

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

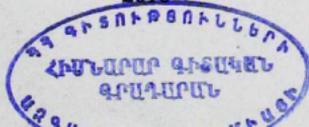
ՀԱՏՈՐ ТОМ

51

№ 1

ՀՀ ԳԱՍ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱԴԱԳՉՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУКОН" НАН РА
ԵՂԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2016



© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
А. М. Сирунян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վ. Ս. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Է. Ս. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Ա. Ս. Սիրունյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
E. M. Kazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrтчyan
D. H. Sarkisyan
A. M. Sirunyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 0019
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
0019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Baghramyan Ave.,
Yerevan, 0019, Republic of Armenia.

УДК 539.17

ПОИСК РЕДКИХ МОД РАСПАДА КАЛИФОРНИЯ

Г.М. АЙВАЗЯН, Г.Р. ГУЛКАНЯН, В.С. ПОГОСОВ*, Л.А. ПОГОСЯН

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

*e-mail: pogosov@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 20 мая 2015 г.)

Представлены результаты измерений по поиску кластерного распада ядра ^{252}Cf с испусканием связанного состояния из восьми нейтронов. Получено значение верхней границы парциальной вероятности этого процесса, которое находится в противоречии с результатами опубликованной недавно работы, указывающей на возможное существование октанейтрона. На основании результатов наших измерений даны оценки верхних границ парциальной вероятности испускания кластеров ^{20}C , ^{24}O , ^{28}Ne , ^{32}Mg , ^{36}Si , ^{40}S , ^{40}P , ^{40}Si . Получена также оценка верхней границы для парциальной вероятности распада ядра ^{250}Cf с испусканием связанного состояния из шести нейтронов.

1. Введение

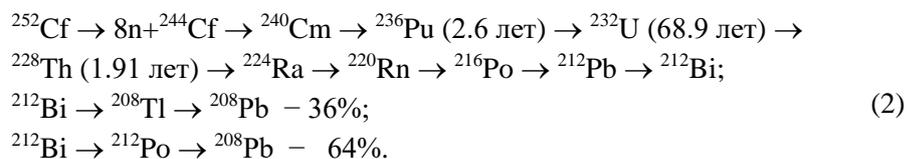
В работе [1] была предложена интересная методика поиска нейтронного кластера, состоящего из восьми нейтронов, путем исследования возможности существования канала распада ^{252}Cf



Напомним, что обычный распад ^{252}Cf происходит с периодом полураспада 2.645 лет и сопровождается в 97% случаев альфа-распадом, а в 3% – делением.

В результате последовательной серии распадов ^{244}Cf (см. ниже схему распада (2)) в 64% случаев образуется ядро ^{212}Po , а в 36% – ядро ^{208}Tl . Распад талия сопровождается излучением гамма-квантов с энергиями 583 КэВ и 2615 КэВ, а распад полония происходит с испусканием альфа-частиц с энергией 8785 КэВ. В цитируемой работе идентификация реакции (1) осуществлялась через регистрацию гамма-квантов с энергией 2615 КэВ, образующихся от распада талия.

Цепочки распада ^{252}Cf в канале (1) выглядят так:

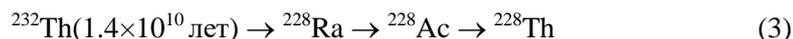


В скобках указаны периоды полураспада долгоживущих изотопов.

Идея метода, предложенного в работе [1], заключалась в использовании «старого» источника ^{252}Cf (изготовленного 37.5 лет назад), что в случае реализации реакции (1) должно привести к накоплению относительно долгоживущего (см. (2)) нуклида ^{232}U и соответственно к увеличению интенсивности излучения гамма-квантов, по регистрации которых идентифицируется гипотетическая реакция (1). В то же время существенно уменьшается возможный фон, вызываемый естественными каналами распада ^{252}Cf , в первую очередь каналами деления, поскольку из-за относительно малого периода полураспада содержание этого изотопа уменьшается за 37.5 лет более чем на четыре порядка. Авторы этого эксперимента делают вывод, что их результаты согласуются с существованием реакции (1). Причем, отношение вероятностей распада по каналу (1) и по обычному альфа-распадному каналу ^{252}Cf составляет 1.74×10^{-6} . В работе указывается на возможность существования альтернативных каналов, приводящих к последствиям, аналогичным наблюдаемым. Исследования альтернативных каналов важны, поскольку связаны с проблемами кластерной радиоактивности, широко изучаемыми в настоящее время. Мы коснемся этого вопроса несколько позже, а пока сосредоточимся на исследовании канала (1).

Наличие канала (1) фактически означает существование сильно связанного состояния из восьми нейтронов, поскольку этот канал может реализоваться только в случае, если энергия связи 8n-состояния превышает 50 МэВ (реакция (1) с несвязанными нейтронами в конечном состоянии эндотермическая). Существование связанных нейтронных состояний, поиск которых безуспешно проводится уже несколько десятилетий [2–6], приведет к важным выводам как для ядерной физики, так и для астрофизики и космологии. В силу чрезвычайной важности любое свидетельство, указывающее на возможное существование октанейтронного кластера, нуждается в дополнительных проверках.

На наш взгляд, при проектировании будущих экспериментов следует тщательно исследовать возможный вклад фоновых процессов. Одним из источников фона может служить наличие в конструкционных деталях экспериментальной установки широко распространенного в природе долгоживущего (1.4×10^{10} лет) нуклида ^{232}Th , который в результате серии распадов



попадает на распадную цепочку ^{228}Th , содержащуюся в цепочке распада ^{244}Cf (см. (2)). Несмотря на большое время жизни ^{232}Th , этот изотоп из-за большой распространенности в природе может дать значительный вклад в фон, и это обстоятельство учитывают при создании низкофоновых установок. Отметим, что одним из звеньев перехода ^{232}Th в ^{228}Th является ^{228}Ac , переход которого в ^{228}Th с большой вероятностью сопровождается излучением гамма-квантов с энергиями 911 КэВ и

969 Кэв. Наличие этих линий в измерениях свидетельствовало бы о вкладе ^{232}Th , дало бы возможность оценить его долю и учесть эту составляющую фона. Кроме того, измерения желательно проводить на низкофоновой установке в подземной лаборатории.

В качестве альтернативного эксперимента мы рассмотрели в данной работе вариант идентификации канала (1) посредством регистрации альфа-частиц от упомянутого выше распада полония (см. (2)). Внешние фоновые условия в этом случае существенно лучше, поскольку защититься от альфа-частиц, не связанных с исследуемым источником, не представляет труда.

2. Описание экспериментальной установки и измерения

В эксперименте осуществлялся поиск альфа-частиц с энергией 8785 Кэв от распада ^{212}Po , выход которого составляет 64% от общего числа распадов ^{244}Cf (см. (2)). Для регистрации альфа-частиц и разделения их от более тяжелых продуктов распада (деления) желательно использовать ($\Delta E - E$) телескоп из полупроводниковых кремниевых детекторов. Однако из-за отсутствия достаточно тонкого ΔE -детектора нам пришлось использовать более простую схему, основанную на применении тонкого поглотителя для подавления вклада продуктов деления тяжелее альфа-частиц. Схема эксперимента приведена на рис.1. Альфа-частицы от распада ^{252}Cf регистрируются полупроводниковым кремниевым детектором толщиной 180 мкм и диаметром 25 мм. Источник, активная область которого имеет диаметр 10 мм, расположен в коллимирующей цилиндрической

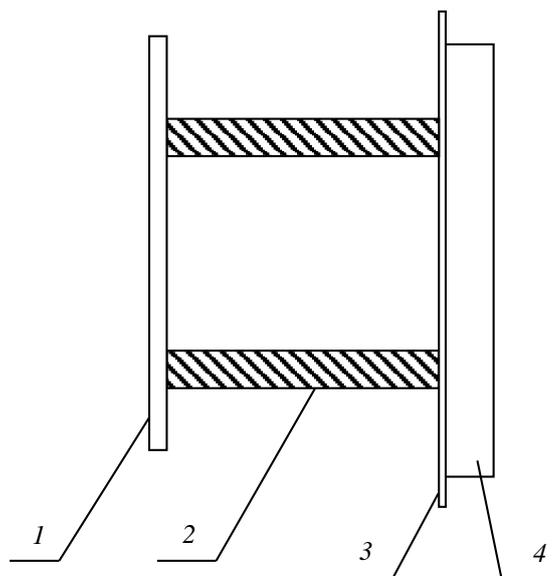


Рис.1. Схема детектирующей установки: 1 – источник калифорния, 2 – коллимирующая трубка, 3 – майларовый поглотитель, 4 – полупроводниковый кремниевый детектор.

тефлоновой трубке диаметром 10 мм на расстоянии 12 мм от детектора. Для поглощения продуктов деления ^{252}Cf используется тонкий поглотитель из майлара толщиной 23 мкм.

Как показали измерения энергетического спектра частиц от источника из калифорния без применения поглотителя, в области, охватывающей искомый пик (8785 КэВ), фон от продуктов деления довольно заметный. Наличие поглотителя существенно подавляет вклад этих частиц, но приводит к смещению и расширению искомого пика. Сигналы от полупроводникового детектора подавались на вход спектрометрического тракта с последующим их накоплением.

Калибровка детектора проводилась с помощью комбинированного альфа-источника, состоящего из трех изотопов: ^{239}Pu – 5105.5 КэВ (0.12), 5144.3 КэВ (0.17), 5156.6 КэВ (0.71); ^{238}Pu – 5456.3 КэВ (0.29), 5499 КэВ (0.71); ^{244}Cm – 5763 КэВ (0.236), 5805 КэВ (0.764). В скобках указан парциальный вклад каждой альфа-линии в полное число альфа-распадов данного изотопа. Проверка линейности тракта осуществлялась с помощью амплитудного генератора. Измерения показали, что в энергетической области, представляющей для нас интерес, зависимость номера канала от амплитуды сигнала линейная. Энергетическое разрешение детектора, полученное по калибровочным измерениям, оказалось ~ 50 КэВ для альфа-частиц с энергией 5.8 МэВ.

Сначала был измерен спектр от источника ^{252}Cf без поглотителя. Источник содержит также примесь других изотопов калифорния. Ниже приведены относительные интенсивности альфа-пику для каждого изотопа, а также периоды полураспада: ^{252}Cf (2.645 лет) – 6075 КэВ (0.15), 6118 КэВ (0.82); ^{250}Cf (13.08

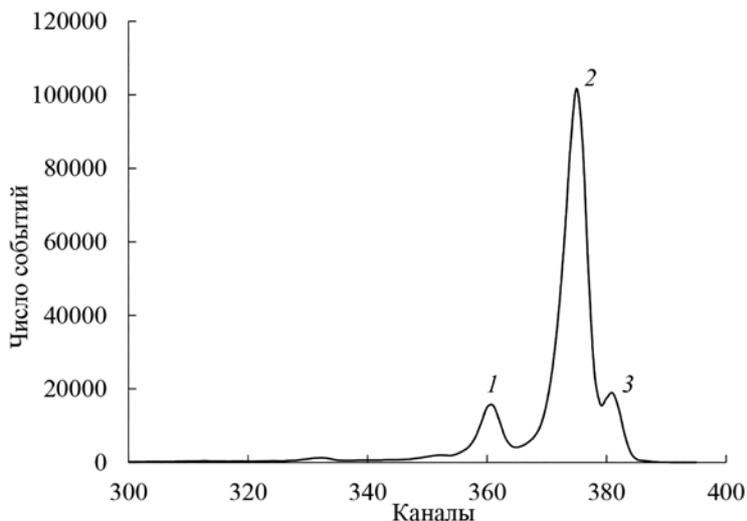


Рис.2. Фрагмент спектра от источника калифорния, соответствующий диапазону энергий от 5.0 МэВ до 6.2 МэВ: пики 1, 2 и 3 соответствуют изотопам ^{249}Cf , ^{250}Cf и ^{252}Cf .

лет) – 5989 КэВ (0.17), 6031 КэВ (0.83); ^{249}Cf (351 год) – 5813 КэВ (0.82); ^{251}Cf (900 лет) – 5677 КэВ (0.36), 5851 КэВ (0.28), 6013 КэВ (0.12); ^{246}Cm (4760 лет) – 5343 КэВ (0.18), 5386 КэВ (0.82). Изотоп ^{246}Cm образуется от распада ^{250}Cf , изначально содержащегося в источнике. Значимый фрагмент полученного спектра, охватывающий диапазон от 5.0 МэВ до 6.2 МэВ, представлен на рис.2.

В этой области энергий основной вклад вносят продукты альфа-распада ядер источника. Область выше 6.2 МэВ заселена событиями, обусловленными продуктами деления ^{252}Cf . Оценка ожидаемого вклада альфа-частиц с энергией 8785 КэВ, соответствующих искомому процессу, при справедливости результатов работы [1], показала, что он существенно ниже измеренного в этой области спектра фрагментов. Поэтому для подавления фона от продуктов деления мы использовали поглотители из тонких майларовых пленок (рис.1).

