^{11}$ см$^{-1}$, $\lambda = 1.06\times10^{-3}$ см, $\nu = 11$.

Очевидно, что измерение ε_0 и $\varepsilon_0 - \Delta\varepsilon$ (рис.5b) методом, описанным выше, позволяет также найти реальный разброс электронного пучка $\Delta\varepsilon$.

3. Влияние дифракции света на поглощение фотонов

Известно, что пучок света диаметром D из-за дифракции расходится в диапазоне углов $0 \le \theta \le \theta_d \cong \lambda/D$ вокруг направления волнового вектора **k**. Распределение интенсивности света в зависимости от угла дифракции θ определяется выражением [23]

$$I(\theta) = I_0\left[2J_1(\psi)/\psi\right]^2, \tag{27}$$

где $\psi = Dk\theta/2$, $k = \omega/c$, $J_1(\psi)$ является цилиндрической функцией Бесселя первого порядка, I_0 – интенсивность света, распространяющегося в направлении $\theta = 0$. Заметим, что частота света из-за дифракции не меняется.

Для интересующих нас параметров электронного и лазерного пучков имеем $\theta \ll \theta_d$. Очевидно, что фотоны могут быть поглощены, если только они распространяются под углами $\theta_{\nu+1} < \theta_d$ и $\theta_{\nu+2} < \theta_d$. Из (27) также следует соотношение $I(\theta_\nu) \gg I(\theta_{\nu+1}) \gg I(\theta_{\nu+2})$, которое является важным при измерении $\omega_{c,\nu,\,p}$.

4. Оценка интенсивности лазера, необходимого для поглощения фотонов

Известно, что в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны и в магнитном поле электроны могут быть ускорены из-за поглощения лазерных фотонов [3,4,7-12]. Интенсивность лазера, необходимая для поглощения фотона электроном, может быть найдена, используя классическую формулу для роста энергии электрона [4,6,8,10-12] и учитывая формулы (1), (4):

$$\Delta\gamma \cong \xi\omega\ell_a\beta_\perp \cong \xi\omega\,\ell_a\sqrt{2\nu\omega_c/\omega\gamma_0}\ . \tag{28}$$

Здесь $\xi = eE/mc\omega$ – параметр интенсивности лазера, E – амплитуда электрического поля электромагнитной волны, ℓ_a – длина формирования поглощения фотона в течение времени $t_a = \ell_a/c$. Если на длине магнита $L_M > \ell_a$ электрон поглощает фотон с энергией $\Delta\varepsilon = \hbar\omega$, то соотношение (28) может быть написано в виде

$$\hbar\omega \cong 19.46\,\ell_a\sqrt{I_{\rm las}}\sqrt{2\nu\omega_c/\omega\gamma_0}\ . \tag{29}$$

Здесь мы использовали соотношение между лазерной интенсивностью $I_{\rm las}$ и амплитудой электрического поля E электромагнитной волны [23]:

$$E\left[\text{В/см}\right] = 19.46\sqrt{I_{\rm las}\left[\text{Вт/см}^2\right]}\,. \tag{30}$$

Для интенсивности лазера, необходимой для поглощения фотона электроном, из соотношений (29), (25) и (9) можно получить следующее приближенное значение:

$$I_{{\rm las},a}\left[\text{Вт/см}^2\right] \cong \left(\left(\left(1+\alpha^2\gamma_0^2\right)\big/38.92\ \gamma_0\right)\hbar\omega\left[\text{эВ}\right]/\lambda\left[\text{см}\right]\right)^2. \tag{31}$$

Например, для параметров, относящихся к нашему случаю ($\gamma_0 = 100$, $\alpha = 3\times10^{-3}$ рад $\lambda = 10.6$ мкм), имеем $I_{{\rm las},a} \cong 10^{-3}$ Вт/см^2.

5. Выбор длины магнита с учетом краевых эффектов

Для выбора длины L_M магнита мы используем формулы (9) и (29). Поскольку на длине ℓ_a, $2\ell_a$,… может быть поглощено электронами только целое число фотонов, то длина L_M магнита, согласно (29), может быть выбрана в пределах

$$\ell_a < L_M < 2\ell_a\,. \tag{32}$$

Условие (32) имеет практическое значение и позволяет использовать однородную часть магнитного поля, а также исключить влияние краевых эффектов.

Из (9) следует, что для электронов высокой энергии, когда $\alpha^2\gamma^2 \gg 1$, ограничение на длину магнита будет $L_M \geq \ell_a \cong 2\lambda/\alpha^2$, т.е. при подходящем выборе λ и α длина магнита может быть выбрана в приемлемых пределах. Например, если $\lambda = 1$ мкм и $\alpha = 3\times10^{-3}$ рад, то $\ell_a \cong 23.6$ см.

6. Исключение влияния сопровождающего излучения электронов

Излучение фотона электроном в рассматриваемых полях может произойти, если длина магнита L_M больше длины формирования излучения фотона l_r, т.е. $L_M > l_r$. Величина l_r может быть найдена согласно формуле [22-24]

$l_r \cong \lambda_r / (1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{k}_r)$, где $1/(1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{k}_r)$ – доплеровский фактор, λ_r – длина волны излучения, $\mathbf{k}_r$ – единичный вектор по направлению излучения. Таким образом, необходимое условие для излучения фотона электроном имеет вид

$$L_M > l_r \cong \frac{\lambda_r}{1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{k}_r}. \tag{33}$$

Известно, что в случае $\gamma \gg 1$ электрон излучает в основном по направлению движения в интервале углов $-1/\gamma \le \alpha_r \le 1/\gamma$ вокруг направления скорости $\mathbf{V}$ электрона, где α_r – угол между векторами $\mathbf{V}$ и $\mathbf{k}_r$. С другой стороны, если величины L_M, γ, α_r заданы, то λ_r будет определяться, согласно (33), выражением

$$\lambda_r \le \frac{L_M \left(1 + \alpha_r^2 \gamma^2\right)}{2\gamma^2}. \tag{34}$$

Отсюда следует, что в случае $\alpha_r = 0$ (т.е. в направлении $\mathbf{V}$) длина излучения будет минимальна: $\lambda_{r,\min} \cong L_M / 2\gamma^2$, а в случае $\alpha_r = 1/\gamma$ эта длина будет $\lambda_r(\alpha_r = 1/\gamma) \cong 2\lambda_{r,\min}$. Например, если $L_M = 20$ см, $\gamma = 100$, то $\lambda_{r,\min} \cong 10^{-3}$ см и $\lambda_r(\alpha_r = 1/\gamma) \cong 2 \times 10^{-3}$ см.

Вместе с тем, как отмечено выше, наибольший вклад в поглощение дается лазерными фотонами, распространяющимися в интервале углов $2\delta\theta_\nu$ вокруг оси z (рис.1). Если детектор (рис.1) расположен на расстоянии l_D от магнита, то поглощение фотонов может быть измерено на поверхности детектора в круге с диаметром $d_D = 2\delta\theta_\nu l_D$. Например, если $l_D = 500$ см, $2\delta\theta_\nu = 10^{-3}$ рад, тогда $d_D = 0.5$ см. В результате, на площадь $\pi d_D^2/4$, в дополнение к лазерному излучению будет падать также излучение электронов с длиной волны $\lambda_r(\alpha_r)$. Выбирая угол падения электронного луча φ (рис.1) и расстояние l_D можно обеспечить условие $\lambda < \lambda_r(\alpha_r)$ на поверхности детектора $\pi d_D^2/4$. Если использовать детектор, чувствительный только к спектру $\lambda < \lambda_r(\alpha_r)$, т.е. регистрирующий только изменение интенсивности лазера из-за поглощения фотонов, то исключается влияние сопровождающего излучения электронов на результат измерения.

7. Влияние поглощения лазерных фотонов на параметры электронного луча

Параметры электронного пучка не будут заметно меняться из-за поглощения лазерных фотонов по следующим причинам:

а) для интересующих нас параметров, согласно (3), имеем $\Delta\varepsilon/\varepsilon = \hbar\omega/\varepsilon \sim 10^{-4}$, поэтому изменение энергии электронного пучка из-за поглощения фотонов будет несущественным;

б) согласно (3), имеем $\Delta P_z / P_z = \hbar\omega\cos\theta/\varepsilon \sim 10^{-4}$. Кроме того, учитывая, что $P_\perp \cong \sqrt{eB2n}$ и $\nu/n \sim 10^{-4}$, получим $\Delta P_\perp / P_\perp \cong \nu/2n \sim 10^{-4}$, то есть изменение направления скорости электрона из-за поглощения лазерных фотонов несущественно.

8. Детектирование поглощения лазерных фотонов

Факт поглощения фотонов электронами может быть установлен, измеряя отношение числа $N_{\text{abs,ph}}$ поглощенных фотонов за время взаимодействия τ_{int} электронного пучка с лазерным пучком на длине ℓ_a к общему количеству лазерных фотонов $N_{\text{tot,ph}}$. Число $N_{\text{abs,ph}}$ фотонов, поглощенных электронным пучком длиной ℓ_{eb}, может быть оценено, если принять во внимание тот факт, что каждый электрон проходит через область ℓ_a взаимодействия только однажды, поглощая один фотон. Если число электронов в пучке равно N_{eb}, тогда $N_{\text{abs,ph}} = N_{e\,b}$, независимо от факта $\ell_{eb} > \ell_a$ или $\ell_{eb} < \ell_a$.

Интенсивность лазера $I_{\text{las},a}$ (или в соответствии с (30) значение и E), необходимая для поглощения одного фотона электроном на длине ℓ_a, может быть найдена из формулы (31). Тогда число фотонов $N_{\text{tot,ph}}$ лазерного пучка, падающего на поверхность S детектора за время τ_{int}, будет

$$N_{\text{tot, ph}} = \left(I_{\text{las,a}} / \hbar\omega\right) S\,\tau_{\text{int}}\,. \tag{35}$$

Параметры лазера ($I_{\text{las},a}, D, \omega$), детектора и магнита ($B, L$) должны быть выбраны так, чтобы изменение интенсивности лазерного пучка из-за поглощения фотонов электронами

$$\eta = N_{\text{abs,ph}} / N_{\text{tot,ph}} = \left(N_{e,b}\,\hbar\omega / I_{\text{las},a}\right)\left(4c / \pi D^2 \ell_a\right) \tag{36}$$

могло быть зарегистрировано детектором. Из (36) следует, что с уменьшением диаметра лазерного пучка D величина η увеличивается. С другой стороны, уменьшение D ограничено по двум причинам: а) для обеспечения эффективного взаимодействия электронов и фотонов диаметр светового пучка должен быть больше, чем диаметр электронного пучка; б) при уменьшении D угол дифракции $\theta_d \cong \lambda / D$ светового пучка увеличивается.

9. Заключение

Показана возможность измерения абсолютной энергии электронного пучка, используя поглощение излучения электронами в однородном магнитном поле, с целью экспериментальной проверки этого метода в области энергии электронов нескольких десятков МэВ. Учтено влияние дифракции лазерного пучка, разброса электронов по энергии и длины формирования поглощения излучения на процесс измерения энергии электронного пучка.

Метод позволяет определять расположение центра распределения электронов по энергиям с относительной точностью до 10^{-4}, а также найти реальный разброс по энергии $\Delta\varepsilon$ электронного пучка. Показано, что параметры электронного пучка не будут заметно меняться в течение измерения энергии, что дает возможность непрерывного контроля энергии электронного луча. Необходимые для регистрации поглощения фотонов быстродействующие детекторы с высокой спектральной чувствительностью в настоящее время производятся промышленно.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.P.Barber, R.A.Melikian**. 7th EPAC, 2000, Vienna. EPAC Conf. Proc., 2000, p.996.
2. **И.А.Гилинский, К.А.Рязанцев**. Изв. Вузов. Радиофизика, **5**, 838 (1964).
3. **J.K.Daugherty, J.Ventura.** Phys. Rev. D, **18**, 1053 (1978).
4. **А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев.** ДАН СССР, **145**, 1259 (1962); ЖЭТФ, **44**, 261 (1963); ЖЭТФ, **50**, 1101 (1966).
5. **W.B.Colson, S.K.Ride.** Appl. Phys., **20**, 61 (1979).
6. **A.Loeb, L.Friedland**. Phys. Rev. A, **33**, 1828 (1986).
7. **A.Loeb, L.Friedland**. Phys. Lett. A, **129**, 329 (1988).
8. **В.П.Милантьев**. УФН, **167**, 3 (1997).
9. **В.П.Милантьев, С.П.Степина**. ЖТФ, **75**, 95 (2005).
10. **J.L.Hirshfield, C.Wang.** Phys. Rev. E, **61**, 7252 (2000).
11. **T.C.Marshall, C.Wang, J.L.Hirshfield**. Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams, **4**, 121301 (2001).
12. **S.V.Shchelkunov et al**. 12th Advanced Accelerator Concepts Workshop. AIP Conference Proceedings, **877**, 880 (2006).
13. **H.R.Jory, A.W.Trivelpiece.** J. Appl. Phys., **39**, 3053 (1968).
14. **А.П.Ишков**. Изв. Вузов. Физика, **2**, 136 (1970).
15. **D.B.Mc Dermott, D.S.Furuno, N.C.Luhmann.** J. Appl. Phys., **58**, 4501 (1985).
16. **Е.Т.Протасевич**. ЖТФ, **65**, 133 (1995).
17. **R.Shpitalnik et al**. J. Appl. Phys., **70**, 1101 (1991).
18. **M.A.LaPointe et al.** Phys. Rev. Lett., **76**, 2718 (1996).
19. **S.Sabchevski, T.Idehara**. Int. J. Infrared and Millimetre Waves, **26**, 669 (2005).
20. **В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский.** Квантовая электродинамика. М., Наука, 1980.
21. **R.A.Melikian, D.P.Barber.** DESY report 98-015, 1998; arxiv: physics/9903007 [physics.acc.-ph].
22. **А.А.Соколов, И.М.Тернов**. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
23. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Теория поля. М., Наука, 1988.
24. **A.Mikhailchenko, E.Bessonov**. Proc. PAC, 2003, p.1963.

ON THE POSSIBILITY OF MEASUREMENT OF THE ELECTRON BEAM ENERGY USING ABSORPTION OF RADIATION BY ELECTRONS IN A MAGNETIC FIELD

R.A. MELIKIAN

A possibility of precise measurement of the electron beam energy using absorption of radiation by electrons in a homogeneous magnetic field for electrons of high energy in the range up to a few hundred GeV, was considered earlier. In this paper, with the purpose of experimental checking of this method in the range of several tens MeV of electrons energies, a possibility of measurement of absolute energy of the electron beam energy with a relative accuracy up to 10^{-4}, is considered. We take into account the influence of laser beam diffraction, of the spread of electrons over energies and of the length of formation of radiation absorption in the electron beam energy measurement process. The laser wavelength and the length of magnet are chosen depending on the length of photon absorption formation. It is found that the kinematical restrictions on the photon absorption process lead to the effect of selection in angles of propagation of photons, which can be absorbed by electrons. It is shown that parameters of the electron beam will not vary noticeably during the energy measurement.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.328-336 (2012)

УДК 621.373

РЕАЛИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЛОГИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА ТОФФОЛИ В Λ-СРЕДАХ

Э.А. ГАЗАЗЯН[1], Г.Г. ГРИГОРЯН[1], В.О. ЧАЛТЫКЯН[1], Д. ШРАФТ[2]

[1]Институт Физических исследований, НАН Армении, Аштарак

[2]Институт прикладной физики, Дармштадский технический университет, Германия

(Поступила в редакцию 28 марта 2012 г.)

Предложена простая реализация вентиля Тоффоли в кристаллических пленках, допированных редкоземельными атомами. В основе предлагаемой схемы лежит адиабатический перенос населенностей в Λ-системе с помощью контринтуитивной и интуитивной последовательностей коротких лазерных импульсов. Проанализирована возможность экспериментальной реализации предлагаемого вентиля.

1. Введение

Универсальный обратимый логический вентиль Тоффоли был впервые рассмотрен в 1980 г. в работе [1], в которой было показано, что любой обратимый процессор можно построить, используя только этот вентиль [2,3]. Трехбитовый вентиль Тоффоли (CCNOT) имеет три входа и три выхода. При этом два бита являются неизменяемыми (контрольные биты), а третий бит (бит цели) меняется тогда и только тогда, когда оба неизменяемых бита имеют значение 1 (см. таблицу истинности CCNOT).

В силу своей универсальности вентиль Тоффоли играет важное значение не только в классических вычислениях обычных булевских функций, но и в квантовой информатике [4-13]. Квантовый вентиль Тоффоли был успешно реализован экспериментально в ионной ловушке [14].

В настоящей работе мы продемонстрируем достаточно простую реализацию полностью оптического вентиля Тоффоли в резонансной среде, состоящей из Λ-атомов. В основе предлагаемой нами схемы лежит циклический адиабатический перенос населенностей методами STIRAP и b-STIRAP, которые достаточно хорошо изучены как теоретически [15-17], так и экспериментально [18-21] не только на отдельных атомах [22,23], но и в среде [24-26]. В качестве твердотельной среды может быть использован кристалл Pr^{3+}:Y_2SiO_5 [27], который уже успешно использован для построения оптического сумматора в эксперименте [28]. Предлагаемая нами схема не требует усовершенствования этого эксперимента и только демонстрирует, что таким же путем можно построить обратимый универсальный процессор. Отметим, что полностью оптические когерентные логические элементы, подобные осуществленным в эксперименте [28] и использующие когерентные взаимодействия резонансных атомов с лазерными импульсами, являются необходимым промежуточным этапом при переходе от классических вычислений к квантовым. В то же время для непосредственного перехода от квантовых логических схем к классическим последние должны содержать в себе только обратимые элементы, подобные вентилю Тоффоли [2].

Таблица истинности вентиля Тоффоли

INPUT			OUTPUT		
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	1	0	1
1	1	0	1	1	1
1	1	1	1	1	0

В простейшей схеме переноса населенностей методом STIRAP используются три невырожденных состояния атома или молекулы: начальное ($|1\rangle$), промежуточное ($|2\rangle$), и конечное состояния ($|3\rangle$), и два интенсивных лазерных импульса, последовательно связывающих эти состояния (см. рис.1). Импульс накачки с частотой Раби Ω_p связывает начальное состояние с промежуточным, а стоксовый импульс с частотой Раби Ω_s связывает промежуточное состояние с конечным. Отличительной чертой STIRAP-а по сравнению с обычным вынужденным комбинационным рассеянием является то, что импульсы включаются в так называемой контринтуитивной последовательности, т.е. стоксовый импульс включается и выключается раньше импульса накачки (см. рис.2). Таким образом, стоксовый импульс включается между незаселенными атомными уровнями, в области перекрытия импульсов происходит перенос населенностей, стоксовый импульс выключается раньше импульса накачки, что предотвращает возвращение атомов в начальное состояние. Если несущие частоты импульсов удовлетворяют условию точного двухфотонного резонанса, а огибающие импульсов удовлетворяют условию адиабатичности взаимодействия, то при такой конфигурации успешно осуществляется эффективный (100%) перенос населенности из одного атомного состояния в другое.

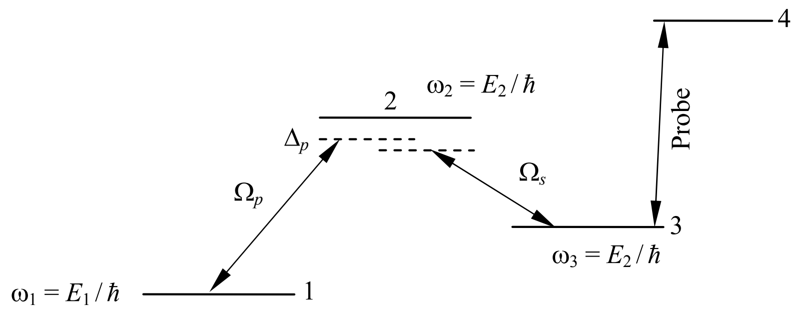


Рис.1. Схема атомных уровней, взаимодействующих с двумя лазерными уровнями. Однофотонные расстройки $\Delta_p = \omega_{21} - \omega_p$, $\Delta_s = \omega_{32} - \omega_s$, где $\omega_{p,s}$ – частоты соответствующих импульсов. Двухфотонная расстройка $\delta_p - \delta_s = 0$.

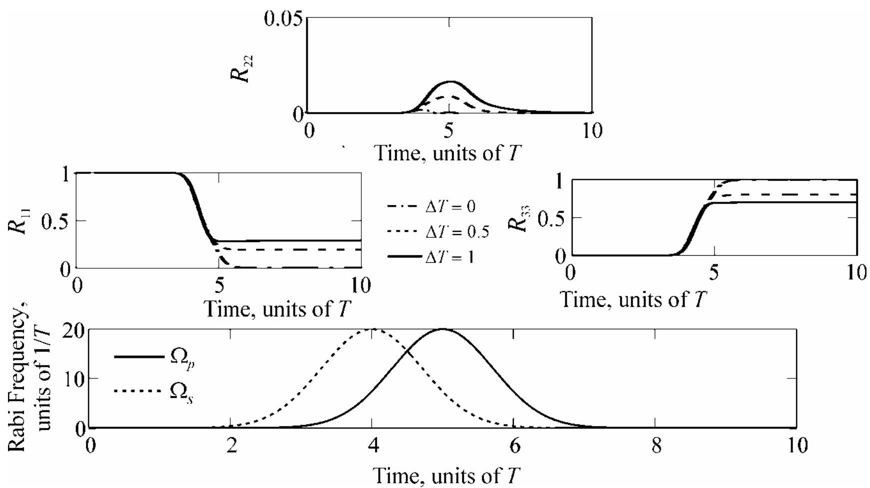


Рис.2. Перенос населенностей с помощью контринтуитивной последовательности импульсов (STIRAP). R_{ii} – населенности соответствующих уровней. Форма импульсов выбрана гауссовской, значение однофотонной расстройки $\Delta T = 10$, $\Omega_p = \Omega_s = 20$, $\tau = 1$.

В то же время в работах [20,21] был экспериментально продемонстрирован и другой, альтернативный метод переноса населенностей, основанный на интуитивной последовательности импульсов, при которой импульс накачки включается раньше стоксового импульса. В отличие от метода STIRAP, в котором перенос населенности осуществляется через темное состояние (dark state, см. далее), при интуитивной последовательности лазерных импульсов перенос населенностей осуществляется через светлое состояние (bright state). Такой перенос атомных населенностей был назван авторами работы [20] b-STIRAP. Возможность осуществления такого переноса на отдельном атоме была предсказана и теоретически проанализирована в работе [23] и детально проанализирована в среде в работе [26].

Отметим, что для атома, находящегося в состоянии $|3\rangle$, последовательность импульсов, приведенная на рис.2, является интуитивной. Таким образом, благодаря возможности переноса атомных населенностей методом b-STIRAP, Λ-система является полностью обратимой системой в том смысле, что с помощью одной и той же последовательности импульсов атомную населенность можно перевести как из состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$, так и из состояния $|3\rangle$ в состояние $|1\rangle$.

2. Математическая модель и условия осуществления переноса населенностей в среде

Гамильтониан взаимодействия для системы, приведенной на рис.1, в резонансном приближении при условии точного двухфотонного резонанса ($\Delta_p = \Delta_s = \Delta$) имеет три собственных вектора:

$$
\begin{aligned}
|d\rangle &= \cos\theta e^{-i\varphi_p}|1\rangle - \sin\theta e^{-i\varphi_s}|3\rangle, \\
|b_1\rangle &= \sin\theta\cos\Phi e^{-i\varphi_p}|1\rangle - \sin\Phi|2\rangle + \cos\theta\cos\Phi e^{-i\varphi_s}|3\rangle, \\
|b_2\rangle &= \sin\theta\sin\Phi e^{-i\varphi_p}|1\rangle + \cos\Phi|2\rangle + \cos\theta\sin\Phi e^{-i\varphi_s}|3\rangle.
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Углы, входящие в выражения (1) определяются следующим образом:

$$
\tan\theta(t,x) = \Omega_p/\Omega_s; \quad \Omega(t,x) = \sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_s^2}; \quad \tan 2\Phi(t,x) = 2\Omega/\Delta_p. \tag{2}
$$

На входе в среду при $\Delta > 0$ угол Φ изменяется от 0 до некоторого максимального значения, которое меньше, чем $\pi/4$ ($\Phi \to \pi/4$ при $\Delta \to 0$), и снова уменьшается до нуля при выключении поля. В случае $\Delta < 0$ угол Φ изменяется в области $(\pi/4, \pi/2]$ ($\Phi \to \pi/2$ при выключении поля). При интуитивной последовательности включения импульсов угол $\theta(t \to -\infty) \to \pi/2$, а $\theta(t \to \infty) \to 0$,
в то время как в случае контринтуитивной последовательности включения $\theta(t \to -\infty) \to 0$, а $\theta(t \to \infty) \to \pi/2$.

При адиабатическом взаимодействии рассматриваемой системы в зависимости от начального состояния атома может реализоваться одно из трех собственных состояний, определенных в (1). Так, например, состояние $|b_2\rangle$ может реализоваться, если до взаимодействия атом находился в возбужденном состоянии $|3\rangle$. Если до взаимодействия с импульсами атом находился в состоянии $|1\rangle$, то при контринтуитивном включении импульсов получаем состояние $|d\rangle$, а при интуитивном включении – состояние $|b_1\rangle$. Поскольку при контринтуитвном включении угол θ изменяется от 0 до $\pi/2$, то после выключения импульсов атом оказывается в состоянии $|3\rangle$ (см. рис.2 при $\gamma T = 0$). Аналогичный перенос населенностей происходит через состояние $|b_1\rangle$ (рис.3 при $\gamma T = 0$).

Таким образом, для эффективного переноса населенностей необходимо обеспечить адиабатичность взаимодействия атома с лазерными импульсами. Как известно [15,29], адиабатичность взаимодействия на одном атоме может быть обеспечена при следующих условиях:

$$\Omega^2 T/|\Delta| \gg 1, \quad |\Delta T| \gg 1, \tag{3}$$

где T – длительность взаимодействия. При переходе к макроскопическому объему условий, обеспеченных на одном атоме, уже недостаточно. Из-за обмена энергией между импульсами и между импульсами и средой форма импульсов может существенно изменяться и рассмотренная выше динамика изменений углов может нарушаться. На больших длинах распространения может нарушаться также адиабатичность взаимодействия. Детальное исследование адиабатичности взаимодействия в среде и эффективного переноса населенностей было проведено в работах [24-26], в которых было показано, что при распространении в среде можно пренебречь изменением формы импульсов на длинах, ограниченных условиями

$$\frac{qL}{\Omega^2 T} \ll 1, \quad \frac{qL}{\Delta^2 T} \ll 1. \tag{4}$$

Здесь L – длина среды, а q – параметр связи, $q = \max\{q_p, q_s\}$, $q_{p,s} = \left(2\pi\omega_{p,s} d_{p,s}^2 / \hbar c\right) N$, $d_{p,s}$ – дипольные моменты соответствующих переходов, N – плотность атомов в среде. На таких длинах прохождения адиабатичность взаимодействия сохраняется и осуществляется эффективный перенос населенностей как при интуитивной, так и контринтуитивной последовательностях импульсов.

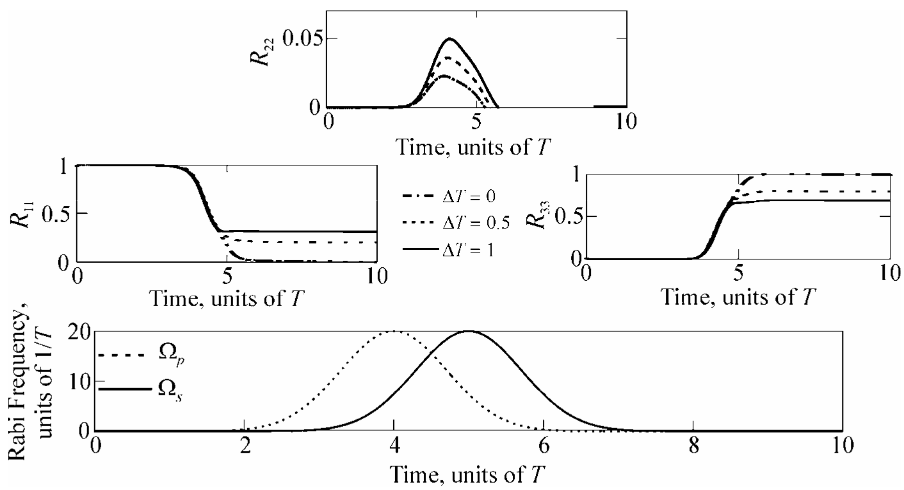


Рис.3. Перенос населенностей с помощью интуитивной последовательности импульсов (b-STIRAP). Параметры те же, что и на рис.2.

Релаксационные процессы могут приводить к перемешиванию волновых функций, поэтому для полного анализа динамики взаимодействия необходимо решать уравнения для матрицы плотности [30]. Численные решения этих уравнений приведены на рис.2 (STIRAP) и рис.3 (b-STIRAP). Как видим, в случае коротких импульсов при достаточно большой однофотонной расстройке (много большей ширины возбужденного уровня) релаксационные процессы не оказывают существенного влияния на перенос населенностей, длительности которых много меньше времени релаксации, однако эффективность переноса населенностей существенно ухудшается, когда эти времена становятся одного порядка. Таким образом, для эффективного переноса населенностей необходимо использовать достаточно короткие, но интенсивные импульсы, длительность которых много меньше времени релаксации, но ширина спектра которых много меньше однофотонной расстройки от резонанса, чтобы выполнялись условия (3). Подходящим диапазоном длительностей лазерных импульсов является пикосекундный диапазон. Отметим, что переход к пикосекундному диапазону позволяет не только избежать релаксационных потерь, но и увеличить скорость работы процессора.

3. Логический вентиль Тоффоли

Рассмотрим теперь, как, используя перенос населенностей в среде, состоящей из Λ-атомов, можно реализовать вентиль Тоффоли. На первый и второй вход подаются импульс накачки и импульс Стокса в контринтуитивной последовательности (частоты импульсов связаны условием двухфотонного резонанса). При этом отсутствие импульса соответствует значению нуль, а наличие импульса соответствует единице. На третий вход подается состояние атома до взаимодействия с импульсами (см. далее). При этом атомному состоянию $|1\rangle$ соответствует значение 0, а атомному состоянию $|3\rangle$ – значение 1.

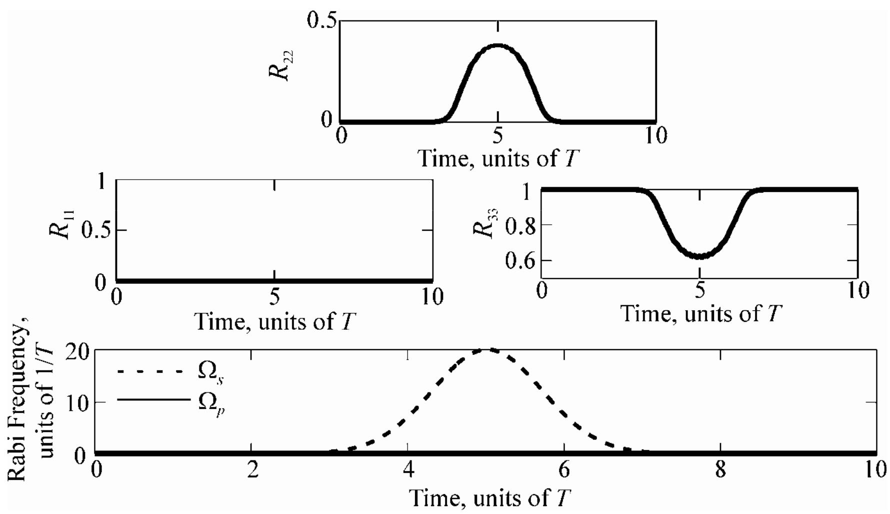


Рис.4. Адиабатическое изменение населенностей двухуровневой системы при тех же параметрах.

Если импульсы на входе отсутствуют, то атом остается в исходном состоянии (первые две строки в таблице истинности). Если атом находится в состоянии, соответствующем 0, и отсутствует импульс накачки, то состояние атома не изменяется (третья строка таблицы истинности). Аналогичная стоксовый импульс (шестая строка). Четвертая и пятая строки таблицы истинности соответствуют редукции Λ-системы к двухуровневой системе. Как известно [29,30], при адиабатическом взаимодействии с двухуровневой системой одного импульса после окончания взаимодействия атом возвращается в исходное состояние (см. рис.4). Адиабатичность взаимодействия в этом случае осуществляется выбором большой однофотонной расстройки.

Когда на вход подаются оба импульса, седьмая и восьмая строка таблицы истинности соответствуют переносу населенностей методом STIRAP, если атом находился в состоянии 0, и методом b-STIRAP, если атом находился в состоянии 1.

Для экспериментальной реализации когерентного оптического вентиля может быть использован переход $^3H_4 \longrightarrow {}^1D_2$ кристалла $Pr^{3+}:Y_2SiO_5$ и результаты экспериментов [20,28]. Система приводится (подготавливается) к Λ-конфигурации выжиганием спектральной дырки (детали приведены в процитированной работе). Атомы среды подготавливаются в состоянии $|1\rangle$ с помощью оптической накачки (если на входе значение бита цели должно соответствовать 0). Для получения на входе значения бита цели 1 атомы среды, подготовленные в состоянии $|1\rangle$, переводятся в состояние $|3\rangle$ методом STIRAP. Для регистрации бита цели на выходе может быть использовано дополнительное резонансное пробное поле (см. рис.1), которое переводит атомы из состояния $|3\rangle$ в состояние $|4\rangle$. Резонансная флуоресценция с этого уровня будет фиксироваться в эксперименте тогда и только тогда, когда атомы среды переведены в состояние $|3\rangle$ (т.е. состояние бита цели на выходе равно 1). Отсутствие подобной флуоресценции будет соответствовать значению бита цели 0. При этом оптическая длина среды должна быть достаточно большой для регистрации резонансной флуоресценции, но удовлетворять ограничениям (4). Чтобы такая процедура не нарушала обратимости вентиля, необходимо, чтобы атом с уровня $|4\rangle$ мог релаксировать только на уровень $|3\rangle$. При отсутствии подходящего уровня состояние атома на выходе можно определять косвенно, как в эксперименте [28].

4. Заключение

Эффективный адиабатический перенос атомных населенностей в Λ-системе с большими однофотонными расстройками от резонанса методами STIRAP и b-STIRAP делают Λ-систему полностью обратимой при взаимодействии с короткими лазерными импульсами, длительности которых много меньше релаксационных времен. Если ширина поперечной релаксации системы порядка 1000 МГц или меньше, а длительности лазерных импульсов T порядка 10^{-10} с, то одной и той же последовательностью импульсов вся населенность атомов может быть переведена из одного основного состояния в другое и обратно без потерь. При этом, если оптическая длина среды удовлетворяет определенным ограничениям, то изменением лазерных импульсов при распространении можно также пренебречь. Так, например, при объемной плотности резонансных ато-мов 10^{14} см$^{-3}$, однофотонной отстройке $\Delta T = 10$ и обобщенной частоте Раби $\Omega T = 20$ длина среды может быть порядка миллиметра. При таких условиях мы продемонстрировали возможность реализации полностью оптического обратимого универсального логического элемента в твердотельной среде, используя циклический когерентный перенос населенностей. С помощью цепочки таких элементов может быть сконструирован полностью оптический обратимый процессор.