Для определения оптимальной толщины поглотителя были проведены измерения энергетического спектра частиц, регистрируемых детектором после прохождения поглотителя с разными толщинами: 10 мкм, 13 мкм, 20 мкм, 23 мкм и 26 мкм. Основным критерием, которым мы руководствовались при выборе минимальной оптимальной толщины, являлся по возможности низкий уровень фона в смещенной области гипотетического пика от альфа-частиц с начальной энергией 8785 КэВ. В итоге мы остановились на поглотителе толщиной 23 мкм, который является комбинацией тонких пленок с толщинами 10 мкм и 13 мкм. Истинные толщины определялись путем взвешивания. Значения толщин тонких пленок оказались равными соответственно 1.41 мг/см^2 и 1.91 мг/см^2 , что согласуется с расчетными значениями, соответствующими полученным смещениям

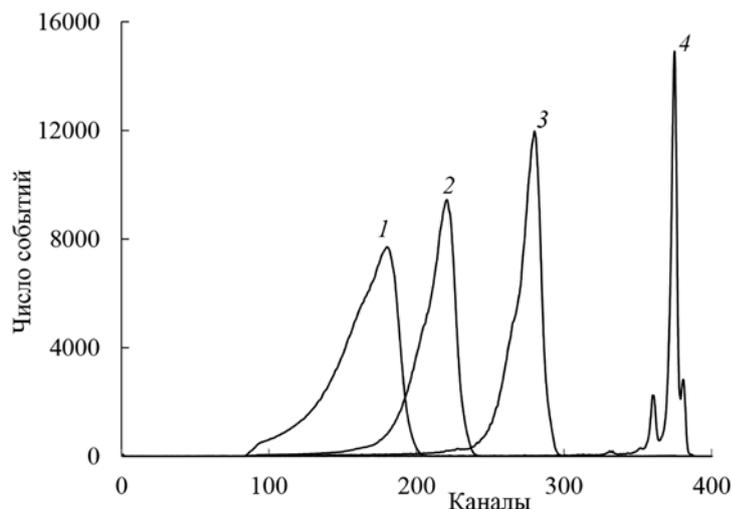


Рис.3. Спектры от источника калифорния при разных значениях толщины майларового поглотителя: 1, 2, 3 соответствует поглотителю с толщинами 23 мкм, 20 мкм, 13 мкм и 4 – без поглотителя.

альфа-линии с энергией 6.03 МэВ после прохождения этих толщин и их комбинаций (20 мкм и 23 мкм).

На рис.3 представлены энергетические спектры частиц от калифорния, полученные при трех значениях толщины майларового поглотителя – 23 мкм, 20 мкм и 13 мкм, а также спектр без поглотителя.

Дальнейшие измерения проводились при толщине поглотителя 23 мкм, которая была выбрана в соответствии с упомянутым выше критерием. Был накоплен спектр с общим количеством событий около шести миллионов. Фрагмент полного спектра для интервала энергий до 3.8 МэВ представлен рис.4.

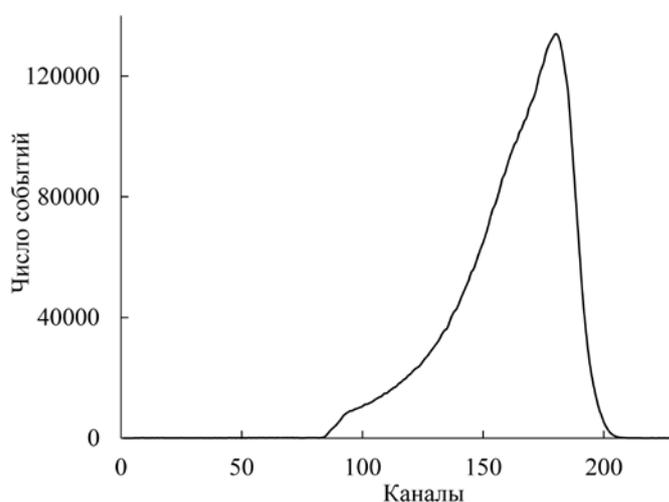


Рис.4. Фрагмент полного спектра от источника калифорния после прохождения майларового поглотителя толщиной 23 мкм. Максимальное значение функции распределения соответствует энергии 3.1 МэВ.

3. Обработка результатов измерений

Используя измеренный спектр, представленный на рис.2, можно определить долю ξ альфа-частиц от ^{252}Cf в общем количестве частиц, зарегистрированных детектором за время измерений. Зная эту долю и полное число частиц в каждой серии измерений, можно с хорошей точностью определить количество альфа-частиц от ^{252}Cf в спектре, соответствующем данному измерению. А это, в свою очередь, позволит определить отношение выходов альфа-частиц от искомого процесса и от процесса альфа-распада ^{252}Cf независимо от точного знания интенсивности источника и геометрии эксперимента.

Для определения ξ проводилась подгонка ожидаемого спектра под экспериментально измеренный. Форма альфа-пику задавалась в виде гауссовского

распределения с добавлением к левой части этого распределения экспоненциальной функции. Исходя из калибровочных измерений, а также формы экспериментального спектра, задавались начальные значения дисперсии гауссовской функции и положение пика 6031 КэВ от ^{250}Cf . Информация о дисперсии содержится также в калибровочных спектрах. В качестве варьируемых параметров использовались дисперсия, вклады в спектр значимых альфа-пиков от разных изотопов калифорния, а также положение пика 6031 КэВ. Положения остальных пиков привязывались к нему и не варьировались. Кроме статистической погрешности, которая из-за большой статистики (рис.2) очень мала, учитывался возможный 1% вклад в погрешность от дифференциальной нелинейности спектрометрического тракта. Основная цель всей процедуры – извлечение из экспериментального спектра доли ξ альфа-распадов от изотопа ^{252}Cf в спектре, зарегистрированном детектором. На рис.5 представлены полученные в результате подгонки вклады изотопов ^{250}Cf (1) и ^{252}Cf (2) в экспериментальный спектр.

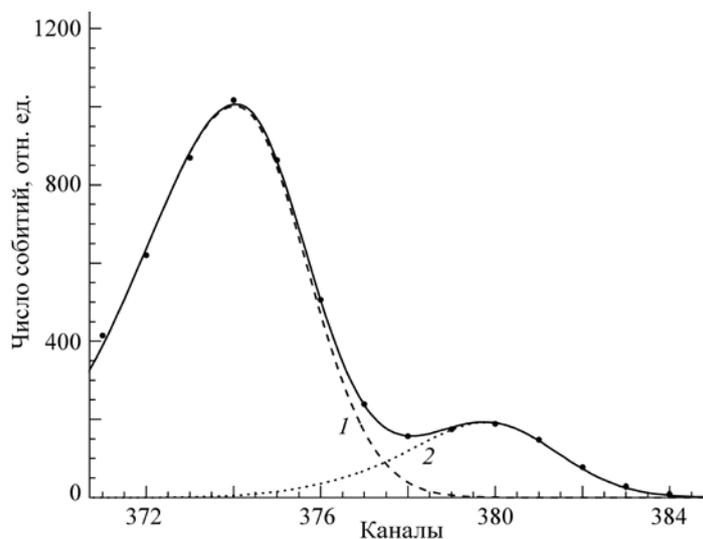


Рис.5. Спектры альфа-частиц от ^{250}Cf (кривая 1) и ^{252}Cf (кривая 2), вычисленные по параметрам, полученным в результате подгонки.

Основной результат подгонки – величина отношения вкладов изотопов ^{252}Cf и ^{250}Cf в измеряемый спектр. Она оказалась равной: $\alpha = 0.185 \pm 0.001$. Заметим, что для нашей задачи устроила бы и точность порядка нескольких процентов.

Для получения значения ξ определялось отношение числа частиц, соответствующих суммарному вкладу изотопов ^{250}Cf и ^{252}Cf , к полному числу частиц в спектре. Оно оказалось равным 0.819 ± 0.001 . Используя это отношение и полученное значение α , легко найти искомое отношение количества альфа-частиц от ^{252}Cf к полному числу частиц в измеренном спектре $\xi = 0.128$. Знание этой

величины, которая не меняется от измерения к измерению, позволяет определить полное число альфа-частиц от распада ^{252}Cf в любом из измеренных нами спектров.

Известно, что, если имеется цепочка распадов, содержащая n следующих друг за другом нуклидов $(1, 2, \dots, n)$, с постоянными распада соответственно $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, где $\lambda_k = \ln 2 / T_k$ и T_k – период полураспада k -го нуклида, то при начальном числе родительских ядер, равном $N_1(0)$, через время t количество нуклидов, имеющих порядковый номер n в цепочке распадов, будет равно

$$N_n(t) = N_1(0) \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} S(t),$$

где

$$\begin{aligned} S(t) = & \exp(-\lambda_1 t) / [(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)] \\ & + \exp(-\lambda_2 t) / [(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)] + \dots \\ & + \exp(-\lambda_n t) / [(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)]. \end{aligned} \quad (4)$$

В цепочке распадов $^{252}\text{Cf} \rightarrow 8n + ^{244}\text{Cf} \rightarrow ^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{236}\text{Pu}$ (2.858 лет) $\rightarrow ^{232}\text{U}$ (68.9 лет) $\rightarrow ^{232}\text{Th}$ (1.91 лет) величина постоянной распада для ^{252}Cf равна $\lambda_1 = 0.262 \text{ лет}^{-1}$, а для остальных долгоживущих нуклидов она равна соответственно $\lambda_2 = 0.2425 \text{ лет}^{-1}$, $\lambda_3 = 0.010 \text{ лет}^{-1}$ и $\lambda_4 = 0.363 \text{ лет}^{-1}$. Количество ядер ^{228}Th , N_{Th} , образовавшихся за t лет с момента изготовления источника и накопленных в образце к моменту измерений, вычисленное согласно (4), равно

$$N_{\text{Th}} = N_0(^{252}\text{Cf}) \times \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 S(t) \varepsilon_1, \quad (5)$$

где $N_0(^{252}\text{Cf}) = N_1(0)$ – количество ядер ^{252}Cf в момент изготовления, ε_1 – парциальная вероятность канала (1). За время измерений Δt количество распадов ^{228}Th равно

$$\Delta^{228}\text{Th} = N_{\text{Th}} \times \lambda_4 \Delta t. \quad (6)$$

Количество альфа-распадов ^{252}Cf за то же время измерений равно

$$\Delta^{252}\text{Cf} = N_0(^{252}\text{Cf}) \times \exp(-\lambda_1 t) \lambda_\alpha \Delta t, \quad (7)$$

где $\lambda_\alpha = 0.97 \lambda_1$ – постоянная альфа-распада ^{252}Cf . Пусть ε – вероятность реализации канала (1) по отношению к альфа-распадному: $\varepsilon = \varepsilon_1 \lambda_1 / \lambda_\alpha$. Тогда отношение

$$\Delta^{228}\text{Th} / \Delta^{252}\text{Cf} = \varepsilon \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \exp(\lambda_1 t) S(t). \quad (8)$$

Напомним, что идентификация распадов ^{228}Th осуществляется посредством регистрации альфа-частиц от распадов ^{212}Po , доля которых составляет 64% от распадов ^{228}Th . Поскольку измерения альфа-распадов от ^{212}Po и ^{252}Cf производятся на одной установке и одновременно, то при одинаковой эффективности регистрации альфа-частиц от этих распадов отношение η количества зарегистрированных детектором частиц от ^{212}Po и ^{252}Cf при $t = 25.75$ лет, прошедшем с момента изготовления источника, согласно (8), будет

$$\eta = \Delta^{212}\text{Po} / \Delta^{252}\text{Cf} = 17.34 \varepsilon . \quad (9)$$

Итак, для определения парциальной вероятности распада ^{252}Cf по каналу (1) достаточно измерить количество альфа-частиц от распада ^{212}Po и ^{252}Cf и найти их отношение η . Дальнейшая задача сводится к нахождению этой величины.

Проводился поиск событий в области, соответствующей альфа-частицам с начальной энергией 8785 КэВ после прохождения ими майларового поглотителя с толщиной ~ 3.32 мг/см². Положение максимума смещенного пика соответствует энергии 6800 КэВ. Границы исследуемой области фиксировались с учетом минимальности вклада фоновых событий. Для левой границы был выбран канал, соответствующий энергии 6500 КэВ. Анализ формы правой части спектров, представленных на рис.3, показал, что справа можно ограничиться энергией 6950 КэВ. В номерах каналов выбранный интервал, согласно калибровке, соответствует от 402 канала до 432 с максимумом в 422. На практике мы расширили левую границу до 400 канала, а правую – до 437.

Следующий шаг заключался в оценке доли Υ событий от гипотетического пика 8785 КэВ, попадающих в указанный интервал после прохождения майларового поглотителя. Без учета флуктуаций ионизационных потерь, граничная энергия 6500 КэВ соответствует прохождению толщины 3.79 мг/см². Это соответствует определенному граничному углу влета частицы в детектор, поскольку при заданной толщине поглотителя толщина, проходимая частицей, однозначно связана со значением угла влета. В свою очередь, ограничение на угол влета приводит к равенству полного телесного угла для всех энергий частиц, вылетающих из источника. Кроме того, равенство отношений β максимальной и минимальной толщин приводит к равенству полного телесного угла независимо от исходной толщины поглотителя. В нашем случае $\beta = 1.14$.