Работа выполнена в рамках Международных грантов Volkswagen Stiftung I/84 953, ANSEF-optPS-2911 и гранта Министерства образования и науки РА 11-1c124.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T.Toffoli.** Reversible computing, Technical Report MIT/LCS/TM-151. Cambridge, Massachusetts, 1980.
2. **M.Nielsen, I.C.Chuang.** Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
3. **G.Benenti, G.Casati, G.Strini.** Principles of Quantum Computation and Information, vol.1, World Scientific, 2007.
4. **J.K.Pachos, P.L.Knight.** Phys. Rev. Lett., **91**, 107902 (2003).
5. **L.M.Duan, B.Wang, H.J.Kimble.** Phys. Rev. A, **72**, 032333 (2005).
6. **Ch.Hang, Y.Li, L.Ma, G.Huang.** Phys. Rev. A, **74**, 012319 (2006).
7. **Chang-Yong Chen, M.Feng, Ke-Lin Gao.** Phys. Rev. A, **73**, 064304 (2006).
8. **T.C.Ralph, K.J.Resh, A.Gilchrest.** Phys. Rev. A, **75**, 022313 (2007).
9. **R.Ionicioiu, T.P.Spiller, W.J.Munro**. Phys. Rev. A, **80**, 012312 (2009).
10. **Q.Lin, J.Li.** Phys. Rev. A, **79**, 022301 (2009).
11. **J.Fiurášek.** Phys. Rev. A, **73**, 062313 (2006).
12. **B.P.Lanyon, M.Barbieri, M.P.Almeida, et al.** Nature Physics, **5**, 134 (2009).
13. **M.S.Tame, Ş. K.Özdemir, M.Koashi, N.Imoto, M.S.Kim.** Phys. Rev. A, **79**, 020302(R) (2009).
14. **T.Monz, K.Kim, W.Hänsel, M.Riebe, et al.** Phys. Rev. Lett., **102**, 040501 (2009).
15. **K.Bergman, H.Theuer, B.Shore.** Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (2004).
16. **N.V.Vitanov, B.W.Shore, K.Bergman.** Adv. Atom., Mol., Opt. Phys., **46**, 55 (2001).
17. **P.Kral, I.Thanopulos, M.Shapiro.** Rev. Mod. Phys., **79**, 53 (2007).
18. **A.T.Nguen, G.D.Chem, D.Budker, M.Zolotorev.** Phys. Rev. A, **63**, 013406 (2000).
19. **H.Goto, K.Ishimira.** Phys. Rev. A, **74**, 053410 (2006).
20. **J.Klein, F.Beil, T.Halfmann.** Phys. Rev. A, **78**, 033416 (2008).
21. **J.Klein, F.Beil, Th.Halfmann.** Phys. Rev. Lett., **99**, 113003 (2007).
22. **R.G.Unanyan, B.W.Shore, K.Bergmann.** Phys. Rev. A, **63**, 517 (2001).
23. **A.Rangelov, N.Vitanov, L.P.Yatsenko, B.W.Shore, T.Halfman, K.Bergmann.** Phys. Rev. A, **72**, 053403 (2005).
24. **I.E.Mazets, B.G.Matisov**. Quantum and Semiclass. Opt., **8**, 909 (1996).
25. **V.O.Chaltykyan, G.G.Grigoryan, G.V.Nikogosyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013819 (2003).
26. **G.G.Grigoryan, G.Nikoghosyan, T.Halfmann, Y.T.Pashayan-Leroy, C.Leroy, S.Guerin.** Phys. Rev. A, **80**, 033402 (2009).
27. **M.Nilsson, L.Rippe, S.Kroll, R.Klieber, D.Sutter.** Phys. Rev. B, **70**, 214116 (2004).
28. **F.Bell, T.Halfmann, F.Remacle, R.D.Levin.** Phys. Rev. A, **83**, 033421 (2011).
29. **M.L.Ter-Mikaelyan.** Phys. Usp., **40**, 1195 (1997).
30. **B.W.Shore.** The Theory of Coherent Atomic Excitation. New York, Wiley, 1990.

ԹՈՖՈԼԻԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՏՐԱՄԱԲԱՆԱԿԱՆ ԷԼԵՄԵՆՏԻ ԻՐԱԿԱՆԱՑՈՒՄԸ Λ-ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Վ.Օ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ, Դ. ՇՐԱՖՏ

Առաջարկված է օպտիկական Թոֆոլիի փականի պարզ իրականացում: Առաջարկված սխեմայի հիմքում ընկած է Λ-համակարգում բնակեցվածությունների ադիաբատային տեղափոխումը՝ կոնտրինտուիտիվ և ինտուիտիվ հաջորդականությամբ կարճ լազերային իմպուլս-ների օգնությամբ: Վերլուծված է առաջարկված փականի փորձարարական իրականացման հնարավորությունը:

IMPLEMENTATION OF ALL-OPTICAL TOFFOLI GATE IN Λ-MEDIA

E.A. GAZAZYAN, G.G. GRIGORYAN, V.O. CHALTYKYAN, D. SCHRAFT

We propose a simple realization of optical Toffoli gate. The proposed scheme is based on the adiabatic population transfer in a Λ-system by means of counterintuitive and intuitive sequences of short laser pulses. The possibility of experimental realization of the proposed gate in films of rare-earth-ion doped crystals is discussed.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.337-341 (2012)

УДК 538.566

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИЙ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ

Г.Г. АДОНЦ[1], Э.Г. КАНЕЦЯН[1], М.А. АРЗАКАНЦЯН[2,3]

[1]АОЗТ “Лазерная техника”, Ереван

[2]Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван

[3]LULI, Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, UPMC; Route de Saclay, 91128, Palaiseau, France

(Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г.)

Теоретически исследовано вращение плоскости поляризации зондирующего сигнала под действием опережающего его во времени интенсивного импульса с учетом оптической накачки атомов в резонансной среде. Найдена формула для угла поворота плоскости поляризации зондирующего сигнала, из которой вытекает, что изменение плоскости поляризации обусловлено двумя процессами: радиационным распадом атома и столкновениями, приводящими к перераспределению атомов по магнитным подуровням. Показано, что предлагаемая методика позволяет непосредственно измерять большие времена столкновений атомов на фоне малых времен радиационного распада.

В последнее время активно исследуются нелинейные эффекты, связанные с оптической когерентностью в поле поляризованного лазерного излучения в многоуровневых резонансных средах [1-13].

Одной из важных характеристик атомной системы с вырожденными уровнями является время распада поляризации. Времена распада поляризации различны для круговой и плоской поляризаций: плоскую поляризацию ансамбль атомов излучает, если он выстроен, круговую – если ориентирован. Поэтому эти времена называются временем распада выстраивания и ориентации, соответственно. Времена распада поляризации системы существенно отличаются для возбужденного и основного состояний. Обычные методы линейной спектроскопии [14] позволяют измерять эти времена только для возбужденных уровней.

Особый интерес представляет изучение явления оптической накачки, так как на основе данного явления работает ряд приборов квантовой электроники. Обычно задачи, в которых теоретически рассматривается явление оптической накачки, решаются в стационарном случае, т.е. предполагается, что длительности импульсов значительно больше, чем времена релаксации в системе. При этом за время взаимодействия света со средой устанавливается стационарное распределение заселенностей по магнитным подуровням.

В настоящей работе развита теория поляризационного метода для определения времен релаксаций поляризации как для основного, так и для возбужденного уровней с учетом оптической накачки атомов. Суть метода заключается в изучении резонансного поворота плоскости поляризации пробного сигнала под действием смещенного во времени интенсивного импульса. В отличие от поляризационной спектроскопии насыщения в предлагаемом методе непосредственно измеряется длительность процессов релаксации поляризаций.

Рассмотрим прохождение электромагнитного излучения с электрическим вектором

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}(z,t)e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^*(z,t)e^{i\omega t} \tag{1}$$

через резонансную среду, состоящую из идентичных двухуровневых атомов.

В изолированном состоянии энергетические уровни атомов вырождены по проекции полного момента количества движения. В случае вырожденных систем удобно проводить вычисления в представлении неприводимых тензорных операторов (представление поляризационных моментов или κq-представление [15-21]). В этом представлении удается диагонализировать матрицу релаксаций и ввести эффективные времена релаксаций $\gamma(\kappa)$, зависящие от суммарного момента количества движения κ и не зависящие от ее проекции q. Эти характерные времена распада мультипольных моментов уровней ($\kappa = 0$ – заселенности, $\kappa = 1$ – ориентации, $\kappa = 2$ – выстраивания) имеют наглядный физический смысл и характеризуют распад атомной системы в полях с различной поляризацией (круговой, линейной). Такой подход позволяет корректно описать релаксацию в системе подуровней, связанную как с релаксацией заселенности, так и с релаксацией когерентности между магнитными подуровнями в поле волны.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением резонансного перехода $nS_{1/2} \to n'P_{1/2}$. В этом случае в дипольном приближении в матрице плотности $\rho_{ij}(\kappa q)$ (i, j нумеруют энергетические уровни атома) отличными от нуля будут компоненты с $\kappa = 0{,}1$. Эти компоненты характеризуют, соответственно, полную заселенность и ориентацию атомного уровня ($i = j = 1,2$).

Самосогласованная система уравнений для матрицы плотности атомов и поля (1) имеет вид

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z}\right)\rho_{\substack{11\\22}}(00) + \frac{\gamma^0_{\substack{11\\22}}}{2}\left(\rho_{\substack{11\\22}}(00) - \frac{1}{\sqrt{2}}\delta_{11}\right) = \frac{id^*}{\hbar\sqrt{12}}\left[E^*_{\mp}\rho_{12}(1,\mp1) - E^*_{\pm}\rho_{12}(1,\pm1) + \text{c.c.}\right],\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\gamma^1_{\substack{11\\22}}}{2}\right)\rho_{\substack{11\\22}}(10) = -\frac{id^*}{\hbar\sqrt{12}}\left[E^*_{\pm}\rho_{12}(1,\pm1) + E^*_{\mp}\rho_{12}(1,\mp1) + \text{c.c.}\right],\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} - i\varepsilon + \frac{\gamma^1_{12}}{2}\right)\rho_{12}(1,\mp1) = \pm\frac{id^*}{\hbar\sqrt{12}}E_{\mp}\left[\rho_{11}(00) \mp \rho_{11}(10) - \rho_{22}(00) \mp \rho_{22}(10)\right],\\
&\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E_{\pm} = \mp\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[2N\frac{d^*}{\sqrt{6}}\int dv W(v)\rho_{12}(1,\pm1)\right],
\end{aligned} \tag{2}$$

где $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$ – циркулярные компоненты волны, $\left(\gamma_{ii}^{\kappa=0.1}\right)^{-1}$ – соответственно, времена релаксации полной заселенности и ориентации, γ_{12}^{1} – однородная ширина (времена релаксации и однородная ширина определяются как радиационными процессами, так и столкновениями атомов), $W(v)$ – доплеровское распределение атомов по скоростям, d – приведенный матричный элемент перехода, $\varepsilon = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса, N – плотность атомов.

Предположим, что поле излучения (1) состоит из интенсивного $E_S(z,t)$ и пробного $E_W(z,t)$ импульсов, распространяющихся во встречных направлениях и смещенных во времени на промежуток τ:

$$\begin{aligned} E(z,t) &= E_S(z,t)e^{i\omega z/c} + E_S^*(z,t)e^{-i\omega z/c} + \\ &+ E_W(z,t)e^{-i\omega' z/c}e^{i(\omega-\omega')t} + E_W^*(z,t)e^{i\omega' z/c}e^{-i(\omega-\omega')t}, \end{aligned} \tag{3}$$

где

$$E_S(z,t) = \begin{cases} E_S(z), \text{ если } t < 0, \\ 0, \text{ если } t > 0, \end{cases}$$

$$E_W(z,t) = \begin{cases} 0, \text{ если } t < \tau, \\ E_W(z), \text{ если } t > \tau, \end{cases}$$

$E_S(z)$, $E_W(z)$ – медленно меняющиеся амплитуды.

На входе в резонансную среду интенсивная волна поляризована циркулярно ($E_{S+} \neq 0,\ E_{S-} = 0$), а слабая – линейно вдоль оси x.

Решая систему уравнений (2) с полем (3) находим, что в среде происходит изменение плоскости поляризации пробного сигнала. Наряду с x-компонентой поляризации на выходе появляется также y-компонента поляризации, которая в первом нелинейном приближении по интенсивному полю равна

$$\left|E_{Wy}\right| = \left|E_{Wx}(0)\right| q\xi_{S+}\left[\frac{2}{\gamma_{11}^{1}}e^{-\gamma_{11}^{1}\tau/2} + \frac{2}{\gamma_{22}^{1}}e^{-\gamma_{22}^{1}\tau/2}\right], \tag{4}$$

где $\xi_{S+} = \dfrac{|d|^2\left|E_{S+}\right|^2}{2\sqrt{2}\hbar^2}\displaystyle\int\frac{\gamma_{12}^{1}W(v)dv}{\left(\gamma_{12}^{1}\right)^2/4 + (\varepsilon - \omega v/c)^2}$ – параметр интенсивности сильной волны, $q = N\left|\dfrac{id}{\hbar\sqrt{2}}\displaystyle\int\frac{W(v)dv}{-i\omega v/c - i\varepsilon' + \gamma_{12}^{1}/2}\right|$, $\varepsilon' = \omega' - \omega_0$ – расстройка резонанса пробной волны.

Из представленной формулы (4) видно, что релаксация изменения плоскости поляризации обусловлена двумя процессами: релаксацией ориентации возбужденного и релаксацией ориентации основного уровня. Релаксация возбужденного уровня определяется как радиационным распадом атома, так и столкновениями, приводящими к перераспределению атомов по магнитным подуровням; а релаксация основного уровня – только столкновениями атомов. В разреженных газах, когда столкновительное уширение мало, время релаксации ориентации возбужденного состояния в основном определяется быстрым радиационным распадом атома, а основного состояния – медленными столкновениями.

Из формулы (4) видно, что измеряя на выходе из среды *y*-компоненту поляризации пробного излучения в зависимости от времени задержки между накачкой и пробным сигналом, можно определять характерные и релаксационные времена распада системы γ_{11}^{1} и γ_{22}^{1}.

Отметим также, что τ есть время задержки пробного излучения относительно сильного излучения, т.е. $\tau < 0$ – это случай, когда слабая волна опережает сильную. Но поскольку, анизотропию создает сильная волна, то в этом случаи нет вышеописанного явления.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет непосредственно измерять большие времена столкновений атомов на фоне малых времен радиационного распада.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.G.Adonts, E.G.Kanetsian.** Opt. Appl., **34**, 331 (2004).
2. **G.G.Adonts, E.G.Kanetsian.** Book of the Conference “Beyond Einstein – Physics for the 21st Century”, Bern, Switzerland, 2005, p.39.
3. **M.Y.Agre.** Book of the Conference “Beyond Einstein – Physics for the 21st Century”, Bern, Switzerland, 2005, p.39.
4. **T.V.Kuznetsova, J.M.Jarmoshenko, A.N.Titov, et al.** Book of the Conference “Beyond Einstein – Physics for the 21st Century”, Bern, Switzerland, PP-26-TUTH, 2005, p.43.
5. **G.G.Adonts, E.G.Kanetsian.** EOC topical meeting on nonlinear optics, Paris, France, 16-19 October, 2006, p.205.
6. **Г.Г.Адонц, Э.Г.Канецян.** Опт. и спектр., **98**, 368 (2005).
7. **D.Sarkisyan, A.Papoyan,** Technical Digest of the XVI Internat. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO’98), Moscow, Russia, 1998, p.23.
8. **A.V.Papoyan, R.G.Unanyan, K.Bergmann.** Verhandlungen der Deutshen Physikalishen Gessellschaft, **4**, 414 (1999).
9. **E.Ignesti, S.Cavalieri, L.Fini, E.Sali, R.Eramo, M.V.Tognetti, R.Buffa.** Laser Physics, **20**, 1132 (2010).
10. **R.M.Camacho, M.V.Pack, J.C.Howell, et al.** Phys Rev. Lett., **98**, 153601 (2007).
11. **В.А.Макаров, Л.А.Перешогин, Н.Н.Потравкин.** Опт. и спектр., **109**, 778 (2010).
12. **R.Buffa, S.Cavalieri, M.V.Tognetti.** Phys. Rev. A, **69**, 033815 (2004).
13. **М.Ю.Сайгин, А.С.Чиркин.** ЖЭТФ, **138**, 16 (2010).
14. **Е.Б.Александров, Г.И. Хвостенко, М.П.Чайка.** Интерференция атомных состояний. М., Наука, 1991.
15. **M.Omont.** J. Phys. (Paris), **26**, 26 (1965).
16. **M.Omont.** Progr. Quant. Electr., **5**, 70 (1977).
17. **С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин.** Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, Наука, 1979.
18. **C.Cohen-Tannodji, F.Laloe.** J. Phys. (Paris), **28**, 505 (1967).
19. **M.Ducloy.** Phys. Rev. A, **8**, 1844 (1973).
20. **M.Ducloy**. Phys. Rev. A, **9**, 1319 (1974).
21. **Б.Деком, М.Дюмон, М.Дюклой.** Лазерная спектроскопия атомов и молекул. М., Мир, 1979.

ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՌԵԼԱԿՍԱՑԻԱՅԻ ԺԱՄԱՆԱԿՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈւՄԸ

Գ.Հ. ԱԴՈՆՑ, Հ.Գ. ԿԱՆԵՑՅԱՆ, Մ.Ա. ԱՐՋԱՔԱՆՑՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է զոնդող ազդանշանի բևեռացման հարթության պտույտը նրան նախորդող ուժեղ լույսի դաշտում ռեզոնանսային միջավայրում հաշվի առնելով ատոմների օպտիկական մղումը: Ցույց է տրված, որ բևեռացման պտույտի փոփոխությունը պայմանավորված է երկու պրոցեսներով՝ ատոմի ռադիացիոն տրոհմամբ և մագնիսական ենթամակարդակների վերաբաշխման բախումներով: Ցույց է տրված, որ մեթոդը հնարավորություն է տալիս ատոմների ռադիացիոն տրոհման կարճ ժամանակամիջոցների ֆոնի վրա անմիջականորեն որոշել ատոմական բախումների ավելի մեծ ժամանակները:

DETERMINATION OF POLARIZATION RELAXATION TIMES OF ATOMIC LEVELS

G.G. ADONTS, E.G. KANETSYAN, M.A. ARZAKANTSYAN

Probe signal polarization plane rotation in the field of an advanced in time intensive pulse is investigated taking into account optical pumping of atoms in a resonant medium. It is shown that the polarization plane modification is due to two processes: atoms radiation relaxation and collisions induced by atom magnetic sublevels redistribution. This method enables to measure large times of atoms collisions on the background of short times of the atom radiation decay.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.342-346 (2012)

УДК 621.373

СПЕКТРАЛЬНОЕ САМОСЖАТИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Г.Л. ЕСАЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 19 марта 2012 г.)

На основе численных исследований показано, что в оптических волокнах с отрицательной дисперсией может происходить спектральное самосжатие первоначально спектрально-ограниченных импульсов. Выявлены особенности процесса для гауссовских и секанс-гиперболических импульсов.

Распространение спектрально-ограниченных лазерных импульсов в волокнах с отрицательной дисперсией происходит под влиянием двух основных физических факторов – дисперсии групповых скоростей и фазовой самомодуляции (ФСМ). Совместное воздействие этих факторов может приводить к таким хорошо известным явлениям, как образование солитонов [1,2] и самосжатие временной огибающей импульсов [3]. Солитонный режим распространения реализуется для импульсов секанс-гиперболической формы в случае, когда влияние дисперсии в волокне уравновешивается фазовой самомодуляцией импульса. Преобладание фазовой самомодуляции над дисперсией приводит к уширению спектра и уменьшению длительности начального спектрально-ограниченного импульса, т.е. происходит самосжатие импульса. По существу, самосжатие импульса является временным аналогом самофокусировки светового пучка.

В данной работе показано, что в обратном самосжатию импульса случае, когда влияние дисперсии в волокне сильнее влияния фазовой самомодуляции, имеет место эффект самосжатия спектра импульса. Интерес к спектральной компрессии сверхкоротких лазерных импульсов обусловлен рядом перспективных практических применений этого явления [4]. В частности, следует отметить спектрально-временное отображение, позволяющее проводить прямую регистрацию временной огибающей субпикосекундных и фемтосекундных импульсов [5], тонкую частотную перестройку излучения для задач резонансной спектроскопии [6], генерацию темных солитонов [7] и передачу фемтосекундных импульсов без искажений на относительно большие расстояния [8].

Сжатие спектра сверхкоротких импульсов обычно осуществляется в спектральном компрессоре, состоящем из дисперсионной линии задержки, в которой импульс удлиняется, и одномодового волокна с нормальной дисперсией, в котором происходит гашение приобретенного чирпа и сжатие спектра импульса [9]. Несколько другая схема спектральной компрессии, состоящая из дисперсионной линии задержки, одномодового волокна и нелинейного кристаллла осуществлена в [5]. Рассмотренный в данной работе эффект самосжатия спектра позволяет осуществить спектральную компрессию спектрально-ограниченного импульса непосредственно в одномодовом волокне с отрицательной дисперсией.

Для математического описания распространения оптических импульсов в волокне с отрицательной дисперсией использовалось нелинейное уравнение Шредингера в безразмерных переменных [10]

$$i\frac{\partial\psi}{\partial\zeta}=\frac{1}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2}+R|\psi|^2\psi, \tag{1}$$

где ψ – это медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля, нормированная на свое пиковое значение на входе в волокно; $\eta=(t-z/u)/\tau_0$ – время в бегущей системе координат (u – групповая скорость), нормированное на начальную длительность импульса τ_0 (полудлительность на уровне $1/e$ от максимальной интенсивности); $\zeta=z/L_D$ – расстояние в единицах дисперсионных длин $L_D=\tau_0^2/|k_2|$; k_2 – коэффициент дисперсии второго порядка; $R=L_D/L_{NL}$ – параметр нелинейности; $L_{NL}=(k_0n_2I_0)^{-1}$ – длина ФСМ, n_2 – коэффициент нелинейности; I_0 – пиковое значение интенсивности на входе. Первый член в правой части уравнения (1) описывает дисперсионные эффекты второго порядка, а второй – нелинейные эффекты самовоздействия. Для численного решения уравнения (1) использовался Фурье-метод расщепления по физическим факторам [11,12].

В случае, когда $L_D=L_{NL}$ ($R=1$), может реализоваться солитонный режим распространения. Если уширение спектра импульса, обусловленное ФСМ, проявляется на более коротком расстоянии в волокне, чем дисперсионные эффекты, то $L_D>L_{NL}$ или $R>1$. В этом случае импульс сначала при уширении спектра получает положительный чирп, который при дальнейшем распространении частично компенсируется отрицательной дисперсией. Вследствие этого длина импульса уменьшается и происходит самосжатие импульса [6].

В данной работе исследовался случай, когда дисперсионная длина в волокне меньше длины ФСМ ($L_D<L_{NL}$) и, соответственно, $R<1$. В этом случае можно ожидать, что на начальном этапе распространения дисперсия второго порядка будет приводить к удлинению импульса. Полученный отрицательный чирп при дальнейшем распространении будет гаситься фазовой самомодуляцией, что приведет к сжатию спектра импульса. При помощи численного решения уравнения (1) было показано, что в волокнах с отрицательной дисперсией действительно может происходить самосжатие спектра. На рис.1 показан процесс распространения спектрально-ограниченного гауссовского импульса при $R=0.6$, где безразмерная частота $\Omega\equiv(\omega-\omega_0)/\Delta\omega_0$ (ω – текущая частота, ω_0 – центральная частота, $\Delta\omega_0$ – начальная полуширина спектра на уровне $1/e$ от максимальной интенсивности). Видно, что по мере распространения происходит удлинение импульса и сжатие его спектра. При этом форма импульса практически не меняется, а в спектре импульса наряду с центральным пиком появляются сателлиты. Это объясняется неполным соответствием функционального вида фаз, получаемых импульсом вследствие дисперсии второго порядка и ФСМ. В то время как дисперсионная фаза имеет практически параболическую форму, нелинейная фаза имеет форму импульса [10], которую можно считать параболической лишь в центральной части. Постепенно все большая часть энергии импульса переходит в спектральные сателлиты, и говорить о ширине спектра по ширине его центрального пика теряет смысл.

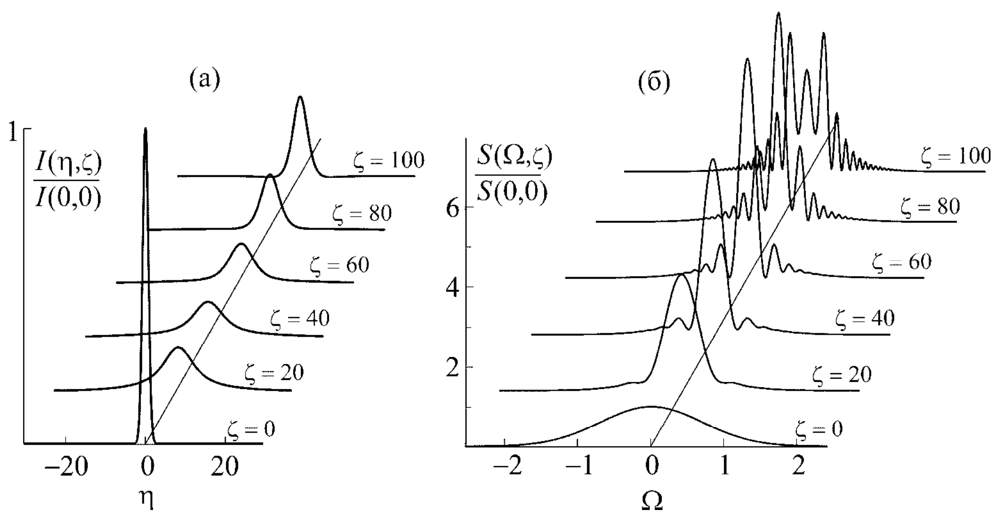


Рис.1. Изменение формы гауссовского импульса (а) и его спектра (б) с расстоянием при $R = 0.6$.

На рис.2 показаны временной профиль (а), спектр (б) и чирп (в) первоначально гауссовского импульса при $R = 0.6$ и $\zeta = 60$, а также уже фактически распавшийся на отдельные компоненты спектр при $\zeta = 100$ (г). Численные исследования показали, что существует оптимальное значение параметра нелинейности $R = 0.6$, при котором достигается наиболее эффективное сжатие спектра. Так, при $\zeta = 60$, если считать по ширине центрального пика в спектре, полная ширина спектра импульса на полувысоте равна $\Delta\Omega = 0.2435$ и, соответственно, степень сжатия $\Delta\Omega_0 / \Delta\Omega = 6.82$ (полная ширина на полувысоте начального спектра $\Delta\Omega_0 = 1.67$). При этом из рис.2в видно, что чирп импульса практически равен нулю и импульс является спектрально-ограниченным. Следует отметить, что описание процесса в безразмерных координатах очень удобно для выявления общих закономерностей, так как один набор безразмерных параметров соответствует множеству практических реализаций. Так, например, для начального спектрально-ограниченного гауссовского импульса с полной длительностью на полувысоте $\Delta t_{1/2} = 100$ фс ($\Delta\lambda_{1/2} \approx 10$ нм) и с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 1550$ нм в обычных кварцевых волоконных световодах коэффициент дисперсии второго порядка $k_2 \approx -20$ фс^2/мм. В этом случае значение $\zeta \equiv z/L_D = z|k_2|/\tau_0^2 = 60$ соответствует длине световода $z \approx 10.8$ м.

Для начальных импульсов секанс-гиперболической формы были получены аналогичные результаты. В этом случае максимальная степень сжатия спектра при условии, что относительно малая часть энергии перешла в сателлиты, также составляла величину ≈ 7 при значениях $R = 0.4$ и $\zeta \approx 120$.

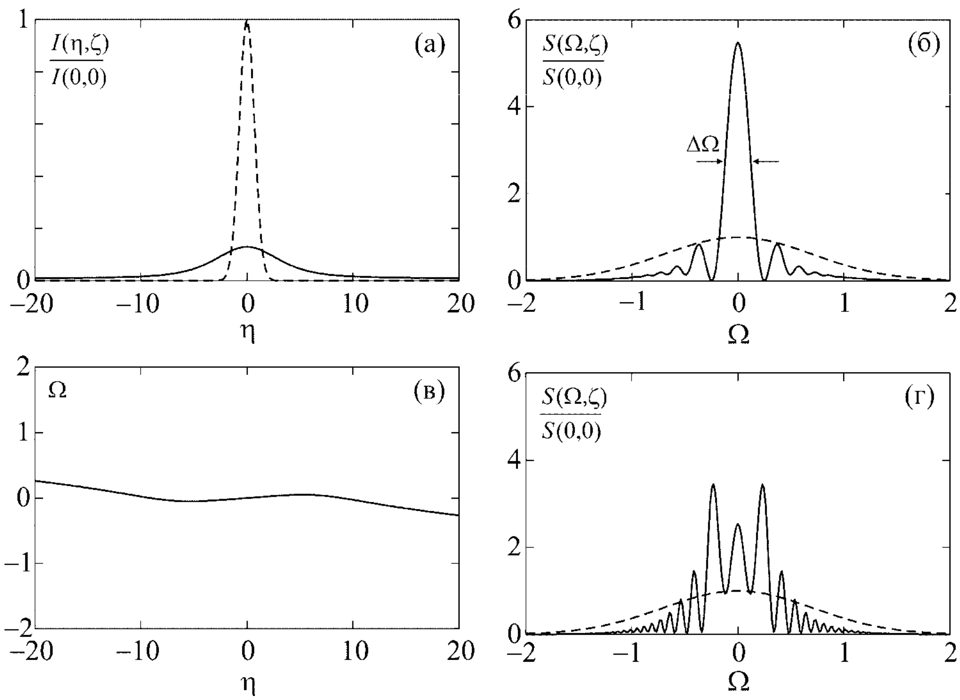


Рис.2. Временной профиль (а), спектр (б) и чирп (в) первоначального гауссовского импульса при $R = 0.6$ и $\zeta = 60$, а также спектр при $R = 0.6$ и $\zeta = 60$ (г). Пунктирные линии соответствуют импульсу на входе в волокно, сплошные – на выходе.

Таким образом, показано, что при распространении спектрально-ограниченных оптических импульсов в волокнах с отрицательной дисперсией происходит спектральное самосжатие импульса в случае, когда дисперсионное расплывание импульса происходит быстрее, чем изменение его спектра из-за ФСМ. Численные исследования показали, что максимально достижимая степень сжатия как для гауссовских, так и для секанс-гиперболических импульсов приблизительно равна 7. При дальнейшем распространении все большая часть энергии импульса переходит в спектральные сателлиты и его спектр практически распадается на отдельные компоненты.

Автор выражает благодарность Л. Мурадяну и К. Паланджян за полезные обсуждения. Данная работа выполнена в рамках гранта ANSEF PS-opt-2903.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Hasegawa, F.Tappert.** Appl. Phys. Lett., **23**, 142 (1973).
2. **L.F.Mollenauer, R.H.Stolen, J.P.Gordon.** Phys. Rev. Lett., **45**, 1045 (1980).
3. **L.F.Mollenauer, R.H.Stolen, J.P.Gordon.** Optics Lett., **11**, 289 (1986).
4. **L.Kh.Mouradian, A.V.Zohrabyan, A.Villeneuve, A.Yavrian, G.Rousseau, M.Piche, C.Froehly, F.Louradour, A.Barthélémy.** CLEO-Europe-2000, Conf. Digest **39** (OSA, 2000), paper CTuH6.
5. **T.Mansuryan, A.Zeytunyan, M.Kalashyan, G.Yesayan, L.Mouradian, F.Louradour, A.Barthélémy.** J. Opt. Soc. Am. B, **25**, 101 (2008).
6. **T.Mansuryan, A.Zeytunyan, M.Kalashyan, G.Yesayan, L.Mouradian.** Proc. of CAOL2008 4th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers, 2008, p.149.
7. **A.A.Kutuzyan, T.G.Mansuryan, A.A.Kirakosyan, L.Kh.Mouradian.** Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., **5135**, 156 (2003).
8. **S.W.Clark, F.Ö.Ilday, F.W.Wise.** Opt. Lett., **26**, 1320 (2001)
9. **Н.Л.Маркарян, Л.Х.Мурадян, Т.А. Папазян.** Квант. электрон., **18**, 865 (1991).
10. **С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
11. **R.H.Hardin, F.D. Tappert.** SIAM Rev. Cronicle, **15**, 423 (1973).
12. **R.A.Fisher, W.K. Bischel.** Appl. Phys. Lett., **23**, 661 (1973).

ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՍԵՂՄՈՒՄԸ

Գ.Լ. ԵՍԱՅԱՆ

Թվային հետազոտությունների արդյունքում ցույց է տրված, որ բացասական դիսպերսիայով օպտիկական մանրաթելերում կարող է իրականանալ սպեկտրալ սահմանափակ իմպուլսների սպեկտրային ինքնասեղմում: Բացահայտված են երևույթի առանձնահատկությունները գաուսյան և սեկանս-հիպերբոլական իմպուլսների համար:

SPECTRAL SELF-COMPRESSION OF ULTRASHORT PULSES

G.L. YESAYAN

Spectral self-compression of initially bandwidth limited pulses in the optical fibers is shown on the basis of numerical studies. The peculiarities of the process for the Gausian and secant-hyperbolic pulses are revealed.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.347-349 (2012)

УДК 548.0

К ПРОБЛЕМЕ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ДВУХ ФОРМУЛИРОВОК МАТЕРИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ЕСТЕСТВЕННО ГИРОТРОПНЫХ СРЕД

О.С. ЕРИЦЯН, Ж.Б. ХАЧАТРЯН, А.А. ПАПОЯН, О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 11 апреля 2012 г.)

Изучено поведение вращения плоскости поляризации при переходе от положительных диэлектрической и магнитной проницаемостей гиротропной среды к отрицательным в двух системах материальных уравнений таких сред.

1. Введение

В настоящее время в научной литературе пользуются двумя формулировками системы материальных уравнений естественно гиротропных сред [1,2]. Обе формулировки удовлетворяют закону сохранения энергии, хотя формы вектора Пойнтинга, а также граничные условия, различны. В [3] показано, что эти системы материальных уравнений приводят к разным волновым уравнениям для неоднородной среды. В настоящей работе показано, что поворот плоскости поляризации ведет себя различным образом при переходе от положительных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей к отрицательным; это позволяет считать, что упомянутые материальные уравнения неэквивалентны.

2. Две системы материальных уравнений для однородной изотропной гиротропной среды

Система уравнений в форме, которой придерживаются авторы монографии [1], имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon\mathbf{E} + \gamma\,\mathrm{rot}\mathbf{E}, \\ \mathbf{B} &= \mu\mathbf{H}. \end{aligned} \tag{1}$$

В работе [1] магнитная проницаемость считается равной единице в оптической области частот, в соответствии с [4]. Поэтому постановка задачи настоящей статьи предполагает переход в область меньших частот, в которой магнитная проницаемость может отличаться от единицы. Это соответствует области частот, для которой конструируются искусственные среды с отрицательными ε и μ [5].

Другая система материальных уравнений предложена в [2] и имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon\mathbf{E} + \varepsilon\alpha\,\mathrm{rot}\mathbf{E}, \\ \mathbf{B} &= \mu\mathbf{H} + \mu\alpha\,\mathrm{rot}\mathbf{H}. \end{aligned} \tag{2}$$

3. Дисперсионные уравнения и поворот плоскости поляризации

Дисперсионное уравнение при использовании системы (1) имеет вид

$$k^4 - \left(2\frac{\omega^2}{c^2}\mu\varepsilon + \frac{\omega^4}{c^4}\mu^2\gamma^2\right)k^2 + \frac{\omega^4}{c^4}\mu^2\varepsilon^2 = 0. \tag{3}$$

Ограничиваясь величинами, содержащими g в степени не выше первой, получаем:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\mu\varepsilon\left(1 \pm \frac{\frac{\omega}{c}\mu\gamma}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right). \tag{4}$$

Поворот плоскости поляризации $\varphi_{(1)}$ на длине пути луча l равен

$$\varphi_{(1)} = \frac{1}{2}\frac{\omega^2}{c^2}\mu\gamma l. \tag{5}$$

При пользовании системой материальных уравнений (2) дисперсионное уравнение имеет вид

$$k^4\left(1 + \frac{\omega^4}{c^4}\varepsilon^2\mu^2\alpha^4 - 2\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\alpha^2\right) - 2\left(\frac{\omega^4}{c^4}\varepsilon^2\mu^2\alpha^4 + \frac{\omega^2}{c^2}\mu\varepsilon\right)k^2 + \frac{\omega^4}{c^4}\mu^2\varepsilon^2 = 0. \tag{6}$$

Ограничиваясь, как и выше, членами, содержащими параметр гиротропии в степени не выше первой, получаем

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\mu\varepsilon \pm 2\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}\alpha\right). \tag{7}$$

Поворот плоскости поляризации $\varphi_{(2)}$ на длине пути луча l равен

$$\varphi_{(2)} = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\alpha l. \tag{8}$$

4. Обсуждение

Согласно формуле (5), поворот плоскости поляризации меняет знак при переходе от сред с $\varepsilon > 0$, $\mu > 0$ к средам с $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$, а поворот (8) не меняет своего знака. При одновременном изменении знаков ε, μ и параметра гиротропии поворот (5) не меняет своего знака, а поворот (8) меняет. В этом смысле системы материальных уравнений (1) и (2) не являются эквивалентными друг другу, хотя они не только обе удовлетворяют закону сохранения энергии, но и соответствующие повороты могут быть отождествлены с соотношением $\gamma = 2\varepsilon\alpha$.

Отметим, что отличие между этими системами имеется также для сред с открытой поверхностью волновых векторов [6-8].