В исходном спектре альфа-частиц с пиковым значением энергии 6.03 МэВ толщине $t_{\text{max}} = 3.79$ мг/см² соответствует $E_{\text{min}} = 2600$ КэВ. В итоге, в заданной геометрии интервалу (6050 КэВ; 6950 КэВ) для пиковой энергии 8785 КэВ будет соответствовать интервал (2600 КэВ; 3400 КэВ) для пиковой энергии 6.03 МэВ. В измеренном спектре (рис.4) выделялся этот интервал и определялось число событий в нем. Отношение Υ числа событий в выделенном интервале к полному числу зарегистрированных событий оказалось равным 0.79. Величина 0.79 является заниженным значением искомого Υ для интервала, соответствующего более высокой, чем 6.03 МэВ, пиковой энергии (8785 КэВ). Поэтому, используя это значение, мы получим завышенную оценку для ε . Кроме того, структура спектра источника (рис.2) вносит дополнительное уширение по сравнению с одиночным пиком (8785 КэВ), что также приводит к завышению оценки ε .

Пусть N_{8785} – число частиц, зарегистрированных в области поиска альфа-частиц от распада ^{212}Po , а N_{Σ} – полное число событий в измеренном спектре. Тогда, используя полученное выше значение $\xi = 0.128$ и приняв $\Upsilon = 0.79$, находим, согласно (9), что

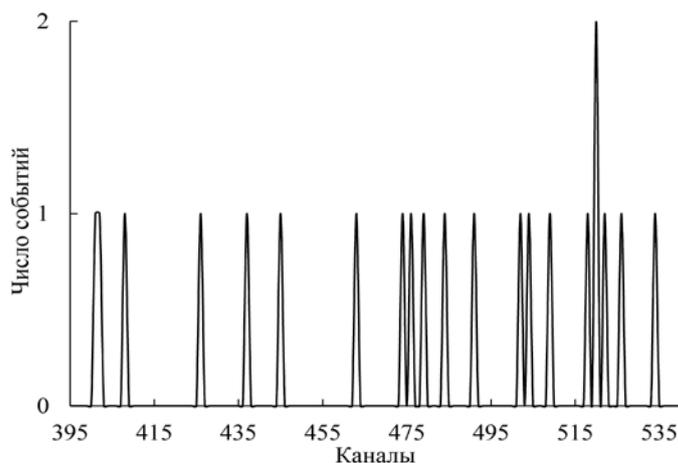


Рис.6. Полный спектр событий в интервале от 6.4 МэВ до 8.5 МэВ за все время измерений. Поиск событий с ожидаемым пиком при 6800 КэВ (422 канал) ограничен интервалом от 400 канала до 437.

$$\varepsilon = 0.57 N_{8785} / N_{\Sigma} . \quad (10)$$

На рис.6 приведен полный спектр частиц, зарегистрированных в интервале энергий от 6.4 МэВ до 8.5 МэВ за все время измерений с поглотителем толщиной 23 мкм.

Как отмечалось выше, мы ограничили поиск событий интервалом от 400 канала по 437. Распределение событий вне этой области дает основание полагать, что события в интересующем нас интервале, скорее всего, вызваны фоном. Поэтому мы можем дать только оценку верхней границы парциальной вероятности каналов реакций, приводящих к выходу альфа-частиц с энергией 8785 КэВ, т.е. содержащих в цепочке распадов нуклид ^{212}Po .

4. Обсуждение результатов

Перейдем непосредственно к определению величины ε . Полное число событий в спектре $N_{\Sigma} = 5.95 \times 10^6$. Если принять, что все события в рассматриваемом интервале вызваны распадом ^{212}Po , то их число не превышает пяти. Установленное нами значение верхней границы парциальной вероятности реализации канала (1), полученное с использованием выражения (10), составляет

$$\varepsilon \leq 0.5 \times 10^{-6} . \quad (11)$$

Заметим, что, в силу ряда указанных выше причин, значение верхней границы, представленное в (11), несколько завышено.

Этот результат не согласуется с выводами работы [1], в которой авторы делают вывод, что их результаты согласуются с существованием канала (1) и приводят значение его вероятности по отношению к альфа-распадному каналу, равное $\varepsilon = 1.74 \times 10^{-6}$.

Результаты измерений могут иметь различные интерпретации. Некоторые из них упомянуты в работе [1]. Расширенный перечень дан в работе [7], где отмечается возможность образования ^{212}Po , если допустить существование таких кластерных распадов калифорния-252, как: $^{20}\text{C} + ^{232}\text{U}$, $^{24}\text{O} + ^{228}\text{Th}$, $^{28}\text{Ne} + ^{224}\text{Ra}$, $^{32}\text{Mg} + ^{220}\text{Rn}$, $^{36}\text{Si} + ^{216}\text{Po}$, $^{40}\text{S} + ^{212}\text{Pb}$, $^{40}\text{P} + ^{212}\text{Bi}$, $^{40}\text{Si} + ^{212}\text{Po}$. Из результатов наших измерений были установлены значения верхних границ парциальной вероятности этих процессов. Для моды распада $^{20}\text{C} + ^{232}\text{U}$ мы получили верхнюю границу, равную 0.5×10^{-6} , для $^{24}\text{O} + ^{228}\text{Th} - 0.4 \times 10^{-5}$, для $^{40}\text{Si} + ^{212}\text{Po} - 0.8 \times 10^{-5}$, а для остальных $- 1.3 \times 10^{-5}$.

Наличие в источнике значительной доли содержания изотопа ^{250}Cf позволяет рассмотреть также и другую возможность образования ^{212}Po , если допустить существование связанного состояния из шести нейтронов (секстанейтрона). В этом случае возможен канал реакции распада ^{250}Cf :



Анализ, проведенный аналогично анализу реакции (1), показал, что верхняя граница парциальной вероятности данного процесса не превышает 0.6×10^{-5} .

5. Заключение

В работе получены значения верхних границ различных мод кластерного распада ядра ^{252}Cf . Полученное нами значение верхней границы парциальной вероятности реакции с образованием октанейтрона находится в противоречии с результатами работы [1]. Дана также оценка верхней границы парциальной вероятности распада ядра ^{250}Cf с испусканием связанного состояния из шести нейтронов.

Авторы выражают признательность А. Алексаняну и Н. Григоряну за помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта № SCS 13-1C245.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.N. Dudkin, A.A. Garapatski, V.N. Padalko. NIM A, **760**, 73 (2014).
2. Д.В. Александров, Е.Ю. Никольский, Б.Г. Новацкий, С.Б. Сакута, Д.Н. Степанов. Письма в ЖЭТФ, **81**, 49 (2005).
3. D.R. Tilley, H.R. Weller, H.H. Hasan. Nucl. Phys. A, **541**, 1 (1992).
4. Д.В. Александров, Е.Ю. Никольский, Б.Г. Новацкий, Д.Н. Степанов. Ядерная физика, **52**, 933 (1990).
5. D.R. Tilley, H.R. Weller, H.H. Hasan. Nucl. Phys. A, **474**, 1 (1987).
6. F. M. Marques, M. Labiche, N. A. Orr, et al. Phys. Rev. C, **65**, 044006 (2002)
7. H. Gulkanyan, A. Margaryan. YerPhI Preprint, 1628 (2014).

ԿԱԼԻՖՈՐՆԻՈՒՄԻ ՏՐՈՂՄԱՆ ՀԱԶՎԱԴԵՊ ԿԱՆԱԼՆԵՐԻ ՈՐՈՆՈՒՄԸ

Գ.Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ.Ռ. ԳՈՒԼՔԱՆՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈՂՈՍՈՎ, Լ.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են ութ նեյտրոնների կապված վիճակի առաքմամբ ուղեկցվող ^{252}Cf միջուկի կլաստերային տրոհման որոնման արդյունքները: Ստացված է այդ պրոցեսի պարզիակ հավանականության վերին սահմանի արժեքը, որը հակասում է վերջերս հրատարակված աշխատանքի արդյունքներին, որոնք վկայում են օկտանեյտրոնի հնարավոր գոյության մասին: Մեր չափումների արդյունքների հիման վրա գնահատված են ^{20}C , ^{24}O , ^{28}Ne , ^{32}Mg , ^{36}Si , ^{40}S , ^{40}P և ^{40}Si կլաստերների առաքման պարզիակ հավանականության վերին սահմանները: Ստացված է նաև վեց նեյտրոնների կապված վիճակի առաքմամբ ուղեկցվող ^{250}Cf միջուկի տրոհման պարզիակ հավանականության վերին սահմանի գնահատականը:

SEARCH FOR RARE DECAY MODES OF CALIFORNIUM

G.M. AYVAZYAN, H.R. GULKANYAN, V.S. POGOSOV, L.A. POGHOSYAN

The results of measurements on searching for a cluster decay of ^{252}Cf nucleus with the emission of the bound state of eight neutrons are presented. The value of an upper limit for the rate of this process is obtained. This value contradicts the results of the recently published paper, in which a possible existence of octaneutron is declared. On the base of the results of our measurements the estimations for the upper limits of partial probabilities for the emission of ^{20}C , ^{24}O , ^{28}Ne , ^{32}Mg , ^{36}Si , ^{40}S , ^{40}P , and ^{40}Si are given. The estimation of an upper limit for the rate of the decay of ^{250}Cf with the emission of the cluster, which is the six neutrons' bound state, is obtained also.

УДК 533.9

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ БЕЗ ИНВЕРСИИ

К.Б. ОГАНЕСЯН

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

e-mail: bsk@yerphi.am

(Поступила в редакцию 15 мая 2015 г.)

Показано, что возможность создания лазеров на свободных электронах без инверсии (ЛСЭБИ) имеет пороговый характер по интенсивности усиливаемой волны. Дано описание пороговых условий в одночастичном подходе. Показано, что порог наблюдения усиления без инверсии достаточно высок, что может существенно затруднить возможность экспериментальной реализации ЛСЭБИ.

1. Введение

Идея создания лазеров на свободных электронах без инверсии (ЛСЭБИ) была предложена впервые в работе [1], затем развивалась и совершенствовалась в работах [2–4]. Конкретные схемы реализации ЛСЭБИ предлагались и рассматривались в работах [5,6]. Одним из ключевых моментов в схемах реализации ЛСЭБИ является предложение об использовании неколлинеарного распространения электронного пучка и усиливаемого излучения. В обычных лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) и в строфотронах такие схемы известны и обсуждаются давно [7–21]. Применительно к ЛСЭБИ с двумя ондуляторами основная идея состоит в том, что при неколлинеарном взаимодействии лазерного и электронного пучков у электронов после первого ондулятора возникает разброс по поперечным скоростям, а значит и по углам, и этот разброс напрямую связан с приростом энергии электронов. Поэтому селекция электронов по направлениям в межондуляторном промежутке оказывается эквивалентной селекции по энергиям. Это позволяет изменять контролируемым образом длину пути электронов с разными энергиями в межондуляторном пространстве и распределение по энергиям на входе во второй ондулятор. Если устройства в межондуляторном промежутке обладают свойством отрицательной дисперсии (т. е. более быстрые электроны тратят больше времени на прохождение межондуляторного пространства, чем медленные), то интегральный (по энергиям электронов) коэффициент усиления $G(\omega)$ может быть сделан положительным практически во всей области изменения частоты ω усиливаемой волны в окрестности резонансной частоты ондулятора. Это и есть ЛСЭБИ.

Данный механизм может работать только, если разброс по углам α , возникающий в результате взаимодействия электронов с полем ондулятора и усиливаемой волны, больше, чем естественный разброс $\Delta\alpha_{\text{beam}}$ по направлениям скорости в электронном пучке. Практически, величина $\Delta\alpha_{\text{beam}}$ не может быть меньше, чем 10^{-6} рад. Условие $\alpha > \Delta\alpha_{\text{beam}}$ приводит к возникновению порога реализации ЛСЭБИ либо по интенсивности лазерного излучения, либо по плотности электронного пучка.

В настоящей работе оценивается порог возникновения эффекта усиления без инверсии в предлагавшихся для достижения этой цели схемах ЛСЭ. Анализ будет выполнен в рамках одночастичного подхода.

2. Одночастичный подход

В случае неколлинеарного ЛСЭ фаза медленного движения электрона определяется выражением

$$\varphi = qz + \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t, \quad (1)$$

где $q = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 – период ондулятора, \mathbf{k} и ω – волновой вектор и частота усиливаемой волны, связанные в вакууме соотношением $\omega = kc$, $\mathbf{r}(t)$ – радиус-вектор электрона, $z(t)$ – проекция радиус-вектора на ось ондулятора. Пусть вектор \mathbf{k} лежит в плоскости xz и составляет угол θ с осью ондулятора, а вектор поляризации поля волны направлен по оси y , как и векторные потенциалы полей лазерной волны A_L и ондулятора A_W , равные соответственно

$$A_L = \frac{c\varepsilon_0}{\omega} \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t), \quad A_W = \frac{H_0}{q} \cos(qz), \quad (2)$$

где ε_0 и H_0 – амплитуды напряженностей полей волны и ондулятора. Описанная геометрия соответствует предложенной в работе [4]. Можно показать, что в этой геометрии фаза медленного движения электрона (1) удовлетворяет тому же уравнению математического маятника, что и в коллинеарном ЛСЭ ($\theta = 0$),

$$\ddot{\varphi} = -a^2 \sin \varphi, \quad (3)$$

где

$$a = \frac{ce\sqrt{\varepsilon_0 H_0}}{E_0} \quad (4)$$

и $E_0 \equiv \gamma mc^2$ – начальная энергия электрона. Произведение at при t , равном времени пролета электрона через ондулятор с длиной L ($t = L/c$), есть параметр насыщения [10]

$$\mu = \frac{aL}{c} = \frac{eL\sqrt{\varepsilon_0 H_0}}{E_0}. \quad (5)$$

Усиление в обычном ЛСЭ с $H_0 = \text{const}$ эффективно только при $\mu \leq 1$, т. к. при $\mu > 1$ коэффициент усиления падает. Условие $\mu \sim 1$, определяющее границу насыщения, например, при $L = 3m$, $H_0 = 10^4 \text{ Э}$, $\gamma = 10^2$ дает $\varepsilon_0 \sim 1.2 \times 10^6 \text{ Вт/см}$, что соответствует интенсивности $I \sim 2 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2$.