Результаты данной работы могут быть использованы для экспериментального подтверждения того, какое из приведенных материальных уравнений соответствует действительности, а также при разработке искусственных гиротропных сред с заданными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург.** Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1979.
2. **Ф.И.Федоров.** Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976.
3. **А.Г.Галумян, О.М.Аракелян.** Уч. записки ЕГУ, **3**, 35 (2002).
4. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1972.
5. **J.N.Gollub, J.Y.Chin, T.J.Cui, D.R.Smith.** Optics Express, **17**, 2122 (2009).
6. **О.С.Ерицян.** Кристаллография, **33**, 461 (1978).
7. **О.С.Ерицян.** Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
8. **О.С.Ерицян, А.А.Папоян, О.М.Аракелян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 252 (2008).

ԲՆԱԿԱՆ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՆՅՈՒԹԱԿԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԵՐԿՈՒ ՁԵՎԱԿԵՐՊՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐԺԵՔՈՒԹՅԱՆ ԽՆԴՐԻ ՄԱՍԻՆ

Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ժ.Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ա.Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Քննարկված է միջավայրի պարամետրերի նշանի փոփոխության ազդեցությունը բևեռացման հարթության պտույտի նշանի վրա՝ իզոտրոպ համասեռ բնական գիրոտրոպ միջավայրերում՝ նյութական հավասարումների երկու ընդունված ձևակերպումների շրջանակներում:

THE PROBLEM OF EQUIVALENCE OF TWO FORMULATIONS OF MATERIAL EQUATIONS FOR NATURAL GYROTROPIC MEDIA

H.S. ERITSYAN, J.B. KHACHATRYAN, A.A. PAPOYAN, H.M. ARAKELYAN

The medium parameter signs influence on the polarization plane rotation is considered for gyrotropic homogeneous isotropic media in the cases of two formulations of material equations.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.350-358 (2012)

УДК 621.315

АДИАБАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НЕПРОНИЦАЕМЫХ ЧАСТИЦ В БЕСКОНЕЧНО ГЛУБОКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

Д.Б. АЙРАПЕТЯН[1,2], Э.М. КАЗАРЯН[1]

[1]Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван

[2]Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 8 февраля 2012 г.)

В рамках адиабатического приближения рассмотрен энергетический спектр и волновые функции двух непроницаемых частиц в бесконечно глубокой потенциальной яме для двух случаев аппроксимации эффективного ограничивающего потенциала “медленной” подсистемы. В случае аппроксимации эффективного ограничивающего потенциала с учетом квадратичного члена энергетический спектр системы получается эквидистантым. Распределение вероятности в области “быстрой” частицы имеет симметричный вид, а распределение вероятности в области “медленной” частицы носит асимметричный характер, и максимум локализации системы в основном состоянии смещен в сторону “быстрой” частицы. В первом возбужденном состоянии центр распределения вероятности “медленной” частицы сдвинут в сторону непроницаемой стенки.

1. Введение

Методами современных полупроводниковых технологий создаются низкоразмерные полупроводниковые структуры, в которых движение носителей заряда ограничено в одном, в двух и в трех направлениях [1-3]. Важной особенностью таких систем, по сравнению с массивными полупроводниками, является коренное изменение происходящих в них физических процессов из-за размерного квантования (РК).

На первом этапе исследований низкоразмерных структур важно определение характера электронных состояний в изучаемых образцах. При этом, однако, аналитическое описание электронных состояний не всегда возможно реализовать. Вместе с тем, довольно удачно применяются различные приближенные методы определения волновых функций и энергетического спектра носителей заряда в системах различной размерности. В частности, вариационный метод, теория возмущений, адиабатическое приближение и т.п. [4] позволяют получать хоть и приближенные, но довольно хорошие аналитические выражения для различных физических параметров наноструктур.

Одним из наиболее эффективных приближенных методов описания квантово-механических систем является адиабатический метод. Его можно применять в том случае, если систему можно разделить на две составные части, одна из которых характеризуется большой, а другая – малой частотами. Так обстоит дело например, в системах с существенно различающимися эффективными массами входящих в нее частиц, продольными и поперечными диэлектрическими проницаемостями, геометрическими масштабами локализации носителей заряда в различных направлениях и т.д. [5]. В отличие от других широко известных приближенных методов, при адиабатическом приближении взаимодействие между подсистемами не предполагается малым [6], поэтому результаты, полученные в рамках этого приближения, в некотором смысле носят общий характер. При этом, особым классом стационарных адиабатических задач являются те, которые решаются в рамках так называемой “геометрической адиабатики” [7-14], когда применимость указанного приближения диктуется особой геометрией рассматриваемой квантовой системы.

В данной работе рассматривается задача определения энергетических уровней двух непроницаемых частиц с существенно различными массами находящихся в бесконечно глубокой потенциальной яме. Отметим, что большая разница между массами частиц и их непроницаемость обеспечивают условие применимости приближения “геометрической адиабатики”.

2. Теория

Рассмотрим поведение двух непроницаемых частиц с массами m и M ($m \ll M$) в одномерной бесконечно глубокой потенциальной яме с шириной a. В режиме сильного РК задача сводится к нахождению энергетических состояний и волновых функций двух частиц по отдельности. Мы будем предполагать, что взаимодействие между частицами является точечным, в рамках модели непроницаемых сфер (см. рис.1).

Потенциальная энергия для каждой из частиц запишется в следующем виде:

$$U\left(x_{1,2}\right)=\begin{cases}0,\ 0\le x_{1,2}\le a,\\ \infty,\ x_{1,2}<0,\ x_{1,2}>a.\end{cases} \tag{1}$$

Из-за существенной разницы между массами первой и второй частиц характерная частота движения первой частицы превалирует над частотой движения второй. Это позволяет применить адиабатическое приближение. Для определенности предположим, что $x_2 < x_1$, где x_1 – координата “быстрой”, а x_2 – координата “медленной” подсистемы [6].

Гамильтониан системы можно представить в виде суммы гамильтонианов “быстрой” $\hat{H}_1$ и “медленной” $\hat{H}_2$ подсистем

$$\hat{H}=\hat{H}_1+\hat{H}_2+U, \tag{2}$$

где

$$\hat{H}_1=-\left(\hbar^2/2m\right)\partial^2/\partial x_1^2\ , \tag{3}$$

$$\hat{H}_2 = -\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}. \qquad (4)$$

Полную волновую функцию системы представим в виде произведения волновых функций “быстрой” и “медленной” подсистем:

$$\Phi(x_1, x_2) = \Psi_{n_1}(x_1; x_2)\Psi_{n_1,n_2}(x_2), \qquad (5)$$

где $\Psi_{n_1}(x_1; x_2)$ – волновая функция легкой частицы, параметрически зависящая от координаты x_2, $\Psi_{n_1,n_2}(x_2)$ – волновая функция тяжелой частицы, n_1 и n_2 – соответственно, квантовые числа “быстрой” и “медленной” подсистем.

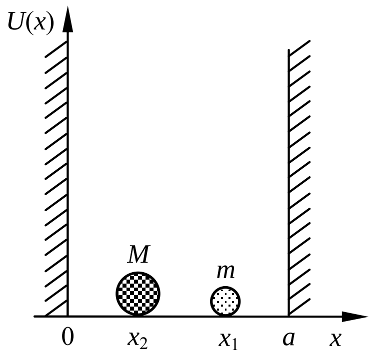


Рис.1. Бесконечно глубокая потенциальная яма
с двумя непроницаемыми частицами.

Так как частицы непроницаемые, то частица “быстрой” подсистемы не может находиться в области левее частицы “медленной” подсистемы. Это означает, что волновая функция “быстрой” подсистемы в этой области равна нулю:

$$\Psi_{n_1}(x_1 < x_2) = 0. \qquad (6)$$

Таким образом, движение первой частицы локализовано в области $x_2 < x_1 < a$. Решая уравнение Шредингера, характеризующее “быструю” подсистему, для энергетического спектра и волновой функции первой частицы окончательно получим:

$$E_{n_1}(x_2) = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m(a - x_2)^2} n_1^2, \qquad (7)$$

$$\Psi_{n_1}(x_1; x_2) = \sqrt{2/(a - x_2)}\sin\left[\pi n_1 (x_1 - x_2)/(a - x_2)\right]. \qquad (8)$$

Из адиабатического приближения следует, что энергия “быстрой” подсистемы (7) играет роль эффективного потенциала, входящего в уравнение Шредингера “медленной” подсистемы. Для условия $x_2 =\ a$ выражение (7) можно разложить в ряд Тейлора:

$$E_{n_1}\left(x_2\right) \approx \frac{\pi^2\hbar^2 n_1^2}{2ma^2} + \frac{\pi^2\hbar^2 n_1^2}{ma^3}x_2 + \frac{3\pi^2\hbar^2 n_1^2}{2ma^4}x_2^2 . \tag{9}$$

Учет линейного члена в эффективном потенциале. Вначале ограничимся рассмотрением учета линейного адиабатического члена в разложении (9). Тогда эффективный потенциал "медленной" подсистемы примет вид:

$$U_{eff}\left(x_2\right) = \frac{\pi^2\hbar^2 n_1^2}{2ma^2} + \frac{\pi^2\hbar^2 n_1^2}{ma^3}x_2 . \tag{10}$$

После несложных преобразований для уравнения Шредингера "медленной" подсистемы получим уравнение Эйри [15]:

$$\Psi''_{n_1,n_2}\left(x_2\right) - \beta x_2 \Psi_{n_1,n_2}\left(x_2\right) = \varepsilon \Psi_{n_1,n_2}\left(x_2\right). \tag{11}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\beta = 2M\pi^2 n_1^2 / ma^3$ и $\varepsilon = -\left(2M/\hbar^2\right)\times \left[E_{n_1 n_2} - \pi^2\hbar^2 n_1^2/2ma^2\right]$. Решение уравнения (11) для "медленной" подсистемы, удовлетворяющее стандартным условиям, имеет вид

$$\Psi_{n_1,n_2}\left(\tilde{x}_2\right) = \frac{\mathrm{Ai}\left(\tilde{x}_2\right)}{\sqrt{\mathrm{Ai}'^2\left(\varepsilon\beta^{-2/3}\right) - \varepsilon\beta^{-2/3}\mathrm{Ai}^2\left(\varepsilon\beta^{-2/3}\right)}} , \tag{12}$$

где $\tilde{x}_2 = \beta^{-2/3}\left(\varepsilon + \beta x_2\right)$, а $\mathrm{Ai}\left(\tilde{x}_2\right)$ – функция Эйри первого рода.

Окончательно, из граничных условий, накладываемых на волновую функцию, для полной энергии системы получаем:

$$E_{n_1 n_2} = \frac{\hbar^2\pi^2 n_1^2}{2ma^2} + \left(\frac{\pi^4\hbar^6 n_1^4}{2m^2 M a^6}\right)^{1/3}\lambda_{n_2} , \tag{13}$$

где λ_{n_2} – нули функции Эйри первого рода [15].

Учет квадратичного члена в эффективном потенциале. В следующем приближении учтем квадратичный член в эффективном потенциале, представив его в следующей форме:

$$U_{eff}\left(x_2\right) = \frac{3\pi^2\hbar^2 n_1^2}{2ma^4}\left[\left(x_2 + \frac{a}{3}\right)^2 + \frac{2a^2}{9}\right]. \tag{14}$$

Подставляя эффективный потенциал (14) в уравнение Шредингера для "быстрой" подсистемы, после несложных преобразований получим уравнение

$$\Psi''_{n_1 n_2} + \left(\varepsilon - \delta\left(x_2 + a/3\right)^2\right)\Psi_{n_1 n_2} = 0 , \tag{15}$$

где введены следующие обозначения: $\varepsilon = -\left(M/m\right)\left(2\pi^2 n_1^2/3a^2\right) + \left(2E_{n_1 n_2}M/\hbar^2\right)$, $\delta = \left(M/m\right)\left(3\pi^2 n_1^2/a^4\right)$. После замены переменной $z_2 = \sqrt[4]{\delta}\left(x_2 + a/3\right)$ приходим к известному уравнению одномерного гармонического осциллятора

$$\Psi''_{n_1 n_2} + \left(\zeta - z_2^2\right)\Psi_{n_1 n_2} = 0 , \tag{16}$$

где $\zeta = \varepsilon/\sqrt{\delta}$. Решения уравнения (16) задаются полиномами Эрмита порядка n_2 [15]:

$$\Psi_{n_1 n_2}(z_2) = \sqrt{\frac{\sqrt{\delta}}{2^{n_2}\sqrt{\pi} n_2!}} e^{-z_2^2/2} H_{n_2}(z_2), \tag{17}$$

где n_2 принимает значения $n_2 = 0,1,2...$. Для полной энергии системы с учетом квадратичного члена в эффективном потенциале окончательно получим:

$$E_{n_1 n_2} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{3ma^2} + \frac{\hbar^2 \pi n_1}{Ma^2}\sqrt{\frac{3M}{m}}\left(n_2 + \frac{1}{2}\right). \tag{18}$$

3. Обсуждение

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Как видно из выражений (13) и (18), полная энергия системы в обоих случаях обратно пропорциональна квадрату ширины потенциальной ямы α. Отметим, что полученные результаты верны только для нижних уровней спектра, т.е. для небольших значений квантовых чисел.

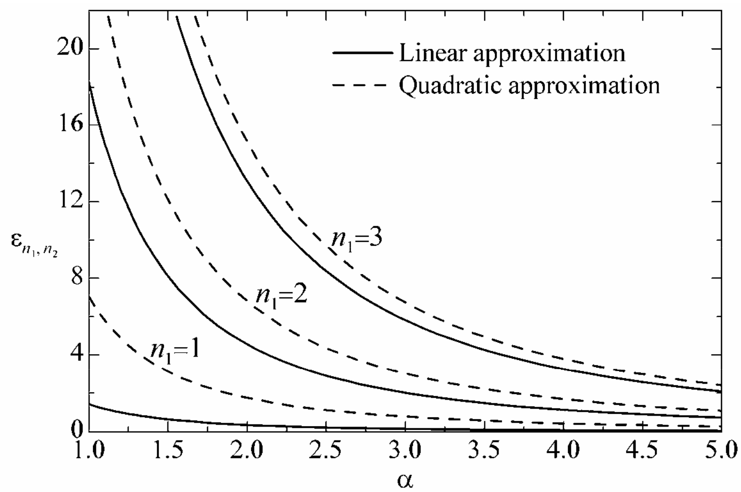


Рис.2. Зависимость полной энергии системы от ширины потенциальной ямы для обоих случаев аппроксимации эффективного потенциала.

На рис.2 приведены кривые зависимости безразмерной энергии системы от ширины потенциальной ямы, когда $m/M = 0.12$, для обоих случаев аппроксимации эффективного потенциала. Численные расчеты сделаны для квантовой ямы из GaAs. На рисунке введены обозначения $\varepsilon_{n_1,n_2} = E_{n_1,n_2}/E_R$ и $\alpha = a/a_e$, где $E_R = 5.275$ мэВ – эффективная энергия Ридберга, $a_e = 104$ Å – эффективный боровский радиус электрона в GaAs. Как видно из рисунков, с увеличением ширины потенциальной ямы полная энергия системы в обоих случаях уменьшается, что является следствием уменьшения вклада РК. Отметим, что э нергия системы для случая линейного потенциала расположена ниже, чем при квадратичной аппроксимации потенциала ограничения, так как при параболической аппроксимации влияние стенок более существенно, чем при линейной. Из рисунка видно также, что при увеличении ширины потенциальной ямы кривые сливаются, и разность энергий в обоих случаях уменьшается. Это обусловлено тем, что с увеличением ширины потенциальной ямы вклад РК стенок становится слабее и форма ограничивающего эффективного потенциала начинает играть второстепенную роль.

Как видно из выражения (18), при параболической аппроксимации энергетический спектр эквидистантен. Отметим, что над каждым уровнем "быстрой" подсистемы расположены уровни "медленной". На рис.3 приведены зависимости энергии первых трех семейств уровней системы от ширины потенциальной ямы. С ее увеличением энергетические уровни снижаются, что является следствием уменьшения вклада РК стенок. С уменьшением ширины потенциальной ямы уменьшаются также расстояния между эквидистантными уровнями (например, при $\alpha = 2$ $\Delta\varepsilon \approx 0.24$ ($n_1 = 1$), а при $\alpha = 4$ $\Delta\varepsilon \approx 0.058$ ($n_1 = 1$)). Существует также разница между межуровневыми расстояниями различных эквидистантных семейств. С увеличением номера семейства межуровневые расстояния увеличиваются. Так, например, при $\alpha = 2$, $\Delta\varepsilon \approx 0.24$ ($n_1 = 1$), а при $\alpha = 2$, $\Delta\varepsilon \approx 0.47$ ($n_1 = 2$).

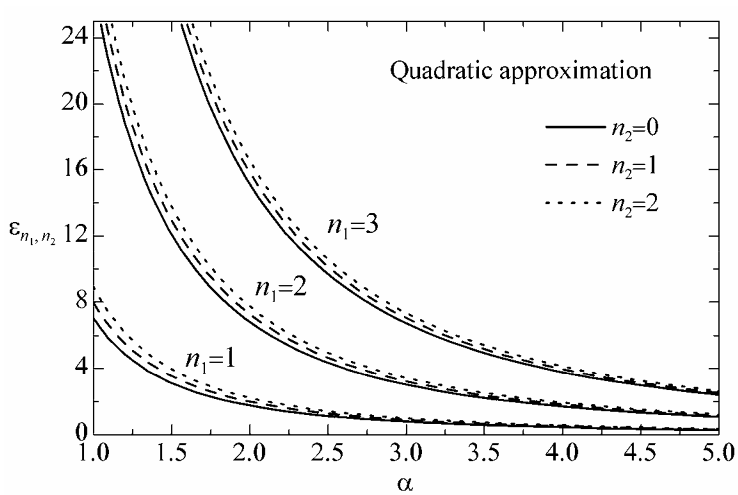
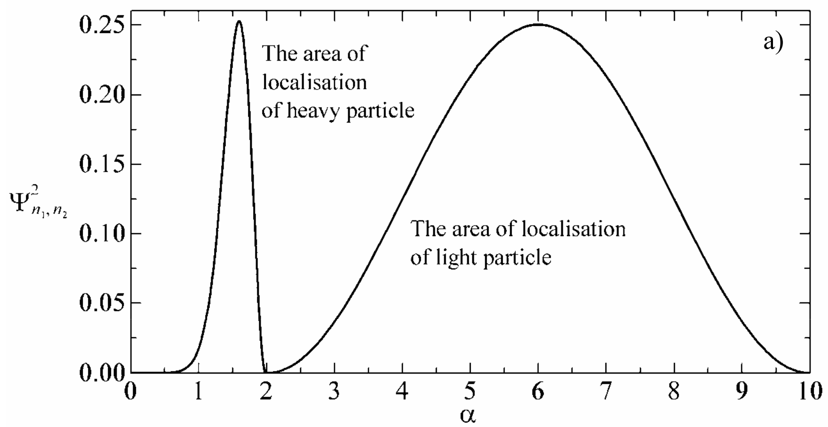


Рис.3. Зависимость первых трех эквидистантных уровней энергии от ширины потенциальной ямы для случая квадратичной аппроксимации эффективного потенциала.