Уравнение маятника (3) имеет сохраняющийся первый интеграл, равный его полной энергии:

$$\frac{\dot{\varphi}^2(t)}{2} - a^2 \cos \varphi(t) = \text{const}. \quad (6)$$

Начальные условия к уравнениям (3) и (6) имеют вид

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad \dot{\varphi}(0) = \delta \equiv \frac{\omega - \omega_{\text{res}}}{2\gamma^2}, \quad (7)$$

где φ_0 – произвольная начальная фаза, δ – расстройка резонанса, ω_{res} – резонансная частота неколлинеарного ЛСЭ

$$\omega_{\text{res}} = \frac{cq}{1 - \frac{v_0}{c} \cos \theta} \approx \frac{2\gamma^2 cq}{1 + \gamma^2 \theta^2}. \quad (8)$$

Здесь v_0 – начальная скорость электрона, направленная вдоль оси z . Характерная величина расстройки резонанса определяется условием $|\delta| \sim 1/t \sim c/L$.

Помимо уравнения маятника (3) аналогичным образом можно получить и уравнение для скорости изменения энергии электрона dE/dt . Сопоставление этих двух уравнений дает

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{2cq} \ddot{\varphi} \approx \frac{E_0}{2cq} \ddot{\varphi}. \quad (9)$$

В слабом поле ($\mu \ll 1$) уравнение (6) можно решить методом итераций по a^2 . Решение нулевого порядка – $\varphi^{(0)} = \varphi_0 + \delta t$. В первом порядке по a^2 из уравнения (6) находим

$$\varphi^{(1)} = \frac{a^2}{\delta} (\cos(\varphi_0 + \delta t) - \cos \varphi_0) \sim \frac{a^2 L}{c} = \frac{\mu^2 c}{L}. \quad (10)$$

Проинтегрированное по времени уравнение определяет прирост энергии электрона ΔE за проход через ондулятор, выраженный через скорость изменения фазы на выходе из ЛСЭ. В первом порядке по a^2 прирост энергии равен

$$\Delta E^{(1)} = \frac{E_0}{2cq} \dot{\varphi}^{(1)} \sim \frac{E_0}{2cq} \frac{\mu^2 c}{L} = \mu^2 E_0 \frac{\lambda_0}{4\pi L}. \quad (11)$$

Согласно работам [4] (уравнение (14)) и [6] (уравнение (13)), величина поперечной скорости электрона, приобретаемой вследствие взаимодействия с полями

волны и ондулятора, в первом порядке по a^2 связана с изменением энергии электрона за проход (11) соотношением $v_z = c\theta\Delta E / E_0$, что дает следующую оценку для угла отклонения α :

$$\alpha = \frac{v_x}{c} = \theta \mu^2 \frac{\lambda_0}{4\pi L} \sim \mu^2 \frac{d \lambda_0}{4\pi L^2}, \quad (12)$$

где d – диаметр электронного пучка и принято, что $\theta \sim d/L$.

Для проведения оценок примем, что $\lambda_0 = 3$ см, $d = 0.3$ см, $L = 3 \times 10^2$ см и $\mu = 1$. Тогда из уравнения (12) получим

$$\alpha \sim 10^{-6}. \quad (13)$$

Оценка (13) совпадает с нашими ранними [22,23] оценками, полученными другим методом. Для того, чтобы выполнялось условие $\alpha > \Delta\alpha_{\text{beam}}$, необходимо, чтобы естественная угловая расходимость электронного пучка была заметно меньше, чем 10^{-6} , что практически недостижимо.

3. Заключение

В работе исследовано влияние разброса скоростей электронов пучка по направлениям на работу ЛСЭБИ. Получено пороговое значение максимального разброса по углу скоростей электронов пучка в рамках одночастичного подхода. Показано, что порог на угол разброса соответствует наличию порога по интенсивности (или мощности) лазерного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kurizki, M.O. Scully, C. Keitel. Phys. Rev. Lett., **70**, 1433 (1993).
2. B. Sherman, G. Kurizki, D.E. Nikonov, M.O. Scully. Phys. Rev. Lett., **75**, 4602 (1995).
3. D.E. Nikonov, B. Scherman, G. Kurizki, M.O. Scully. Opt. Commun., **123**, 363 (1996).
4. D.E. Nikonov, M.O. Scully, G. Kurizki. Phys. Rev. E, **54**, 6780 (1996).
5. A.I. Artemiev, M.V. Fedorov, Y.V. Rostovtsev, G. Kurizki, M.O. Scully, Phys. Rev. Lett., **85**, 4510 (2000).
6. Yu. Rostovtsev, S. Trendafilov, A. Artemyev, K. Kapale, G. Kurizki, M.O. Scully. Phys. Rev. Lett., **90**, 214802 (2003).
7. D.F. Zaretsky, E.A. Nersesov, M.V. Fedorov. ЖЭТФ, **80**, 999 (1981); Phys. Lett., **82**, 227 (1981).
8. M.V. Fedorov, S. Stenholm. Opt. Commun., **49**, 355 (1984).
9. A.A. Varfolomeev, T.V. Yarovoi. Nucl. Instr. Meth. A, **445**, 290 (2000).
10. M.V. Fedorov. Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. Singapore, World Scientific, 1997.
11. K.B. Oganessian, M.L. Petrosyan. YerPHI-475(18) – 81, Yerevan, 1981.
12. M.V. Fedorov, K.B. Oganessian. IEEE J. Quant. Electr., QE-21, 1059 (1985).
13. Д.Ф. Зарецкий, Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров. Квантовая электроника, **13**, 685, (1986).
14. Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров. ЖТФ, **56**, 2402 (1986).

15. **К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **57**, 2105 (1987).
16. **M.L. Petrosyan, L.A. Gabrielyan, Yu.R. Nazaryan, G.Kh. Tovmasyan, K.B. Oganesyanyan.** Laser Physics, **17**, 1077 (2007).
17. **M.V. Fedorov, K.B. Oganesyanyan, A.M. Prokhorov.** Appl. Phys. Lett., **53**, 353 (1988).
18. **К.Б. Оганесян, А.М. Прохоров, М.В. Федоров.** ЖЭТФ, **94**, 80 (1988).
19. **Е.М. Sarkisyan, К.Г. Petrosyan, К.В. Oganesyanyan, V.A. Saakyan, N.Sh. Izmailyan, С.К. Ну.** Laser Physics, **18**, 621 (2008).
20. **М.Л. Петросян, Л.А. Габриелян, Ю.Р. Назарян, Г.Х. Товмасын, К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 57 (2007).
21. **К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 169 (2015).
22. **A.I. Artemiev, D.I. Klochkov, K.B. Oganesyanyan, M.V. Fedorov, Yu.V. Rostovtsev.** Laser Physics, **17**, 1213 (2007).
23. **D.N. Klochkov, K.B. Oganesyanyan, Y.V. Rostovtsev, G. Kurizki.** Laser Physics Letters, **11**, 125001 (2014).

ԱՌԱՆՑ ՎԵՐԱԲՆԱԿԵՑՄԱՆ ԱԶԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐՆԵՐԻ,
ԻՐԱԿԱՆԱՑՄԱՆ ՈՐՈՇ ՅՈՒՐԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Կ.Բ. ՆՈՎԶԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ առանց վերաբնակեցման ազատ էլեկտրոնային լազերների (ԱՎԱԷԼ) ստեղծման հնարավորությունը ունի շեմային բնույթ ըստ ուժեղացվող ալիքի: Միամասնիկային ռեժիմում տրված է շեմային պայմանների նկարագրությունը: Ցույց է տրված, որ առանց վերաբնակեցման ուժեղացման դիտման շեմը բավական բարձր է, ինչը կարող է էապես դժվարացնել ԱՎԱԷԼ-ների իրականացման փորձնական հնարավորությունները :

SOME FEATURES OF REALIZATION OF FREE ELECTRON LASERS WITHOUT INVERSION

K.B. OGANESEYAN

The possibility of creation of free electron lasers without inversion (FELWI) that has threshold behavior on amplified wave intensity is shown. The description of threshold conditions in single regime is given. It is shown, that the observation threshold of amplification without inversion is very high, which essentially hampers experimental realization possibility of FELWI.

УДК 535.14

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОННЫХ ПАР В ЧИРПИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Р. ТАМАЗЯН*, Г.Ю. КРЮЧКЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: a.tamazyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 августа 2015 г.)

Исследованы спектры двухфотонного излучения в процессе параметрической спонтанной «вниз-конверсии» в волноводе, содержащем нелинейные сегменты с пространственным чирпом. Рассмотрен трехволновой параметрический процесс для одномодового волновода, содержащего только пространственную фундаментальную моду. Исследованы особенности уширения спектра пары фотонов в чирпированном волноводе.

1. Введение

В последнее время для получения квантовых состояний света часто рассматриваются оптические волноводы, содержащие нелинейную среду. В нелинейных волноводах реализуется сильное взаимодействие между пространственными модами на больших расстояниях в отличие от нелинейных кристаллов, что может привести к получению квантовых состояний мод волновода, включая перепутанные состояния мод с контролируемыми спектральными свойствами. В этом направлении определенный интерес представляет исследование генерации пары фотонов в нелинейном световоде [1–4]. Как известно, стандартным методом генерации фотонных пар является процесс параметрической «вниз-конверсии» [5–11], в котором три спектральные моды, мода поля возмущения и моды параметрического преобразования взаимодействуют в $\chi^{(2)}$ среде согласно условию квазифазового синхронизма (КФС) мод.

Для получения трехфотонных состояний часто используются каскадные параметрические процессы второго порядка [12–14]. Получение триплета фотонов через каскадные двухфотонные процессы реализовано на эксперименте [15]. Обычно для получения КФС используются периодически переориентированные многослойные структуры, в частности, периодически переориентированные кристаллы с положительными и отрицательными восприимчивостями второго порядка. Как показано в [16,17], пары фотонов с широким спектром и с очень коротким временем корреляции между фотонами могут быть получены в случае

КФС в нелинейном кристалле с чирпом по пространственной координате распространения моды поля возмущения. В случае волновода длины волн поля возмущения и пары фотонов определяются только КФС продольных компонент волновых векторов для процессов «вниз-конверсии» пространственных мод волновода.

Теоретические и экспериментальные результаты по исследованию «вниз-конверсии» с учетом пространственных мод в волноводе приведены в работах [18–20]. Теория линейно-чирпированных двухфотонных волновых пакетов обычно основана на простой модели, в которой изменение пространственной частоты дается выражением $k(z) = k_0 - \alpha z$, где k_0 – значение волнового вектора на входе [17,18,21]. В таком случае спектральную амплитуду пары фотонов можно представить в виде функции ошибок $\text{erf}(x)$. При другом подходе для описания процесса параметрической «вниз-конверсии» с чирпом используется конечный ансамбль нелинейных сегментов [14,22–24]. В этом подходе амплитуда пары фотонов выражается через гауссовские суммы вместо непрерывной функции ошибок, которая появляется в феноменологическом подходе [22].

Целью данной работы является исследование процесса спонтанной параметрической «вниз-конверсии» в слоистом чирпированном волноводе, в том числе получение и исследование спектров фотонных пар в таких структурах. Расчеты спектров выполнены на основе метода гауссовских сумм.

2. Трехволновое взаимодействие в планарном волноводе

Вначале рассмотрим трехволновое взаимодействие в планарном волноводе, содержащем нелинейную среду с восприимчивостью второго порядка. Полагаем, что волновод является симметричным, содержит центральную среду со слоистой пространственной структурой, в которой восприимчивость и коэффициент преломления меняются по слоям. В таком волноводе свет распространяется вдоль x -оси волновода, если показатель оболочки волновода меньше показателя центральной компоненты, т.е. $n_2 < n_1$. В такой структуре поперечные электрические ТЕ-моды и поперечные магнитные ТМ-моды определяют пространственные моды волновода в z -направлении. Таким образом, волны в волноводе определяются поперечной k_z и продольной β компонентами волнового вектора, причем $k_z^2 + \beta^2 = n_1^2 \omega^2 / c^2$.

Параметрический процесс «вниз-конверсии» в волноводе, содержащем нелинейный элемент, определяется квазифазовым согласованием мод в направлении x для определенных пространственных мод поля накачки и двух полей субгармоник. Во втором порядке теории возмущения состояние пары фотонов субгармоник можно представить следующим образом:

$$|\hat{\Psi}\rangle \sim \int_0^{t'} dt \int_V dV \chi^{(2)}(\mathbf{r}) E_p^*(\mathbf{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) |0, 0\rangle, \quad (1)$$

где $E_p(\mathbf{r}, t)$ – амплитуда поля накачки, $\hat{E}_i(\mathbf{r}, t)$ и $\hat{E}_s(\mathbf{r}, t)$ – операторы полей субгармоник, $\chi^{(2)}(\mathbf{r})$ – нелинейная восприимчивость среды второго порядка и $|0, 0\rangle$ – двухмодовое вакуумное состояние. Компоненты отрицательной части операторов полей субгармоник в слое m представляются в следующем виде:

$$E_{q,m}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \int d\omega_q \sum_{\mu_q, \sigma_q} \hat{a}_{\mu_q, \sigma_q}^+(\omega_q) u_{m, \mu_q, \sigma_q}(\omega_q, y, z) \exp(i\omega_q t - i\beta_{\mu_q, \sigma_q}(\omega_q, x)x). \quad (2)$$

Компонента поля накачки рассматривается классическим образом как

$$E_{p,m}^*(\mathbf{r}, t) = \int d\omega_p u_{m, \mu_p, \sigma_p}(\omega_p, y, z) e^{(-i\omega_p t + i\beta_{\mu_p, \sigma_p}(\omega_p, x)x)}, \quad (3)$$

где индексы $q = s, i$ обозначают субгармоники, p – поле накачки, μ_q, μ_p – пространственные моды, σ_q, σ_p – поляризации, $\hat{a}_{\mu_q, \sigma_q}^+(\omega_q)$ – операторы генерации фотонов, u_{m, μ_q, σ_q} – амплитуда μ_q моды и $\beta_{\mu_q, \sigma_q}(\omega_q, x)$ – проекция волнового вектора на направление распространения x .

Двухфотонное состояние записывается в виде

$$|\hat{\Psi}\rangle \sim \int d\omega_s \sum_{\mu, \sigma} \Phi_{\mu, \sigma}(\omega_s) |\omega_s, \sigma_s, \mu_s\rangle |\omega_i, \sigma_i, \mu_i\rangle, \quad (4)$$

где $|\omega_q, \sigma_q, \mu_q\rangle$ представляет состояние фотона в заданной пространственной моде с частотами ω_s, ω_i и с заданными поляризациями, а $\Phi_{\mu, \sigma}$ – спектральная амплитуда рождения пары фотонов. В рамках такого подхода спектральная амплитуда получения двух фотонов полем накачки имеет вид суперпозиции амплитуд в каждом слое:

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu, \sigma}(\omega_s) &= \sum_m \Phi_{m, \mu, \sigma}(\omega_s), \\ \Phi_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) &= A_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) \int_{x_m}^{x_{m+1}} dx \chi_m^{(2)} e^{i\Delta\beta_m x}, \\ A_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) &= A_0 \iint dy dz \prod_{q=p, s, i} u_{m, \mu_q, \sigma_q}(\omega_q, y, z). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь x_m и x_{m+1} – координаты границ m -ого слоя, $\chi_m^{(2)}$ – нелинейная восприимчивость среды второго порядка в слое m (в рассмотренной ниже структуре она меняет знак в соседних слоях), множитель $A_{m, \mu, \sigma}$ содержит поперечные профили взаимодействующих мод и A_0 – нормировочный множитель.

Учитывая фазовое соотношение между волнами $\omega_p = \omega_s + \omega_i$, после простых расчетов получаем

$$\begin{aligned} \Phi_{m, \mu, \sigma} &= l_m \chi_m^{(2)} A_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) \exp\left(-i\left(\phi_m + \frac{\Delta\beta_m l_m}{2}\right)\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta\beta_m l_m}{2}\right), \\ \phi_m &= \sum_m \Delta\beta_m l_m, \end{aligned} \quad (6)$$

где l_m – длина слоя, $\Delta\beta_m = \beta_{s,m} + \beta_{i,m} - \beta_{p,m}$ – проекция вектора фазового несовпадения в направлении распространения волн в слое.

Далее рассматривается рождение фотонных пар с одинаковой частотой, поэтому можно разложить волновые векторы субгармоник в ряд Тейлора в области частоты $\omega_p/2$. В результате, с учетом второго порядка разложения, имеем

$$\Delta\beta_m = \Delta\beta_{m0} + D\Omega + B\Omega^2, \quad (7)$$

где $\Delta\beta_{m0} = \beta_{s,m}(\omega_p/2) + \beta_{i,m}(\omega_p/2) - \beta_{p,m}(\omega_p)$ – фазовое несовпадение на частоте фотонных пар, которое обычно сокращается с параметром квазифазового совпадения для случая переориентированных кристаллов (см. далее), $D = \tau_s - \tau_i$, $\tau_q = \beta'_{q,m}(\omega_p/2) - \beta'_{q,m}(\omega_p)$ – временная задержка между модами субгармоник и модой накачки, $B = \delta_s + \delta_i$, $\delta_q = \beta''_{q,m}(\omega_p/2)$ определяются производными второго порядка и $\Omega = \omega_s - \omega_p/2 = \omega_p/2 - \omega_i$ определяет спектр пары фотонов.

Описывая распространение света в планарном волноводе, отметим, что в волноводе амплитуды пространственных мод определяются граничными условиями для напряженностей полей и различаются для четных и нечетных мод. Их можно представить в виде тригонометрических функций

$$\begin{cases} u_{\mu,\sigma}(\omega, y, z) = \cos(k_{\mu,\sigma}^z(\omega)z), & \text{при четных } \mu, \\ u_{\mu,\sigma}(\omega, y, z) = \sin(k_{\mu,\sigma}^z(\omega)z), & \text{при нечетных } \mu. \end{cases} \quad (8)$$

Кроме этого, поперечная k_z и продольная β компоненты распространяющихся волн должны удовлетворять трансцендентным уравнениям, которые имеют различный вид для ТЕ- и ТМ-волн. Далее в нашей модели рассматриваются только ТЕ-волны, поэтому приведем трансцендентное уравнение только для этих волн:

$$\tan^2\left(\frac{k_{\mu,\sigma}^z H - \mu\pi}{2}\right) = -\frac{k_{\mu,\sigma}^z}{(n_1^2 - n_2^2)\omega^2/c^2 + k_{\mu,\sigma}^z{}^2}. \quad (9)$$

Учитывая эти уравнения, можно рассчитать спектральную амплитуду фотонных пар в волноводах разных конфигураций и структур.

3. Спектральное распределение пары фотонов в chirпированном волноводе

Рассмотрим общие выражения для вычисления вероятности излучения пары фотонов в переориентированной структуре, в которой нелинейная восприимчивость $\chi_m^{(2)}$ в слое m меняет знак в соседних слоях.

Для получения chirпа в волноводе рассматривается нелинейная пространственная слоистая структура, в которой длина слоев равномерно меняется с направлением x следующим образом:

$$\begin{aligned} l_m &= l_{m-1} + \zeta = l_0 + (m-1)\zeta, \\ \chi_m^{(2)} &= (-1)^m \chi_0^{(2)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь l_0 – длина первого слоя, $\chi_0^{(2)}$ – восприимчивость второго порядка в первом слое и ζ – параметр чирпа (рис.1). Для такой структуры показатель преломления, как и величина $\Delta\beta_m = \beta_{s,m} + \beta_{i,m} - \beta_{p,m}$, а также пространственный множитель $A_{m,\mu,\sigma}(\omega_s)$ не изменяются при переходе от слоя к слою.

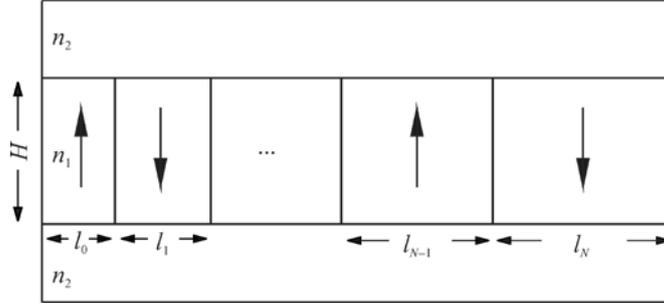


Рис.1. Структура волновода со слоями разной длины. Стрелки показывают направление восприимчивости второго порядка в каждом слое, H – высота волновода, l_m – длина соответствующего слоя, n_1 – показатель преломления внутри волновода и n_2 – в оболочке.

В этом случае спектральная амплитуда рождения пары фотонов с частотой одного из фотонов ω_s и другого $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ оказывается равной следующему выражению:

$$\begin{aligned}
 |\Phi(\omega_s)|^2 &= \left(\frac{\chi^{(2)}}{\Delta\beta} \right)^2 A_{\mu,\sigma}^2(\omega_s) \left[\sum_{m=1}^N \sin^2 \left[\frac{\Delta\beta(l_0 + \zeta(m-1))}{2} \right] \right. \\
 &+ 2 \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{p=1}^{N-m} (-1)^p \sin \left[\frac{\Delta\beta(l_0 + \zeta(m-1)l)}{2} \right] \\
 &\left. \times \sin \left[\frac{\Delta\beta l(l_0 + \zeta(m+p-1))}{2} \right] \cos \left[\Delta\beta p(l_0 + \zeta(m+p/2-1)) \right] \right]. \tag{11}
 \end{aligned}$$

Этот результат получен для общего случая коллинеарного распространения фотонов с одинаковыми частотами. Пространственная модовая структура проявляется в пространственном множителе $A_{\mu,\sigma}^2(\omega_s)$, а также в величине $\Delta\beta$. В частности, вследствие интегрирования пространственный множитель зависит от пространственной четности мод. Если рассматривать излучение двух фотонов в двухмодовом волноводе с четной $\mu = 0$ и нечетной $\mu = 1$ модами, то необходимо иметь моду накачки с $\mu = 1$.

Далее рассмотрим общий результат (11) для важного случая, когда все моды трехволнового процесса являются пространственными фундаментальными

ТЕ-модами с $\mu = 0$. Тогда для различимости фотонов удобно рассмотреть процесс синхронизма второго типа, в котором фотоны в паре можно различать по состояниям поляризации. Из трансцендентного уравнения можно рассчитать компоненты волновых векторов и, используя уравнения для амплитуд, можно получить все составляющие спектральной амплитуды, т.е. спектр пары фотонов.

Для решения трансцендентного уравнения (9) для фундаментальной моды приведем его к виду

$$\frac{\cos^2(k_0^z H/2)}{k_0^{z2}} = \frac{1}{(n_1^2 - n_2^2)\omega^2/c^2} \quad (12)$$

и далее разложим функцию \cos в ряд Тейлора для малых аргументов. В итоге для z -компоненты волнового вектора и постоянной распространения мод трудно получить следующие выражения:

$$k_{0,q}^z = \frac{4}{H^2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \omega_q/c} \left(\sqrt{\frac{8}{H^2 (n_1^2 - n_2^2) \omega_q^2/c^2} + 1} - 1 \right), \quad (13)$$

$$\beta_{0,q} = \sqrt{n_1^2 \omega_q^2/c^2 - k_{0,q}^z{}^2}.$$

Такое приближение может быть использовано не для всех параметров. Поскольку $|k_z| < |k|$, где $|k| = n_1 \omega/c$, для очень малых значений высоты H волновода это приближение неприменимо. Заметим также, что поскольку в данной структуре величина β_q зависит от высоты H волновода, то из выражения (7) следует, что параметр D также будет зависеть от H . Поэтому для волноводов с разными высотами ширина двухфотонного спектра будет разной.

Перейдем к расчету пространственного множителя A спектральной амплитуды, который в рассматриваемой структуре одинаков для всех слоев и с помощью уравнений (5) и (8) приводится к виду

$$A_{0,0,0}(\omega_s) \sim \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z + k_i^z + k_s^z)H}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z - k_i^z - k_s^z)H}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z + k_i^z - k_s^z)H}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z - k_i^z + k_s^z)H}{2}\right), \quad (14)$$

где $\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$.

Теперь можно рассчитать спектр фотонных пар фундаментальной моды. Вначале рассмотрим спектральную амплитуду для случая без чирпа. Результат для волновода с периодически переориентированной многослойной структурой имеет вид

$$\Phi(\Omega) \sim \chi_0^{(2)} A_{0,0,0}(\omega_s) \frac{\sin\left(N\left(D\Omega + \Delta\beta_0 - \frac{\pi}{l_0}\right)\frac{l_0}{2}\right)}{\sin\left(\left(D\Omega + \Delta\beta_0 - \frac{\pi}{l_0}\right)\frac{l_0}{2}\right)} \text{sinc}\left(\left(D\Omega + \Delta\beta_0\right)\frac{l_0}{2}\right), \quad (15)$$

где l_0 – длина единичного слоя и N – число слоев. Отметим, что это выражение обобщает результат, полученный в работе [19], на случай наличия волновода. КФС в направлении x получается при значении длины слоя волновода $l_0 = \pi/\Delta\beta_0$.