Полная волновая функция системы состоит из произведений двух частей: волновой функции "быстрой" подсистемы (см. выражение (8)) и волновой функции "медленной" подсистемы (см. выражение (12) или (17)). На рис.4 представлены зависимости плотностей вероятности нахождения частиц в потенциальной яме от координат непроницаемых частиц для первых двух состояний. Отметим также, что для основного состояния (рис.4) распределение вероятности локализации "быстрой" частицы имеет симметричный, а распределение вероятности "медленной" частицы – ярко выраженный асимметричный характер. При этом центр распределения имеет сдвиг в правую сторону, иными словами, "тяжелая" частица стремится к "легкой".



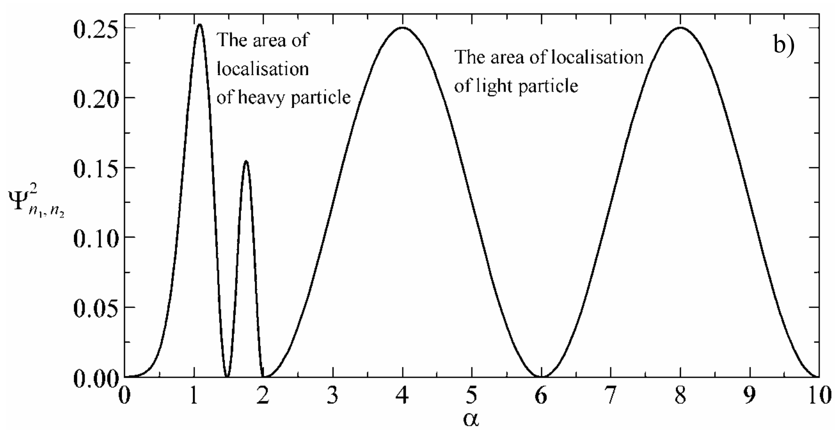


Рис.4. Зависимость квадрата волновой функции от координаты: a) для основного состояния, b) для первого возбужденного состояния.

На рис.4b приведен квадрат волновой функции системы для второго возбужденного уровня. И в этом случае распределение вероятности в области первой частицы симметрично, а асимметричный характер распределения вероятности тяжелой дырки имеет более явный вид. Однако теперь уже центр распределения вероятности "медленной" частицы имеет сдвиг в сторону непроницаемой стенки.

4. Заключение

В рамках адиабатического приближения получены выражения для энергетического спектра непроницаемых частиц с существенно отличающимися массами в бесконечно глубокой потенциальной яме. Найдены аналитические выражения для энергии и волновых функции системы для двух случаев аппроксимации эффективного ограничивающего потенциала “медленной” подсистемы – линейного и квадратичного.

Рассмотренный метод расчета энергетических уровней и волновых функций для двух непроницаемых частиц с различными массами может быть использован в ряде конкретных задач, которые будут исследованы в будущем. Например, нахождение энергетических уровней и волновых функций для тяжелой дырки и легкой дырки в квантовом кольце с непроницаемыми стенками. В этом случае непроницаемость частиц обеспечивается взаимным отталкиванием дырок за счет кулоновского взаимодействия. Вышеприведенный метод может быть применен при нахождении энергетических уровней и волновых функций тяжелой и легкой дырок в сильно вытянутой эллипсоидальной и цилиндрической квантовых точках.

В заключение авторы выражают благодарность проф. А.А. Саркисяну за плодотворные обсуждения и ценные замечания.

Работа выполнена в рамках государственной базовой программы Республики Армения “Исследования физических свойств квантовых наноструктур со сложной геометрией и разными ограничивающими потенциалами”.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.Harrison.** Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, Leeds, United Kingdom, 2005.
2. Self-Assembled InGaAs-GaAs Quantum Dots. **R.K.Willardson, E.R.Weber, eds.,** San Diego, Academic Press, 1999.
3. **E.M.Kazaryan, S.G.Petrosyan.** Physical Principles of Semiconductor Nanoelectronics. Yerevan, RAU, 2005.
4. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Квантовая механика. М., Наука, 1989.
5. **Ф.Бассани, Дж.Пастори-Паравичини.** Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах. М., Наука, 1982.
6. **В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган.** Задачи по квантовой механике, М., Наука, 1992.
7. **K.G.Dvoyan, D.B.Hayrapetyan, E.M.Kazaryan.** Nanoscale Res. Lett., **4**, 106 (2009).
8. **A.A.Gusev, O.Chuluunbaatar, S.L.Vinitsky, E.M.Kazaryan, H.A.Sarkisyan.** J. Phys.: Conf. Series, **248**, 012047 (2010).
9. **A.A.Gusev, O.Chuluunbaatar, S.L.Vinitsky, V.L.Derbov, E.M.Kazaryan, A.A.Kostanyan, H.A.Sarkisyan.** Phys. Atom. Nucl., **73**, 331 (2010).
10. **Д.Б.Айрапетян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 442 (2007).
11. **K.G.Dvoyan, D.B.Hayrapetyan, E.M.Kazaryan, A.A.Tshantshapanyan.** Nanoscale Res. Lett., **4**, 130 (2009).
12. **Д.Б.Айрапетян, К.Г.Двоян, Э.М.Казарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 227 (2007).
13. **E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan, H.A. Sarkisyan.** Int. J. Mod. Phys. B, **15**, 4103 (2001).
14. **E.M.Kazaryan, A.V.Meliksetyan, L.S.Petrosyan, H.A.Sarkisyan.** Physica E, **31**, 228 (2007).
15. Справочник по специальным функциям. под ред. **М.Абрамовица, И.Стиган**. М., Наука, 1979.

ԱՆՎԵՐՋ ԽՈՐ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ ԱՆԹԱՓԱՆՑ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱԴԻԱԲԱՏԱԿԱՆ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Դ.Բ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Է.Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Ադիաբատական մոտավորության շրջանակներում քննարկված է անվերջ խոր պոտենցիալային փոսում երկու անթափանց մասնիկների էներգիական սպեկտրը: Ստացված են վերլուծական արտահայտություններ համակարգի էներգիայի և ալիքային ֆունկցիաների համար՝ «դանդաղ» ենթահամակարգի արդյունարար սահմանափակող պոտենցիալի երկու մոտարկումների դեպքում: Այն դեպքում, երբ արդյունարար սահմանափակող պոտենցիալը մոտարկված է քառակուսային անդամի հաշվառմամբ, համակարգի էներգիական սպեկտրը հավասարահեռ է: Հավանականության բաշխումը «արագ» ենթահամակարգի տիրույթում ունի համաչափ, իսկ «դանդաղ» մասնիկի տիրույթում՝ անհամաչափ տեսք. տեղայնացման մաքսիմումը հիմնական վիճակում շեղված է դեպի «արագ» մասնիկը: Առաջին գրգռված վիճակի համար «դանդաղ» մասնիկի հավանականության բաշխման կենտրոնը շեղված է դեպի անթափանց պատը:

ADIABATIC DESCRIPTION OF IMPENETRABLE PARTICLES IN AN INFINITELY DEEP POTENTIAL WELL

D.B. HAYRAPETYAN, E.M. KAZARYAN

In the framework of adiabatic approximation the energy spectrum of two impenetrable particles in an infinitely deep potential well is considered. The analytical expressions for the energy and wave function of the system for two cases of approximation of the effective confining potential of the "slow" subsystem are obtained. In the case of approximation of the effective confining potential, taking into account the quadratic term, equidistant energy spectrum is obtained. The probability distribution of "fast" particle has a symmetric form, and the probability distribution of the "slow" particle is asymmetrical and localization of the maximum in the ground state is shifted to the "fast" particle. In the case of the first excited state the center of the probability distribution of the "slow "particle has a shift towards to the impenetrable wall.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.359-365 (2012)

УДК 535.34

ОСОБЕННОСТИ ФАЗООБРАЗОВАНИЯ ПЛЕНОК Er_2O_3 В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО НАПЫЛЕНИЯ

Н.Р. АГАМАЛЯН[1], Р.К. ОВСЕПЯН[1], Е.А КАФАДАРЯН[1],
Р.Б. КОСТАНЯН[1], С.И. ПЕТРОСЯН[1], Г.О. ШИРИНЯН[1],
А.Х. АБДУЕВ[2], А.Ш. АСВАРОВ[2]

[1]Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

[2]Институт физики, Дагестанский научный центр РАН, Махачкала

(Поступила в редакцию 10 апреля 2012 г.)

Методом электронно-лучевого напыления в вакууме получены кристаллические пленки Er_2O_3 на подложках из сапфира и кремния. Уменьшением скорости выращивания достигнуто получение однофазной пленки оксида эрбия с кубической решеткой и преимущественной ориентацией (400). Исследованы структурные и оптические свойства полученных пленок до и после кратковременного отжига на воздухе. Показано, что послеростовым отжигом пленок, выращенных при обычных скоростях, можно достичь получения однофазной пленки оксида эрбия с кубической решеткой и преимущественной ориентацией (222).

1. Введение

Оксиды редкоземельных металлов, к которым относится Er_2O_3, привлекают внимание из-за таких свойств, как высокая прозрачность в широкой области от УФ до ИК диапазона, большой показатель преломления и относительно высокие диэлектрические постоянные. Фотолюминесцентные и электролюминесцентные свойства Er_2O_3 делают его перспективным для применения в фотонике, телекоммуникации и оптике. Пленки Er_2O_3 имеют потенциальное применение в оптоэлектронных устройствах в качестве слоев-преобразователей ИК излучения в видимое излучение. Кроме того, они используются в качестве защитных покрытий против химической коррозии. Пленки Er_2O_3 исследуются как материал с высокими значениями диэлектрических постоянных для замещения окиси кремния в качестве диэлектрика-затвора в полевых транзисторах. Для получения пленок Er_2O_3 используются различные технологии: термическое напыление, электронно-лучевое напыление, напыление металлического эрбия с последующим окислением, лазерное напыление, металлоорганическое химическое осаждение (MOCVD) и др. Структурные, оптические и электрические характеристики пленок Er_2O_3 критически зависят от методов и условий получения, последующей обработки, а также типа используемых подложек [1,2].

Целью настоящей работы было получение однофазных кристаллических пленок Er_2O_3 в процессе вакуумного электронно-лучевого напыления из поликристаллических мишеней оксида эрбия при различных условиях выращивания, а также послеростового отжига пленок, и исследование структурных и оптических свойств полученных пленок.

2. Экспериментальные условия

Пленки оксида эрбия были изготовлены методом вакуумного электронно-лучевого напыления на подложках из сапфира и кремния. Синтезированные керамические таблетки оксида эрбия использовались в качестве мишеней для напыления. При изготовлении мишени использовался порошок оксида эрбия чистотой 99.98 % со средним размером зерен ≤ 200 нм. В качестве связки применялся глицерин в количестве 10 мл на 100 г порошка. Смесь тщательно перетиралась, просеивалась и прессовалась на гидравлическом прессе под давлением 750 кг/см^2 с последующей выгонкой связки при температуре 360°C в течение 10 час. Отжиг производился на воздухе и режим основного отжига составлял: 1200°C/2 час, затем подъем до 1400°C/2 час. Плотность спеченных образцов была не более 84% от теоретической. Пленки изготавливались при следующих условиях: энергия электронов составляла ~6 кэВ, температура подложки поддерживалась при 320°C. При выращивании пленок использовали три режима тока эмиссии электронного пучка для варьирования скорости выращивания, а именно, 50, 90 и 30 мА. Таким образом достигалась скорость выращивания соответственно 17, 37 и 2 Å/с. Расстояние между мишенью и подложкой поддерживалось постоянным и составляло 19 см. Кратковременный отжиг пленок на сапфире производился на воздухе при режимах 700°C/7 мин и 880°C/8 мин. Кристаллическое качество и ориентация полученных пленок устанавливались методом рентгеновской дифракции с помощью дифрактометра ДРОН-2 с использованием излучения CuKα (λ = 0.1542 нм). Спектры пропускания и отражения регистрировались при комнатной температуре с использованием УФ, видимого и ИК спектрофотометров. Толщина пленок определялась интерференционным методом по спектрам отражения.

3. Обсуждение результатов

Результаты анализа рентгеновской дифракции керамической мишени показали характерный спектр поликристаллического оксида эрбия [3], в то время как в спектрах пленок (рис.1a,b), помимо интенсивного пика на $2\theta = 29.4°$ и менее интенсивных пиков, характерных для оксида эрбия с кубической решеткой и параметром решетки 10.54 Å, присутствуют новые некубические дифракционные пики, отмеченные звездочкой на $2\theta = 30.7°$ и $2\theta = 32.5°$. Аналогичная картина наблюдается в спектрах пленок оксида эрбия, полученных на подложках сапфира и кремния при скоростях выращивания пленок 17 и 37 Å/с. Иная картина наблюдается на рис.1c, где представлен спектр пленки, полученной при скорости выращивания 2 Å/с, в котором выделяется характерный пик (400) для оксида эрбия с кубической решеткой и отсутствуют новые некубические дифракционные пики. Таким образом, уменьшение скорости выращивания привело к однофазному росту пленки оксида эрбия с кубической решеткой и преимущественной ориентацией (400). Аналогичная картина наблюдается в дифракционных спектрах пленок оксида эрбия, полученных на подложках из сапфира. В [4] эти новые дифракционные пики связывают с взаимодействием Er_2O_3 с кремниевой подложкой при высокотемпературном отжиге пленки и возникновении промежуточного слоя между пленкой и подложкой. В [5] их объясняют наличием в пленке Er_2O_3, помимо объемно-центрированной кубической фазы, еще и гранецентрированной кристаллической фазы с гексагональной плотной упаковкой. В [6] их связывают с орторомбической структурой, аналогичной эрбий-формат гидратной фазе $C_3H_3ErO_6 \times 2H_2O$ с параметрами решетки 8.33, 12.24 и 7.47 Å. В [7] предполагается наличие двух кубических фаз с постоянной решетки 10.548 Å в пространственной группе Ia3 и с вдвое меньшей постоянной решетки 5.16 Å в пространственной группе Fm3m.

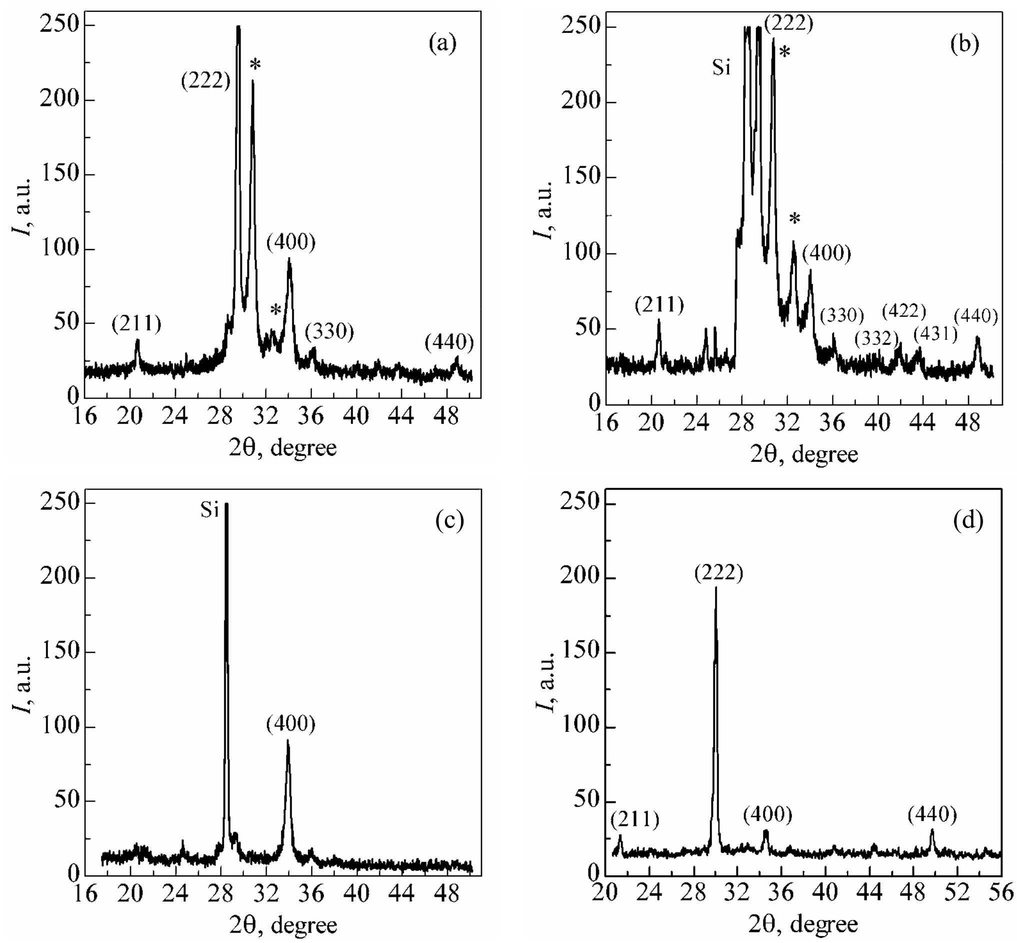


Рис.1. Спектры рентгеновской дифракции пленок Er_2O_3 на подложках из Si, полученных при различных скоростях напыления: (a) 17, (b) 37 и (c) 2 Å/c, а также на подложке из сапфира (скорость напыления 17 Å/c) после отжига на воздухе при 880°C/8 мин (d).