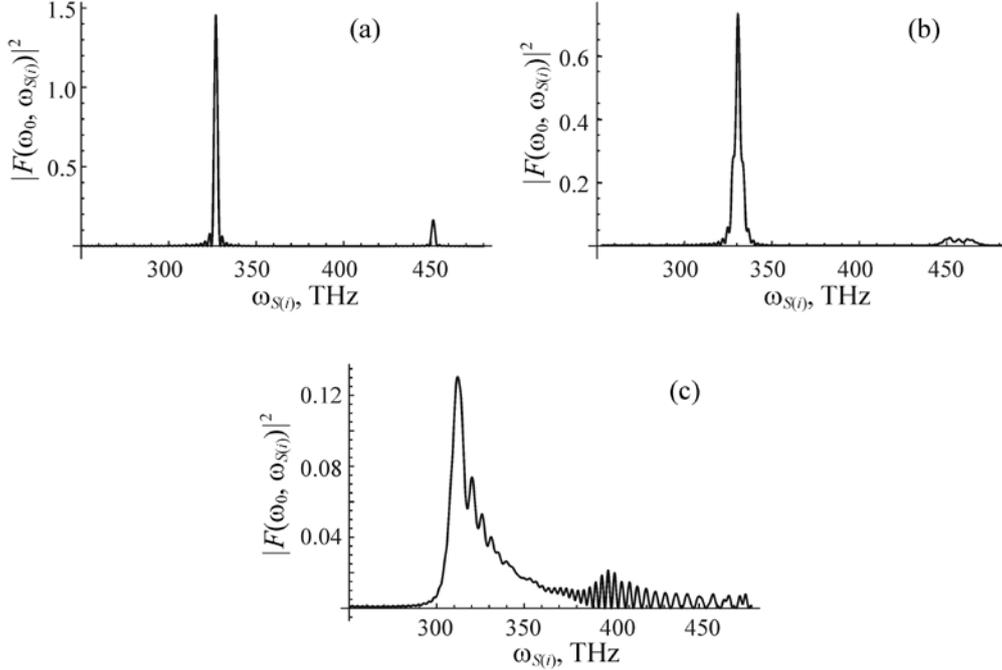


Рис.2. Спектральная амплитуда пары фотонов в планарном волноводе в зависимости от параметра чирпа: (a) $\zeta = 0$ (чирпа нет), (b) $\zeta = 0.05$ мкм, (c) $\zeta = 0.5$ мкм; $l_0 = \pi/\Delta\beta_0 - 30\zeta$, $N = 50$, $\omega_p = 654$ ТГц.

Результаты для нормированной вероятности излучения пары фотонов $F(\omega_0, \omega_{s(i)}) = \Phi(\omega_0, \omega_{s(i)}) / (A_0 \chi_0^{(2)} L)$, где L – длина всего волновода, для конечного числа слоев приведены на рис.2а. Заметим, что в этом случае спектральная амплитуда пары фотонов имеет вид δ -функции с центром на частоте фотонной пары $\omega_p/2$. Анализ зависимости спектра пары фотонов от параметра чирпа приведен на рис.2. При наличии пространственного чирпа спектр уширяется (рис.2b,c), причем ширина спектра зависит как от параметра чирпа, так и от высоты волновода и числа слоев.

На рис.3 представлены результаты для нормированной вероятности $F(\omega_0, \omega_{s(i)})$ в зависимости от высоты волновода, из которых видно, что с увеличением высоты волновода спектр уширяется.

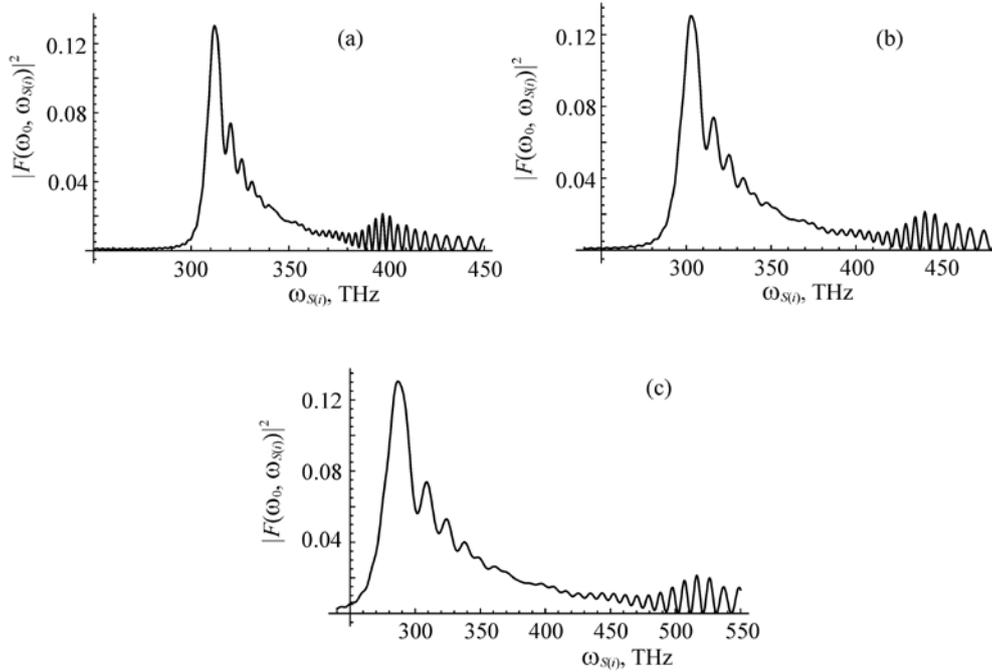


Рис.3. Спектральная амплитуда пары фотонов в планарном волноводе в зависимости от высоты волновода: (a) $H = 10$ мкм, (b) $H = 50$ мкм и (c) $H = 100$ мкм; $l_0 = \pi/\Delta\beta_0 - 30\zeta$, $N = 50$, $\omega_p = 654$ ТГц, $\zeta = 0.5$ мкм.

Отметим также, что для генерации пары фотонов в этой структуре достаточно, чтобы условие КФС удовлетворялось на любом из слоев, т.е. при $\Delta\beta_0 = \pi/l_m$. Для волноводов с разными высотами это условие выполняется при различных параметрах (длина слоев либо частота поля накачки должны быть разными), так как значение $\Delta\beta_0$ зависит как от высоты волновода, так и от частоты поля накачки. Для иллюстрации во всех изображениях КФС выбран на 30-ом слое структуры. Спектры построены для числа слоев $N = 50$ и частоты поля накачки $\omega_p = 654$ ТГц.

4. Заключение

В работе рассмотрен процесс генерации двух фотонов при параметрическом трехволновом взаимодействии в планарном волноводе, содержащем конечное число нелинейных сегментов. Конкретные результаты получены для

одномодового волновода, содержащего только пространственную фундаментальную моду. Исследован спектр пары фотонов, который уширяется при наличии пространственного чирпа в зависимости от параметров волновода.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта №13-1C031.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Chen, A.J. Pearlman, A. Ling, J. Fan, A.L. Migdall.** *Opt. Express*, **17**, 6727 (2009).
2. **M.E. Anderson, M. Beck, M.G. Raymer, J.D. Bierlein**. *Opt. Lett.*, **20**, 620 (1995).
3. **A.B.U. Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek, I.A. Walmsley.** *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 093601 (2004).
4. **S. Tanzilli, H.D. Riedmatten, H. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M.D. Micheli, D. Ostrowsky, N. Gisin.** *Electron. Lett.*, **37**, 26 (2001).
5. **S.E. Harris, M.K. Oshman, R.L. Byer.** *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 732 (1967); **R.L. Byer, S.E. Harris.** *Phys. Rev.*, **168**, 1064 (1968).
6. **D. Magde, H. Mahr.** *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 905 (1967).
7. **Д.Н. Клышко, Д.П. Криндач.** *ЖЭТФ*, **54**, 371 (1968).
8. **Y. Shih.** *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 1009 (2003).
9. **Н.Н. Adamyan, G.Yu. Kryuchkyan.** *Phys. Rev. A*, **74**, 023810 (2006).
10. **Н.Н. Adamyan, Н.Н. Adamyan, G.Yu. Kryuchkyan.** *Phys. Rev. A*, **77**, 023820 (2008).
11. **Н.О. Адамян, Г.Ю. Крючкян.** *Изв. НАН Армении, Физика*, **43**, 91; **43**, 163 (2008).
12. **G.Yu. Kryuchkyan, N.T. Muradyan.** *Phys. Lett. A*, **286**, 113 (2011); **G.Yu. Kryuchkyan, L.A. Manukyan, N.T. Muradyan.** *Optics Commun.*, **190**, 245 (2001).
13. **K.V. Kheruntsyan, G.Yu. Kryuchkyan, N.T. Muradyan, K.G. Petrosyan.** *Phys. Rev. A*, **57**, 535 (1998).
14. **D.A. Antonosyan, T.V. Gevorgyan, G.Yu. Kryuchkyan.** *Phys. Rev. A*, **83**, 043807 (2011).
15. **H. Hübel, D.R. Hamel, A. Fedrizzi, S. Ramelow, K.J. Resch, T. Jennewein.** *Nature Photonics Lett.*, **466**, 601 (2010).
16. **G. Brida, M.V. Chekhova, I.P. Degiovanni, M. Genovese, G.Kh. Kitaeva, A. Meda, O.A. Shumilkina.** *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 193602 (2009).
17. **S. Sensarn, G.Y. Yin, S.E. Harris.** *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 253602 (2010).
18. **M.F. Saleh, B.E.A. Saleh, M.C. Teich.** *Phys. Rev. A*, **79**, 053842 (2009).
19. **K. Banaszek, A.B. U'Ren, I.A. Walmsley.** *Opt. Lett.*, **26**, 1367 (2001).
20. **A. Christ, K. Laiho, A. Eckstein, T. Lauckner, P.J. Mosley, Ch. Silberhorn.** *Phys. Rev. A*, **80**, 033829 (2009).
21. **G. Imeshev, M.A. Arbore, M.M. Fejer, A. Galvanauskas, M. Fermann, D. Harter.** *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 304 (2000).
22. **D.A. Antonosyan, A.R. Tamazyan, G.Yu. Kryuchkyan.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **45**, 215502 (2012).
23. **M. Nemati, R. Kheradmand, M. Rezaei, G.Yu. Kryuchkyan, N. Sang Nour Pour, M. Goalipour.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **45**, 175401 (2012).
24. **D.A. Antonosyan, G.Yu. Kryuchkyan.** *Optics Commun.*, **285**, 795 (2012).

ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԲԱՇԽՈՒՄԸ
ՉԻՐՊԱՎՈՐՎԱԾ ԱԼԻՔՍԱՐՈՒՄ

Ա.Ռ. ԹԱՄԱԶՅԱՆ, Գ.ՅՈՒ. ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է սպոնտան պարամետրիկ «ցած-կոնվերսիայի» միջոցով երկֆոտոնների գեներացումը տարածական չիրպով ոչ զծային սեզմենտներ պարունակող շերտավոր ալիքատարում: Դիտարկված է եռաֆոտոն պարամետրիկ փոխազդեցություն տարածական ֆունդամենտալ մոդ պարունակող ալիքատարի համար: Ուսումնասիրված են երկֆոտոնների սպեկտրի լայնացման առանձնահատկությունները չիրպավորված ալիքատարում:

SPECTRAL DISTRIBUTION OF PHOTON PAIRS IN A CHIRPED WAVEGUIDE

A.R. TAMAZYAN, G.YU. KRYUCHKYAN

Two photon generation in the process of spontaneous parametric down conversion is studied for a waveguide combined of nonlinear segments with spatial chirp. Three photon parametric interaction is investigated for a waveguide containing only fundamental spatial mode. The photon pair spectra broadening characteristics in a chirped waveguide are studied.

УДК 530.145

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С АТОМАМИ А-ТИПА

Э.А. ГАЗАЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

e-mail: emilgazazyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 15 июня 2015 г.)

Численно исследована динамика атомных населённости в поле одного фемтосекундного импульса в рамках резонансного приближения и вне его. Показано, что для импульсов с предельно короткой длительностью нарушение резонансного приближения приводит не только к количественным, но и к качественным изменениям в поведении трехуровневого атома.

1. Введение

Бурное развитие лазерной науки и технологии привело к созданию импульсов не только фемтосекундной, но и аттосекундной длительности. Такие импульсы, содержащие всего несколько оптических циклов (или даже меньше одного), имеют чрезвычайно широкий спектр. В спектральном составе подобных импульсов содержатся компоненты, резонансные практически для любой среды. Однако несмотря на большое количество публикаций, посвященных этим импульсам (см., например, работы [1–4] и ссылки в них), когерентные взаимодействия фемтосекундных импульсов с резонансными средами изучены относительно мало и, в основном, численными методами. Сложность аналитических вычислений обусловлена тем, что для импульсов длительностью в несколько оптических циклов резонансное приближение неприменимо [5].

В работе [6] детально исследовано поведение двухуровневого атома в поле фемтосекундного импульса малой площади и проанализирована микроскопическая природа фазовой самомодуляции. Дано объяснение известному факту отсутствия фазовой самомодуляции в точном резонансе и в случае монохроматического излучения.

Адиабатический перенос населенностей с помощью chirпированного фемтосекундного импульса (т.е. импульса с линейно изменяющейся во времени частотой) численно исследовался в работе [7]. Когерентное пленение населенностей [8] в трехуровневой среде с помощью оптической гребенки фемтосекундных импульсов в атомах рубидия исследовано в работе [9]. Подобная же гребенка была использована при экспериментальном исследовании электромагнитно-индуцированной прозрачности в работе [10].