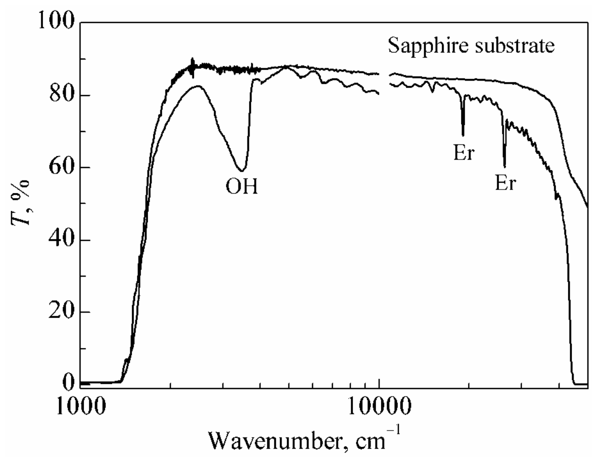


Рис.2. Спектры пропускания пленки Er_2O_3 толщиной 2200 нм на подложке из сапфира (скорость напыления 37 Å/с) и сапфировой подложки.

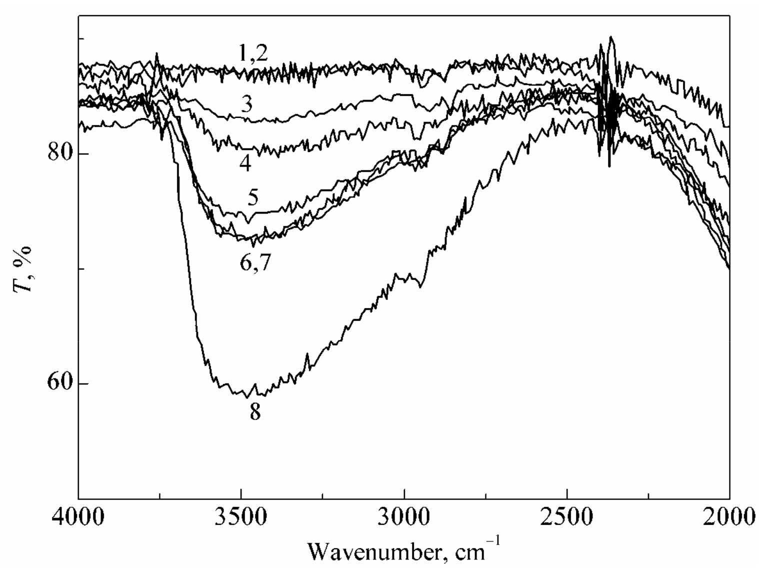


Рис.3. ИК спектры пропускания с OH-полосой поглощения пленок Er_2O_3 на сапфире (1), полученных при скоростях напыления 17 Å/с (2, 3, 5–7), 37 Å/с (8) и 2 Å/с (4), до отжига (4–8) и после отжига на воздухе при 880°C/8 мин (2) и при 700°C/7 мин (3). Толщина пленок – 400 нм (4), 1000 нм (2, 3, 5–7) и 2200 (8) нм.

Оптические спектры пропускания T исследуемых пленок, измеренные в спектральной области 200–25000 нм при комнатной температуре, показали высокую степень прозрачности пленок ($T \approx 85\%$ в видимой области) и резкий УФ край поглощения. На рис.2 показан спектр пропускания пленки Er_2O_3 толщиной $d = 2200$ нм, полученной на подложке из сапфира. Помимо интерференционных полос, возникающих при отражении на границе пленка–подложка и пленка–воздух, видны характерные для ионов Er^{3+} полосы поглощения в видимой области спектра, а также полоса поглощения дефектного центра в ИК области спектра. Вне зависимости от скорости напыления все образцы показали наличие этой полосы поглощения в ИК области спектра. В [8] полосу поглощения около 3600 см$^{-1}$ в легированных эрбием нанокристаллах La_2O_3 связывают с колебаниями OH-комплекса. На рис.3 приведены спектры пропускания в области от 4000 до 2000 см$^{-1}$ с OH-полосой поглощения для пленок Er_2O_3 на подложках из сапфира, полученных при различных скоростях напыления (17, 37 и 2 Å/с) и имеющих разную толщину, до отжига (кривые 4–8) и после отжига на воздухе при 880°C/8 мин (кривая 2) и при 700°C/7 мин (кривая 3). Из рисунка видно, что отжиг на воздухе приводит к уменьшению (700°C/7 мин) и полному исчезновению (880°C/8 мин) OH-полосы поглощения. Спектры рентгеновской дифракции пленок Er_2O_3 на подложках из сапфира, выращенных со скоростью 17 Å/с, после отжига при 700°C/7 мин показывают несущественные изменения по сравнению с неотожженной пленкой. Однако отжиг при 880°C/8 мин привел к значительным изменениям в спектре рентгеновской дифракции (рис.1d), а именно, к полному исчезновению некубических пиков, т.е. он привел к образованию однофазной пленки оксида эрбия с кубической решеткой и преимущественной ориентацией (222).

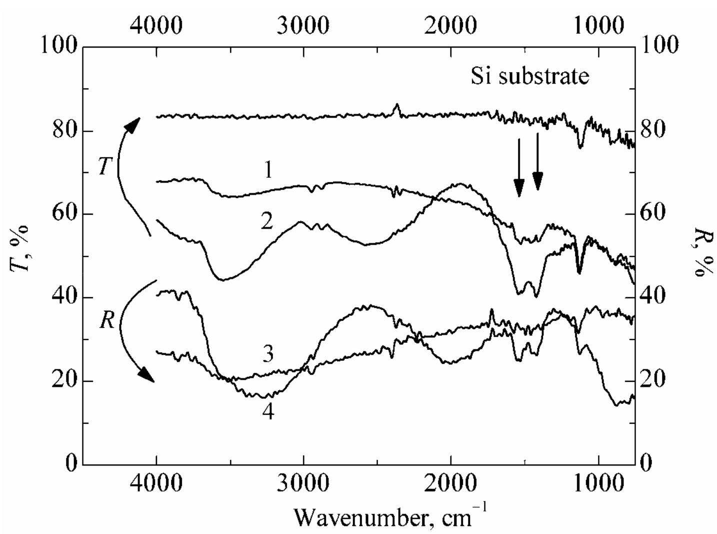


Рис.4. ИК спектры пропускания T и отражения R пленок Er_2O_3 на кремнии, полученных при скоростях напыления 2 Å/с (1 и 3) и 37 Å/с (2 и 4). Толщина пленок – 400 нм (1 и 3) и 2200 нм (2 и 4).

На рис.4 представлены оптические спектры пропускания T и отражения R в дальней ИК области спектра исследуемых пленок, полученных на подложках из кремния при скоростях напыления 2 Å/с (кривые 1 и 3) и 37 Å/с (кривые

2 и 4). Толщина пленок – 400 нм (кривые 1 и 3) и 2200 нм (кривые 2 и 4). Кроме интерференционных полос и OH-полосы поглощения, видны характерные для оксида эрбия две колебательные полосы, отмеченные прямыми стрелками и соответствующие частотам 1420 и 1540 см$^{-1}$, несколько отличные от тех (1385 и 1508 см$^{-1}$), что приведены в [9].

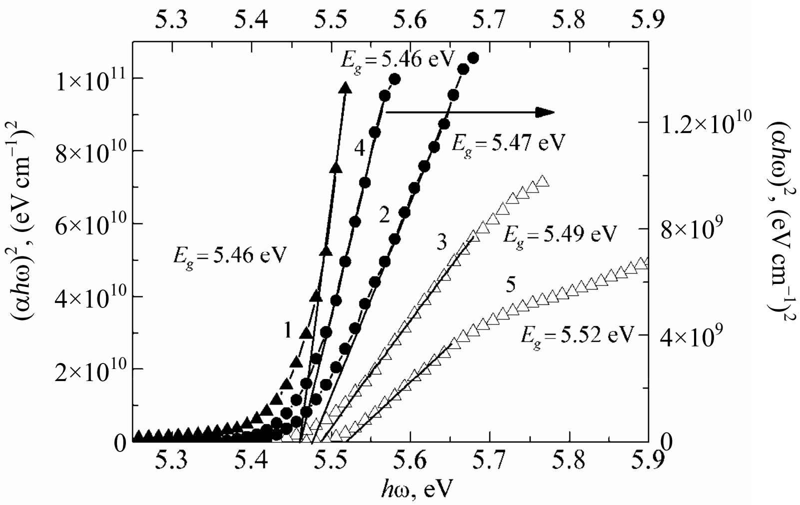


Рис.5. Зависимости $(\alpha h\omega)^2$ от энергии фотонов $h\omega$ для определения ширины запрещенной зоны E_g пленок Er_2O_3 на сапфире, полученных при скоростях напыления 17 Å/с (1–3), 37 Å/с (4) и 2 Å/с (5), до отжига (3–5) и после отжига на воздухе при 880°С/8 мин (1) и при 700°С/7 мин (2). Толщина пленок – 400 нм (5), 1000 нм (1–3) и 2200 нм (4).

УФ край пропускания T и определенные из него коэффициенты поглощения α пленок, полученных при разных скоростях выращивания на подложках из сапфира, использовались для определения ширины запрещенной зоны E_g. Эта величина была получена экстраполяцией линейной части зависимости $(\alpha h\omega)^2$ от энергии фотонов $h\omega$ до пересечения с энергетической осью (при $\alpha = 0$) в предположении прямозонных переходов из валентной зоны в зону проводимости. Определение величины E_g проиллюстрировано на рис.5, и она составляет от 5.46 эВ до 5.52 эВ при изменении толщины пленок от 2200 нм до 400 нм, соответственно, вне зависимости от скорости роста. В результате отжига эта величина изменяется от 5.49 эВ (без отжига) до 5.47 эВ и 5.46 эВ после отжига при 700°С/7 мин (3) и при 880°С/8 мин (2), соответственно.

4. Заключение

Таким образом, методом электронно-лучевого напыления в вакууме на подложках из сапфира и кремния получены оптически однородные диэлектрические пленки Er_2O_3 с высокой степенью прозрачности (~80%) в видимом и ИК диапазонах. Уменьшением скорости выращивания пленок достигалось получение однофазной пленки оксида эрбия с кубической решеткой и преимущественной (400) ориентацией пленки. Послеростовым отжигом пленок, выращенных при обычных скоростях, также достигалось получение однофазной пленки оксида эрбия с кубической решеткой и преимущественной ориентацией (222). Из спектров отражения и пропускания определены оптические параметры (E_g и α) полученных пленок. Исследовано влияние отжига пленок Er_2O_3 на сапфире на обнаруженную в их спектрах пропускания и отражения в ИК области OH-полосу поглощения.

Работа выполнена в рамках Государственного финансирования науки Республики Армения и частично поддержана исследовательским грантом № 2854 Армянского Фонда Науки и Образования (ANSEF), базирующегося в Нью-Йорке, США.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.F.Al-Kuhaili, S.M.A.Durrani.** Thin Solid Films, **515**, 2885 (2007).
2. **V.Mikhelashvili, G.Eisenstein, F.Edelman, R.Brener, N.Zakharov, P.Werner.** J. Appl. Phys., **95**, 613 (2004).
3. **N.R.Aghamalyan, R.K.Hovsepyan, E.A.Kafadaryan, R.B.Kostanyan, S.I.Petrosyan, G.H.Shirinyan, M.N.Nersisyan, A.Kh.Abduev, A.Sh.Asvarov**. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **44**, 291 (2009).
4. **M.Miritello, R.LoSavio, A.M.Piro, G.Franzò, F.Priolo, F.Iacona, C.Bongiorno.** J. Appl. Phys., **100**, 013502 (2006).
5. **S.Saini, K.Chen, X.Duan, J.Michel, L.C.Kimerling, M.Lipson.** J. Electronic Materials, **33**, 809 (2004).
6. **A.F.Jankowski, C.K.Saw, J.L.Ferreira, J.S.Harper, J.P.Hayes, B.A.Pint.** J. Mater. Sci., **42**, 5722 (2007).
7. **A.Tamm, M.Hekkila, M.Kemell, J.Kozlova, K.Kukli, V.Sammlselg, M.Ritala, M.Leskela.** Thin Solid Films, **519**, 666 (2010).
8. **S.K.Singh, A.K.Singh, D.Kumar, O.Prakash, S.B.Rai.** Appl. Phys. B, **98**, 173 (2010).
9. **K.M.Hubbard, B.F.Espinoza.** Thin Solid Films, **366**, 175 (2000).

FEATURES OF PHASE FORMATION OF Er_2O_3 FILMS DURING ELECTRON-BEAM EVAPORATION

N.R. AGHAMALYAN, R.K. HOVSEPYAN, E.A. KAFADARYAN, R.B. KOSTANYAN,
S.I. PETROSYAN, G.H. SHIRINYAN, A.Kh. ABDUEV, A.Sh. ASVAROV

Crystalline Er_2O_3 films on sapphire and silicon substrates have been prepared by electron beam evaporation technique in vacuum. Preparation of a single-phase erbium oxide film with a cubic lattice and preferred (400) orientation was achieved by means of growth rate decrease. Structural and optical properties of obtained films before and after short-time annealing were investigated. It is shown that the preparation of a single-phase erbium oxide film with a cubic lattice and preferred (222) orientation can be achieved by post-growth annealing of the films grown at usual rates.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.366-374 (2012)

УДК 548.372

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 4 июня 2012 г.)

На основе эйконального приближения представлена теория образования рентгеновского муара, когда деформации присутствуют во всех трех блоках интерферометра. Выявлена роль каждого блока в процессе формирования муара. Данное приближение может быть применено для случая слабых деформаций общего вида.

1. Введение

В настоящее время предлагаются как новые типы рентгеновских интерферометров [1-7], так и продолжаются экспериментальные исследования дефектов с помощью трехблочного рентгеновского интерферометра [8-10]. Важно также дальнейшее проведение теоретических исследований. Это связано со сложностью образования изображения дефектов, поскольку на интерференционную картину влияют все облучаемые области интерферометра. Экспериментально было замечено, что дефекты, находящиеся в различных блоках интерферометра, различным образом влияют на интерференционную картину [8,10]. Из-за сложности объяснения полученных интерференционных картин часто пользуются упрощенной оптической аналогией [11]. Согласно оптической аналогии, муаровая картина представляет собой геометрическое место постоянных значений вектора смещения блоков. Обычно в интерферометре важны слабые деформации, которые дают ощутимый эффект на интерференционную картину. Исходя из этого, в работе [12] теоретически исследовано образование муара на основе эйконального приближения, когда дефект находится только в блоке анализатора.

В данной статье проведено дальнейшее теоретическое исследование на основе эйкрнального приближения, причем считается, что дефекты находятся во всех трех блоках. В результате выявлена особенность вклада каждого блока в интерференционную картину. Из полученных результатов делается вывод об условиях применимости оптической аналогии.

2. Основные формулы эйконального приближения слабодеформированных кристаллов

Несмотря на то, что эйкональное приближение (приближение геометрической оптики, или лучевое приближение) в динамической теории известно сравнительно давно [13], целесообразно здесь привести основные формулы эйконального приближения, которые будут использованы в дальнейшем изложении.

В условиях двухволновой динамической дифракции, когда в кристалле существуют две сильные волны, связанные с узлами O и $\mathbf{h}$, волновое поле в эйкональном приближении ищем в виде

$$E=\left(E_0 e^{i\mathbf{K}_0\mathbf{r}}+E_h e^{i\mathbf{K}_h\mathbf{r}}e^{-i\mathbf{hu}}\right)e^{i\Phi}e^{ik\chi_0 z/2\cos\theta}. \tag{1}$$

Здесь можно рассматривать только σ-поляризованные волны, т.к. блоки интерферометров считаются достаточно толстыми и не пропускают π-поляризованные волны. Φ называется эйконалом, E_0 и E_h – медленно меняющиеся амплитуды, $\mathbf{u}$ – вектор смещения атомов из своих равновесных положений в идеальном кристалле, $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{K}_h=\mathbf{K}_0+\mathbf{h}$ – волновые векторы проходящей и дифрагированной волн, соответственно, удовлетворяющих точному условию Брэгга, χ_0 – нулевой Фурье-коэффициент поляризуемости кристалла, θ – угол Брэгга. Ось OZ направлена вглубь кристалла, ось OX – перпендикулярна оси OZ и антипараллельна вектору дифракции $\mathbf{h}$, ось OY перпендикулярна плоскости дифракции.

Используя уравнения Такаги [14], для неизвестных E_0, E_h и Φ приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned}&\frac{2i}{k}\frac{\partial E_0}{\partial s_0}-\frac{2}{k}E_0\frac{\partial\Phi}{\partial s_0}+\chi_{\bar h}E_h=0,\\&\frac{2i}{k}\frac{\partial E_h}{\partial s_h}-\alpha E_h-\frac{2}{k}E_h\frac{\partial\Phi}{\partial s_h}+\chi_h E_0=0.\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\alpha=-\left(2/k\right)\partial\mathbf{hu}/\partial s_h$ – локальный параметр отклонения от условия Брэгга, s_0, s_h – координаты вдоль проходящей и дифрагированной волны, соответственно. Метод эйконального приближения заключается в том, чтобы в (2) члены с производными амплитуд считать малыми по сравнению с членами с производными эйконала. Физически это означает, что характерное расстояние l, на котором амплитуда значительно меняется, намного больше характерного расстояния (экстинкционная длина), на котором значительно меняется фаза. На языке уравнений (2) это означает, что

$$l^{-1}\ll\frac{k\left|\chi_h\right|}{2}. \tag{3}$$

Переходя от системы (2) к уравнениям второго порядка только для E_0 и E_h, легко показать, что условие (3) равносильно условию

$$\left|\frac{\partial^2\mathbf{hu}}{\partial s_0\partial s_h}\right|\ll\left|\sigma^2\right|, \tag{4}$$

где $\sigma^2 = k^2\chi_h\chi_{\bar{h}}/4$. При переходе к слабодеформированным кристаллам налагается также условие на деформацию

$$|\alpha| \ll |\chi_h|. \tag{5}$$

Это позволяет в системе (2) член с αE_h считать малым по сравнению с членами с производными эйконала. Отбрасывая в (2) малые члены и требуя ненулевое решение для амплитуд, приходим к уравнению эйконала слабодеформированных кристаллов:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial s_0}\frac{\partial\Phi}{\partial s_h} = \sigma^2. \tag{6}$$

Затем ищем E_0, E_h в виде асимптотического ряда и для нулевого и последующих приближений получаем соответствующие уравнения переноса. Для случая плоской волны, падающей под точным углом Брэгга идеального кристалла, в симметричном случае Лауэ вместо решения (6) берется

$$\Phi^{(1),(2)} = \pm\sigma z/\cos\theta. \tag{7}$$

Здесь цифры 1 и 2 отвечают двум листам дисперсионной поверхности, причем знак "+" соответствует листу 1 слабопоголощаемой моды. В этом случае уравнения переноса амплитуд в нулевом приближении имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_0}{\partial s_0} + i\frac{k\alpha}{4\cos\theta}E_0 = 0,\\ \frac{\partial E_h}{\partial s_h} + i\frac{k\alpha}{4\cos\theta}E_h = 0.\end{aligned} \tag{8}$$

Решение уравнений (8) дается в виде

$$E_{0,h} = f_{0,h}\exp\left[-i\frac{k}{4\cos\theta}\int_{z_1}^{z}\alpha dz'\right], \tag{9}$$

где значения амплитуд считаются заданными при $z = z_1$, а $f_{0,h}$ не зависят от *z*.

3. Применение эйконального приближения для трехблочного интерферометра

Применим полученные уравнения для объяснения формирования муара в обычном трехблочном LLL интерферометре. Ход интерферирующих пучков в интерферометре показан на рис.1. Считается, что вектор смещения в первом блоке *S* (расщепитель) – $\mathbf{u}_1$, в части M_1 зеркального блока – $\mathbf{u}_2$, в части M_2 – $\mathbf{u}_3$, а в третьем блоке *A* (анализатор) – $\mathbf{u}_4$. Все три блока интерферометра имеют толщину *T*, причем $\mu T \gg 1$ (μ – линейный коэффициент поглощения), так что через каждый из блоков проходят только σ-поляризованные волны слабопоглощающейся моды (знак "+" в (7)).

3.1. Поля в первом блоке *S*

Используя граничные условия на входной поверхности расщепителя для случая Лауэ [11], получим

$$\begin{aligned} &f_0^{(1)} + f_0^{(2)} = E_0^i, \\ &f_h^{(1)} + f_h^{(2)} = 0. \end{aligned} \tag{10}$$

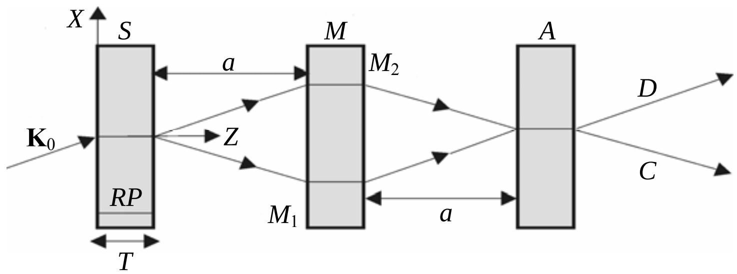


Рис.1. Рентгеновский трехблочный интерферометр.
RP – отражающие плоскости.

Здесь E_0^i – амплитуда плоской волны, падающей под точным углом Брэгга идеального кристалла. Из системы (2), после отбрасывания малых членов, следует

$$f_0^{(1)} = \left(2\sigma/k\chi_h\right) f_h^{(1)}, \quad f_0^{(2)} = -\left(2\sigma/k\chi_h\right) f_h^{(2)}. \tag{11}$$

Используя связи (11) и решая уравнения (10), находим

$$f_0^{(1)} = f_0^{(2)} = E_0^i/2, \quad f_h^{(1)} = \left(k\chi_h/2\sigma\right)\left(E_0^i/2\right), \quad f_h^{(2)} = -f_h^{(-1)}. \tag{12}$$

Таким образом, согласно (9) и (7), для полных амплитуд первого поля на выходной поверхности первого блока находим

$$\begin{aligned} &E_0^s = \frac{E_0^i}{2}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}T - \frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T \alpha_1 dz'\right)\right], \\ &E_0^h = \frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{2}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}T - \mathbf{hu}_1^e - \frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T \alpha_1 dz'\right)\right], \end{aligned} \tag{13}$$

где $\sigma_0 = k\chi_0/2$, а $u_1^e(x,y) = u_1(x,y,T)$ – вектор смещения на выходной поверхности первого блока.

3.2. Поля во втором блоке, участок M_1

Для нахождения полей во втором блоке, в участке M_1, опять воспользуемся граничными условиями и связями (11). Расстояние по *z* между выходом блока *S* и входом блока *M*, а также между блоками *M* и *A* обозначим через *a*. Граничные условия на входной поверхности блока *M* в участке M_1 имеют вид

$$f_0^{(1)}\exp\left(i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)+f_0^{(2)}\exp\left(-i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)=0,$$

$$\left[f_h^{(1)}\exp\left(i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)+f_h^{(2)}\exp\left(-i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)\right]\times \tag{14}$$

$$\times\exp\left[i\left(\frac{\sigma_0}{\cos\theta}(T+a)-\mathbf{hu}_2^i\right)\right]=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{2}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}T+\bar{\psi}_1\right)\right].$$

Здесь $\mathbf{u}_2^i(x,y)=\mathbf{u}_2(x,y,T+a)$ – вектор смещения на входе участка M_1, а

$$\bar{\psi}_1(x,y)=\psi_1(x+a\tan\theta,y),\quad \psi_1(x,y)=-\mathbf{hu}_1^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T\alpha_1 dz'. \tag{15}$$

В результате решения системы (14) получаем поля на выходе блока *M* на участке M_1. Нас интересует поле в направлении проходящей волны, для полной амплитуды которого имеем

$$E_0^{M_1}=\frac{E_0^i}{4}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(2T)+\bar{\psi}_1+\mathbf{hu}_2^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{T+a}^{2T+a}\alpha_2 dz'\right)\right]. \tag{16}$$

3.3. Поля во втором блоке, участок M_2

Точно так же, выписывая граничные условия в данном участке для полной амплитуды поля в направлении дифрагированной волны, находим

$$E_h^{M_1}=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{4}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(2T)+\bar{\psi}_2+\mathbf{hu}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{T+a}^{2T+a}\alpha_3 dz'\right)\right], \tag{17}$$

где

$$\bar{\psi}_2(x,y)=\psi_2(x-a\tan\theta,y),\quad \psi_1(x,y)=-\mathbf{hu}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T\alpha_3 dz', \tag{18}$$

а $\mathbf{u}_3^e(x,y)=\mathbf{u}_3(x,y,2T+a)$ – вектор смещения на выходе участка M_2.

3.4. Поля в третьем блоке *A*

На третий блок падают две волны, интерференция которых в двух выходящих из *A* пучках *C* и *D* формирует муаровые интерференционные полосы.

Для пучка *C* условия непрерывности и решение соответствующей алгебраической системы приводят к следующим значениям:

$$E_h^{M_1C}=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(3T)+\bar{\psi}_3-\mathbf{hu}_4^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right],$$

$$E_h^{M_2C}=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(3T)+\bar{\psi}_4+\mathbf{hu}_4^i-\mathbf{hu}_4^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right], \tag{19}$$

где приняты обозначения

$$\bar{\psi}_3\left(x,y\right)=\psi_3\left(x-a\tan\theta,y\right),\quad \psi_3\left(x,y\right)=\bar{\psi}_1+\mathbf{hu}_2^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_2 dz',\qquad(20)$$

а

$$\bar{\psi}_4\left(x,y\right)=\psi_4\left(x+a\tan\theta,y\right),\quad \psi_4\left(x,y\right)=\bar{\psi}_2-\mathbf{hu}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_3 dz'.\qquad(21)$$

Точно так же для амплитуд волн в пучке D имеем

$$\begin{aligned}E_0^{M_1D}&=\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}\left(3T\right)+\bar{\psi}_5-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right],\\ E_h^{M_2D}&=\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}\left(3T\right)+\bar{\psi}_6+\mathbf{hu}_4^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right],\end{aligned}\qquad(22)$$

где

$$\bar{\psi}_5\left(x,y\right)=\psi_5\left(x-a\tan\theta,y\right),\quad \psi_5\left(x,y\right)=\bar{\psi}_1-\mathbf{hu}_2^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_2 dz',\qquad(23)$$

а

$$\bar{\psi}_6\left(x,y\right)=\psi_6\left(x+a\tan\theta,y\right),\quad \psi_6\left(x,y\right)=\bar{\psi}_2-\mathbf{hu}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_3 dz'.\qquad(24)$$

3.5. Интерференционное поле на выходе анализатора

Интерференционное поле на выходе анализатора формируется амплитудами $E_h^{M_1C}$, $E_h^{M_2C}$ в пучке C и $E_0^{M_1D}$, $E_h^{M_2D}$ в пучке D. Выражение интенсивности в обоих пучках одно и то же и имеет вид

$$I=\left(E_0^{(i)2}/32\right)\exp\left[-\left(\mu/\cos\theta\right)\left(1-\chi_{hi}/\chi_{0i}\right)\left(3T\right)\right]\left(1+\cos\beta\right),\qquad(25)$$

где $\mu=2\sigma_{0i}$ – линейный коэффициент поглощения, $\sigma_{0i}=k\chi_{0i}/2$ – мнимая часть σ_0, χ_{0i}, χ_{hi} – мнимые части 0 и **h**-Фурье-компонент поляризуемости кристалла. Не нарушая общности изложения, мы в выражении (25) привели вид полного поглощения для центросимметричного кристалла. Ясно, что σ_{0i}, как и χ_{0i}, χ_{hi} – положительны, тогда как χ_{0r}, χ_{hr} отрицательны. В (25) разность фаз имеет вид

$$\begin{aligned}\beta=&-\mathbf{hu}_1^e+\frac{1}{2}\left[\mathbf{hu}_2^i\left(x-a\tan\theta\right)+\mathbf{hu}_2^e\left(x-a\tan\theta\right)\right]+\\ &+\frac{1}{2}\left[\mathbf{hu}_3^i\left(x+a\tan\theta\right)+\mathbf{hu}_3^e\left(x+a\tan\theta\right)\right]-\\ &-\mathbf{hu}_4^i-\frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{hu}_2 dz'\Big|_{x\to x-a\tan\theta}+\frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{hu}_3 dz'\Big|_{x\to x+a\tan\theta},\end{aligned}\qquad(26)$$

причем в фазах, содержащих α, учитывая, что $\partial/\partial s_h = \cos\theta\partial/\partial z' - \sin\theta\partial/\partial x$, предварительно выполнено интегрирование по dz' первого члена с $\partial/\partial z'$.

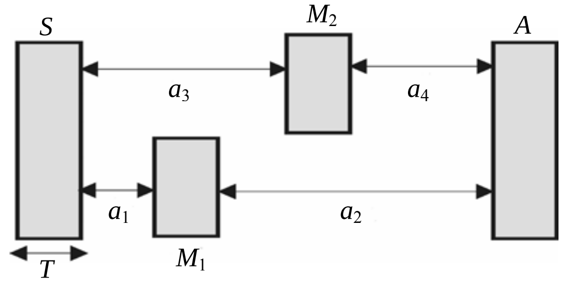


Рис.2. Рентгеновский неравноплечий трехблочный интерферометр.

В экспериментах (например, в случае создания температурного градиента в зеркальном блоке) иногда удобно применять интерферометр типа приведенного на рис.2. Считается, что $a_1 + a_2 = a_3 + a_4 = 2a$ (обозначения см. на рис.2). Не приводя здесь выкладок, которые совершенно идентичны выкладкам, приведенным выше для случая $a_1 = a_2 = a_3 = a_4 = a$, скажем, что выражение для интенсивности (26) остается тем же самым для обоих пучков *C*, *D*, причем в этом случае

$$\beta = -\mathbf{hu}_1^e + \frac{1}{2}\Big[\mathbf{hu}_2^i\big(x - a_2\tan\theta\big) + \mathbf{hu}_2^e\big(x - a_2\tan\theta\big)\Big] +$$
$$\frac{1}{2}\Big[\mathbf{hu}_3^i\big(x + a_4\tan\theta\big) + \mathbf{hu}_3^e\big(x + a_4\tan\theta\big)\Big] - \tag{27}$$
$$-\mathbf{hu}_4^i - \frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{hu}_2 dz'\Big|_{x\to x-a_2\tan\theta} + \frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{hu}_3 dz'\Big|_{x\to x+a_4\tan\theta}.$$

4. Обсуждение результатов

Из выражений (25)–(27) можно заключить, какие вклады имеют различные блоки в формировании муаровой картины. Блок расщепитель (*S*) и блок анализатор (*A*) похожи тем, что дают вклад только векторы смещения этих блоков. Но от блока расщепителя в выражение интенсивности входит вектор смещения на выходной поверхности, а от блока анализатора – вектор смещения на входной поверхности. Поэтому в общем случае деформаций картина муара должна меняться при повороте интерферометра на угол 180° вокруг оси, перпендикулярной к плоскости дифракции. Для расщепителя и анализатора проходит оптическая аналогия, но с тем различием, что векторы смещения входят с одинаковым знаком, т.е. оба блока действуют как один блок с суммарным вектором смещения, тогда как при применении оптической аналогии для двух решеток векторы смещения должны быть взяты с противоположными знаками.

Зеркальный блок отличается тем, что дают вклады векторы смещения как входной, так и выходной поверхности. Но зеркальный блок отличается еще и тем, что дают вклад деформации, так что оптическая аналогия для зеркального блока применима тогда, когда вектор смещения не зависит от координаты x или же является линейной функцией от x (что соответствует постоянной дилатации, причем зависимость от y и z может быть произвольной).

5. Заключение

В работе представлено дальнейшее развитие теории рентгеновского муара слабодеформированных кристаллов, рассмотренной в [12]. В отличие от этой работы, где деформации предполагались существующими только в блоке-анализаторе, рассматривается случай, когда деформации присутствуют во всех трех блоках интерферометра. Получено выражение для интенсивности выходящих из анализатора пучков в приближении падающей на интерферометр под точным углом Брэгга плоской волны. На основе полученного выражения можно сделать следующие выводы.

1. Блоки расщепителя и анализатора дают вклад векторами смещений. Отличие между ними в том, что расщепитель дает вклад вектором смещения выходной поверхности, а анализатор – вектором смещения входной поверхности. Оба вектора смещения суммируются, т.е. входят в выражение разности фаз с одним и тем же знаком.
2. Зеркальный блок существенно отличается от двух других блоков. Вклад дают векторы смещения как входной, так и выходной поверхности в виде полусуммы соответствующих векторов смещений. Но существенное отличие еще и в том, что в выражение для интенсивности входят также деформации зеркального блока. Вследствие этого оптическая аналогия всего интерферометра применима тогда, когда вектор смещения зеркального блока не зависит либо же зависит линейно от координаты, перпендикулярной отражающим плоскостям (случай постоянных дилатаций, причем от y и z зависимость может быть произвольной). Немаловажно и то, что знак вектора смещения в выражении для интенсивности противоположен знакам векторов смещений двух других блоков. Таким образом, если вектор смещения зеркального блока не зависит от x или же зависит линейно, то расщепитель и анализатор действуют как одна сетка, дающая муар относительно сетки зеркального блока.
3. При повороте интерферометра на 180° вокруг оси, перпендикулярной плоскости дифракции, в общем случае картина муара должна меняться.
4. Из полученных выражений можно непосредственно получить результаты постоянных дилатаций и поворотов (линейные векторы смещения по x и y) [11].
5. Рассмотрен также неравноплечий интерферометр. Показано, что выражение для интенсивности не отличается от соответствующего выражения равноплечевого интерферометра, если только суммарная длина плеч в обеих траекториях, формирующих муар, одинакова.
6. Полученные выражения дают возможность построить муаровые полосы не

только для тривиального случая постоянных дилатаций и поворотов, но также для нетривиальных случаев – температурный градиент, дислокации и дислокационные петли, сосредоточенная сила.

7. Эйкональное приближение можно применять также для случаев не слабодефрмированных кристаллов, когда для деформированного кристалла точно решается уравнение эйконала.
8. Очевидно, что эйкональное приближение можно применять и для случая падающей на интерферометр сферической волны.

Приложение теории для различных случаев деформаций будет проведено в дальнейших исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Appel, U.Bonse.** Phys. Rev. Lett., **67**, 1673 (1991).
2. **U.Bonse, F.Beckmann.** J. Synchrotron Rad., **8**, 1 (2001).
3. **M.Nusshardt, U.Bonse**. J. Appl. Cryst., **36**, 269 (2003).
4. **J.P.Sutter, T.Ishikawa, U.Kuetgens, et al.** J. Synchrotron Rad., **11**, 378 (2004).
5. **K.Hirano, T.Fukamachi, Y.Kanematsu, et al.** J. Synchrotron Rad., **19**, 101 (2012).
6. **H.Yamazaki, T.Ishikawa.** J. Appl. Cryst., **36**, 213 (2003).
7. **M.K.Balyan.** Acta Cryst. A, **66**, 660 (2010).
8. **К.В.Алумян, Р.И.Багдасарян, Т.С.Мнацаканян, Ф.О.Эйрамджян**. Изв. вузов, Физика, **8**, 45 (2002).
9. **H.R.Drmeyan.** J. Appl. Cryst., **37**, 585 (2004).
10. **К.В.Алумян, Т.С.Мнацаканян, Т.О.Эйрамджян, Ф.О.Эйрамджян.** Материалы научной конференции посвященной 50-летию основания кафедры физики твердого тела ЕГУ, Ереван, 2007, с.34.
11. **З.Г.Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
12. **М.К.Балян, К.Т.Габриелян.** Изв. НАН Армении, Физика, **29,** 118 (1994).
13. **В.Л.Инденбом, Ф.Н.Чуховский.** УФН, **107**, 229 (1972).
14. **S.Takagi.** J. Phys. Soc. Japan, **26**, 1239 (1969).

ԷՅԿՈՆԱԼԱՅԻՆ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Էյկոնալ մոտավորությամբ զարգացված է ռենտգենյան ինտերֆերոմետրի տեսություն, երբ ինտերֆերոմետրի երեք թիթեղներում առկա են դեֆորմացիաներ: Բացահայտված է ամեն թիթեղի դերը մուարի ձևավորման պրոցեսում: Այդ մոտավորությունը կարող է կիրառվել ընդհանուր տեսքի թույլ դեֆորմացիաների դեպքում:

EIKONAL APPROXIMATION IN THE THEORY OF X-RAY INTERFEROMETER

M.K. BALYAN

On the basis of eikonal approximation a theory of X-ray interferometer in the case of deformations in all three plates of the interferometer is presented. The role of each plate of the interferometer in the process of moiré formation is investigated. The theory can be applied for the general case of weak deformations.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

Заказ № 375
Тираж 150. Сдано в набор 17.06.2012.
Подписано к печати 28.06.2012. Печ. л. 4.75.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.