Целью настоящей работы является выяснение предельных длительностей, на которых резонансное приближение еще достаточно хорошо описывает когерентные процессы в трехуровневом атоме. Для этого проведены численные исследования динамики атомных населенностей как в рамках резонансного приближения, так и без него в простейшем случае, когда атом взаимодействует только с одним фемтосекундным импульсом. В действительности экспериментальная реализация подобной модели весьма затруднительна, поскольку спектральная ширина одиночного фемтосекундного импульса может составлять 500 ТГц. Это означает, что во взаимодействие могут быть вовлечены и другие близкорасположенные уровни (для сравнения естественная ширина атомного уровня составляет 5–6 МГц, в случае доплеровского уширения 500 МГц, а в твердотельных материалах, активированных редкоземельными ионами, 10 ТГц). В то же время, высокая концентрация энергии в малых временных интервалах (интенсивность лазерного поля превышает 10^{12} Вт см⁻²) может приводить к ионизационным потерям [11]. Однако в настоящей работе мы ограничиваемся трехуровневой моделью, поскольку усложнение рассматриваемой теоретической задачи может не дать ответа на поставленный вопрос, а именно: оказывают ли влияние нерезонансные спектральные компоненты на когерентные процессы. В работе продемонстрировано, что нерезонансные поправки могут существенным образом разрушать известные процессы, такие как когерентное пленение населённости и электромагнитно-индуцированная прозрачность.

2. Основные уравнения

Рассмотрим трехуровневую атомную систему Λ -типа, приведённую на рис. 1. Гамильтониан взаимодействия для этой системы имеет вид

$$H = \hat{H}_0 + \hbar(\Omega_{21}(t)\sigma_{21} + \Omega_{12}(t)\sigma_{12}) + \hbar(\Omega_{23}(t)\sigma_{23} + \Omega_{32}(t)\sigma_{32}), \quad (1)$$

где \hat{H}_0 – гамильтониан свободного атома, σ_{ij} – проекционные матрицы, а $\Omega_{21}(t)$ и $\Omega_{32}(t)$ являются частотами Раби для переходов $1 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 2$, соответственно, $\Omega_{ij} = \Omega_{ji}^*$. Частоты Раби можно представить в виде:

$$\Omega_{23}(t) = \Omega_{23}^0 f_1(t) e^{i\omega_2 t} + \text{h.c.},$$

$$\Omega_{12}(t) = \Omega_{12}^0 f_2(t) e^{i\omega_1 t} + \text{h.c.}$$

Здесь Ω_{23}^0 и Ω_{12}^0 – независимые от времени амплитуды, ω_1 и ω_2 – частоты лазеров, $f_1(t)$ и $f_2(t)$ – безразмерные огибающие импульсов, которые могут быть выбраны, например, в виде гауссовских функций $e^{-t^2/T_{1,2}}$, а $T_{1,2}$ – длительности импульсов.

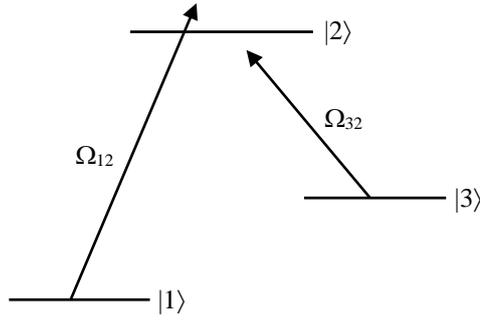


Рис.1. Схема уровней атома и соответствующие частоты Раби.

Уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) имеет вид

$$i\hbar \frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} = H|\psi(t)\rangle. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) представим в виде разложения по невозмущённым состояниям атома $|n\rangle$:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=1}^3 c_n e^{-i\epsilon_n t} |n\rangle. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_n = E_n / \hbar$, где E_n – энергия состояния $|n\rangle$.

Подставляя в уравнение Шредингера (2) для коэффициентов разложения выражение (3), получим следующую систему дифференциальных уравнений (обозначения выбраны в соответствии с работой [6]):

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dc_1(t)}{dt} &= \dot{S}_1 c_2(t), \\ i\hbar \frac{dc_2(t)}{dt} &= \dot{S}_1^* c_1(t) + \dot{S}_2 c_3(t), \\ i\hbar \frac{dc_3(t)}{dt} &= \dot{S}_2^* c_3(t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\dot{S}_1 = e^{-i\omega_{21}t} (\Omega_{21}^*(t) + \Omega_{21}(t))$, $\dot{S}_2 = e^{i\omega_{23}t} (\Omega_{32}^*(t) + \Omega_{23}(t))$ и ω_{ij} – частота перехода между атомными состояниями i и j .

3. Динамика атомных населенностей

Рассмотрим импульс длительностью в одну фемтосекунду. Поскольку спектр такого импульса достаточно широкий, он оказывается резонансным на обоих атомных переходах. Для простоты будем предполагать дипольные моменты на обоих переходах равными друг другу.

На рис.2 приведена динамика атомных населенностей, вычисленная как в

резонансном приближении (рис.2а,с), так и вне резонансного приближения (рис.2b,d) при различных начальных значениях населенностей. Рис.2а,b соответствует случаю, когда до взаимодействия с импульсом вся атомная населенность находится на уровне $|1\rangle$, а рис.2с,d – начальному максимально когерентному состоянию, когда вся населённость распределена между основными уровнями [12]. Как видно из рисунка, в резонансном приближении перенос населённости с первого уровня на третий осуществляется на 60%, а населенности первого и третьего уровня почти выравниваются (~20%). Вне резонансного приближения (рис.2b) картина существенно меняется. Теперь уже населённости распределяются между 1 и 2 уровнями (44% и 42%, соответственно), а третий уровень заселяется только на 14%.

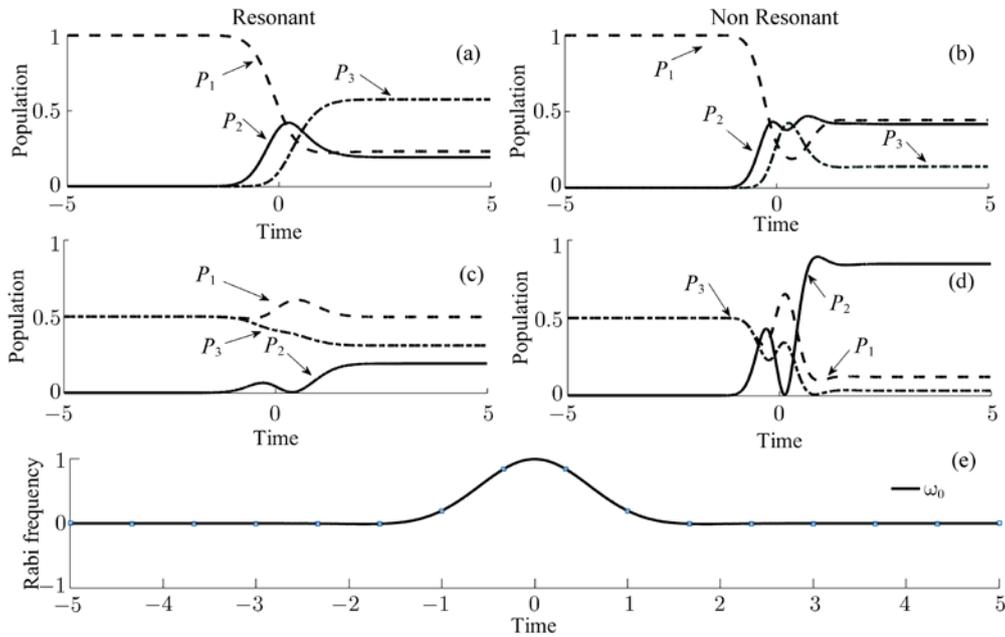


Рис.2. Динамика атомных населенностей в случае взаимодействия системы с одним фемтосекундным импульсом. Несущая частота лазера $\omega_0 T = 1$, частоты атомных переходов $\omega_{21} T = 2$, $\omega_{23} T = 1$ и амплитуды $\Omega_{12}^0 = \Omega_{23}^0 = 1$. Начальные условия: (а), (b) $C_1(-\infty) = 1$, $C_2(-\infty) = 0$, $C_3(-\infty) = 0$ и (с), (d) $C_1(-\infty) = 2^{-1/2}$, $C_3(-\infty) = -2^{-1/2}$, $C_2(-\infty) = 0$.

При тех же параметрах, когда вся населённость распределена между основными уровнями, из рис.2с видно, что в резонансном приближении происходит относительно небольшое заселение верхнего (2-ого) уровня (20%), а вне рамок резонансного приближения верхний уровень заселяется почти на 85%.

Рассмотренный пример убедительно демонстрирует, что для импульсов предельно коротких длительностей резонансное приближение неприменимо.

Еще ярче разница между результатами, полученными в рамках резонансного приближения и вне его, проявляется в случае вырожденной Λ -системы, когда $\omega_{31} = 0$. Динамика населенностей в этом случае приведена на рис.3 при тех же условиях взаимодействия, что и на рис.2. Как видно из рис.3а, при резонансном приближении происходит почти полный перенос населённости из состояния 1 в 3, в то время как вне рамок резонансного приближения почти 50% населённости переносится в верхнее состояние 2. В условиях начального максимально когерентного состояния мы видим, что в резонансном приближении населенности не изменяются (когерентное состояние сохраняется в течении всего времени взаимодействия), при этом населенность верхнего уровня остается равной нулю, а вне рамок резонансного приближения почти вся атомная населенность переходит на верхний уровень (почти 95%).

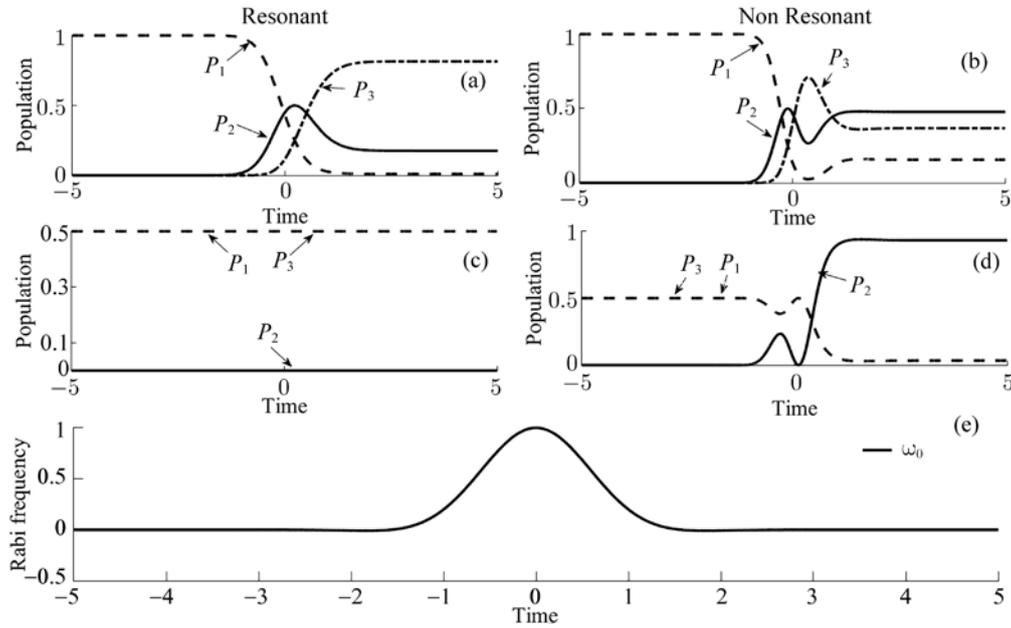


Рис.3. Динамика атомных населенностей в случае взаимодействия системы с одним фемтосекундным импульсом. Несущая частота лазера $\omega_0 T = 1$, уровни вырождены $\omega_{21} = \omega_{23} = 1$, амплитуды $\Omega_{12}^0 = 1$. Начальные условия: (а), (b) $C_1(-\infty) = 1$, $C_2(-\infty) = 0$, $C_3(-\infty) = 0$ и (с), (d) $C_1(-\infty) = 2^{-1/2}$, $C_3(-\infty) = -2^{-1/2}$, $C_2(-\infty) = 0$.

В тоже время, как показывают численные расчеты, уже при длительностях импульсов ~ 50 фс для гауссовских импульсов разница между резонансным и нерезонансным приближениями практически отсутствует. На рис.4 приведена динамика атомных населенностей, соответствующая случаю, приведенному на рис.3с, но для импульса длительностью 50 фс. Отметим, что для импульсов с другими огибающими, например, лорентцовской формы, этот предел сдвигается в сторону больших длительностей.

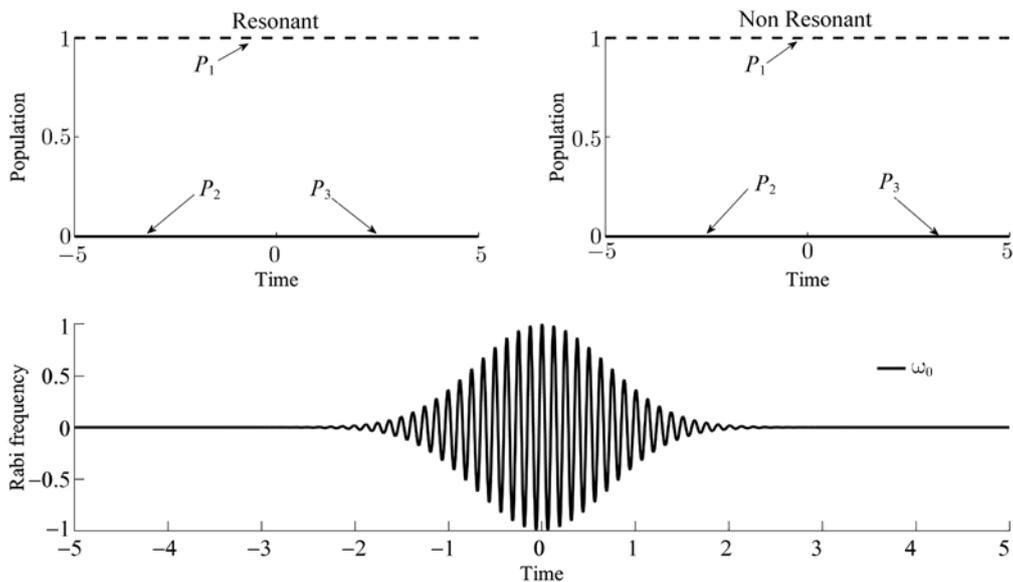


Рис.4. Динамика атомных населенностей в случае взаимодействия системы с импульсом длительностью 50 фс. Несущая частота лазера $\omega_0 T = 50$, уровни вырождены $\omega_{21} = \omega_{23} = 1$, амплитуды $\Omega_{12}^0 = 1$. Начальные условия: $C_1(-\infty) = 1, C_2(-\infty) = 0, C_3(-\infty) = 0$.

4. Заключение

Проведенное численное исследование динамики атомных населенностей в поле фемтосекундного гауссовского импульса показало существенную разницу в результатах, полученных в рамках резонансного приближения и вне его. В частности, продемонстрировано разрушение максимально когерентного состояния и эффективное заселение верхнего атомного уровня в условиях, когда теория резонансного приближения предсказывает формирование устойчивых кубитов. В дальнейшем предполагается провести более детальные исследования в зависимости от формы импульса, величины дипольных моментов переходов, а также взаимодействия с двумя фемтосекундными импульсами различной длительности.

Выражаю глубокую благодарность Г. Григорян за многократные обсуждения и помощь при выполнении работы.

Работа выполнена в рамках Международной ассоциированной лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia)

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Иванов, М.В. Алфимов, А.М. Желтиков. УФН, **174**, 743 (2004).
2. П.Г. Крюков, УФН, **183**, 898 (2013).
3. D.G. Papazoglou, D. Abdollahpour, S. Tzortzakis. Appl. Phys. A, **11**, 161 (2014).
4. S.V. Chekalin, A.E. Dokukina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, E.O. Smetanina,

- V.P. Kandidov. J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys., **48**, 094008 (2015).
5. L.W. Casperson. Phys. Rev. A, **57**, 609 (1998).
6. V.O. Chaltykyan, G.G. Grigoryan, V.T. Pashayan. J. Mod. Opt., **47**, 11 (2000).
7. J. Cheng, J. Zhou. Phys. Rev. A, **64**, 065402 (2001).
8. R.A. Malitskiy, V.M. Khodakovskiy, A.M. Negriyko, V.I. Romanenko, I.V. Matsnev, L.P. Yatsenko. Proc. SPIE, **7993**, 1 (2011).
9. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
10. V.A. Sautenkov, Y.V. Rostovtsev, C.Y. Ye, G.R. Welch, O. Kocharovskaya, M.O. Scully. Phys. Rev. A., **71**, 063804 (2005).
11. H.K. Avetissian, A.G. Markossian, G.F. Mkrtchian. Phys. Rev. A, **84**, 013418 (2011).
12. R.G. Unanyan, B.W. Shore, K. Bergmann. Phys. Rev. A, **63**, 043401 (2001).

ՖԵՄՏՍԵԿԱՅԲԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
 Λ ՏԻՊԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՀԵՏ

Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ

Թվային մեթոդներով ուսումնասիրված է ատոմական բնակեցվածությունների դինամիկան մեկ ֆեմտոպայրկյանային իմպուլսի դաշտում ռեզոնանսային և ոչ ռեզոնանսային մոտավորություններով: Ցույց է տրված, որ գերկարճ տևողությամբ իմպուլսների դեպքում ռեզոնանսային մոտավորության խախտումը հանգեցնում է եռամակարդակ ատոմների վարքի ոչ միայն քանակական, այլ և որակական փոփոխությունների:

INTERACTIONS OF FEMTOSECOND PULSES WITH Λ -TYPE ATOMS

E.A. GAZAZYAN

The dynamics of atomic populations in the field of a femtosecond pulse in the framework of the resonance approximation and beyond was numerically investigated. It is shown that for pulses with extremely short duration the violation of resonant approach leads not only to quantitative but also a qualitative changes in the behavior of the three-level atom.

УДК 535.343.1

КРИСТАЛЛ $\text{LiNbO}_3\text{-Ho}^{3+}$: МАТЕРИАЛ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Г.Г. ДЕМИРХАНЫАН^{1,2}, Э.П. КОКАНЯН^{1,2}, А.Г. ДЕМИРХАНЫАН^{1*},
Д. САРДАР³, М. АЙЛЕРИ⁴

¹ Армянский государственный педагогический университет
им. Х. Абовяна, Ереван, Армения

² Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

³ Университет Техаса, Сан-Антонио, США

⁴ Университет Лоррена, Мец, Франция

*e-mail: demirkhanyan_hasmik@yahoo.com

(Поступила в редакцию 19 июня 2015 г.)

Исследованы возможности кристаллов $\text{LiNbO}_3\text{-Ho}^{3+}$ для оптического охлаждения на основе антистоксовой люминесценции в диапазоне длин волн 2000–2200 нм. Оценены величины эффективности и температуры охлаждения при непрерывном возбуждении (CW) на длинах волн 2035–2071 нм с мощностью ~100 Вт. Показано, что при CW возбуждении на длине волны 2035 нм максимальная температура охлаждения составляет 2.5К, а при возбуждении на длине волны 2071 нм – 10.9К.

1. Введение

Кристаллы ниобата лития, LiNbO_3 (LN), легированные трехвалентными ионами редких земель (R^{3+}), являющиеся хорошим материалом для малогабаритных многофункциональных лазеров в инфракрасной и видимой областях спектра [1,2], могут быть перспективными как для оптического охлаждения на основе антистоксового излучения (ASL) примесных ионов, так и для создания лазеров с самоохлаждением [3–7]. Обзор работ, посвященных исследованию охлаждающих возможностей кристаллических ($\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$, YAG, Y_2SiO_5 , YLF и т.д.) и аморфных (ZBLANP, BIG и т.д.) материалов, легированных ионами Yb^{3+} , Er^{3+} и Tm^{3+} приведен в [5].

В настоящей работе на основе анализа энергетической схемы штарковских уровней мультиплетов 5I_8 и 5I_7 [8,9] (рис.1) и результатов теоретических исследований спектроскопических свойств кристалла LN-Ho^{3+} [7,10] рассматриваются возможности указанного кристалла для оптического охлаждения на основе ASL в диапазоне длин волн 2000–2200 нм.

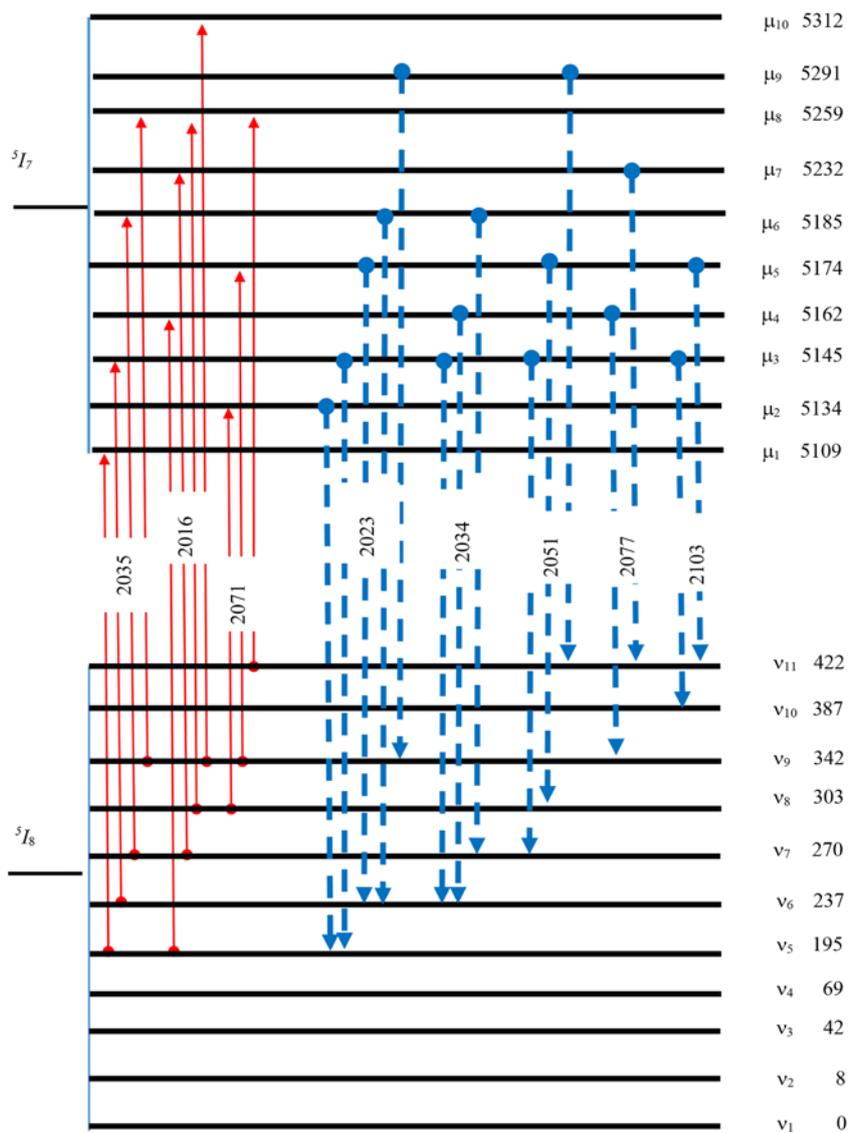


Рис.1. Схема энергетических уровней иона Ho^{3+} в LN [7]: энергии уровней приведены в см^{-1} , переходы между штарковскими состояниями указаны стрелками, длины волн переходов даны в нм.

2. Спектры поглощения и излучения в диапазоне 1800–2200 нм

Оптические спектры примесного поглощения кристалла LN-Ho^{3+} исследованы в [7–10]. Спектр поглощения в диапазоне длин волн 1800–2200 нм приведен на рис.2. Видно, что максимальное поглощение происходит при длине волны возбуждения 1950 нм, что соответствует переходу между нижайшими штарковскими состояниями мультиплетов 5I_8 и 5I_7 (переходы $\nu_1 \rightarrow \mu_1$, $\nu_3 \rightarrow \mu_4$,

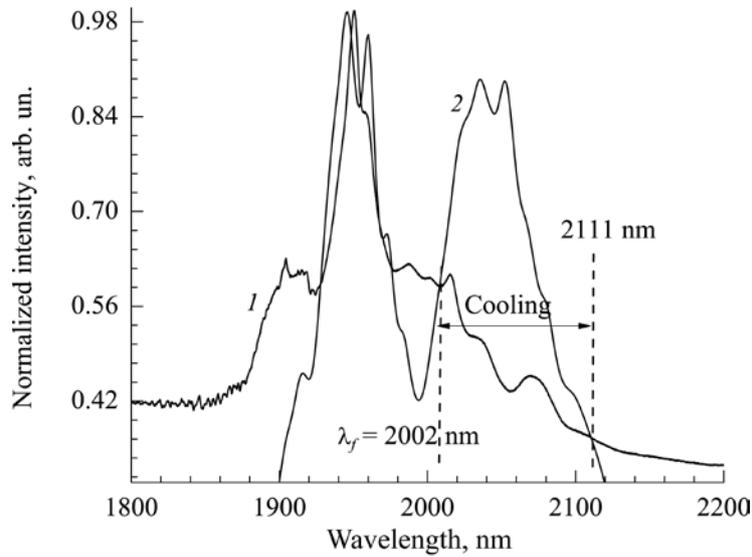


Рис.2. Спектры поглощения (кривая 1) и люминесценции (кривая 2) кристалла LN-Ho³⁺ [7,9].

$\nu_4 \rightarrow \mu_6$, $\nu_5 \rightarrow \mu_{10}$). Кроме основного пика в длинноволновой области спектр поглощения содержит ярко выраженные пики на длинах волн 1987 нм (переходы $\nu_1 \rightarrow \mu_4$, $\nu_5 \rightarrow \mu_7$, $\nu_6 \rightarrow \mu_8$, $\nu_7 \rightarrow \mu_{10}$), 2016 нм (переходы $\nu_5 \rightarrow \mu_4$, $\nu_7 \rightarrow \mu_7$, $\nu_8 \rightarrow \mu_8$, $\nu_9 \rightarrow \mu_{10}$) 2035 нм (переходы $\nu_5 \rightarrow \mu_1$, $\nu_6 \rightarrow \mu_3$, $\nu_7 \rightarrow \mu_6$, $\nu_9 \rightarrow \mu_8$) и 2071 нм (переходы $\nu_8 \rightarrow \mu_2$, $\nu_9 \rightarrow \mu_5$, $\nu_{11} \rightarrow \mu_8$) (рис.1,2). Соответствующие спектроскопические параметры приведены в табл.1. При этом эффективность поглощения рассчитана с учетом всех межштарковских $i \rightarrow f$ переходов:

$$\xi_{\text{abs}}(i \rightarrow f) = \alpha_{i,f} \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_1}{kT}\right) / \sum_{j,m} \alpha_{j,m} \exp\left(\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_1}{kT}\right), \quad (1)$$

где $\alpha_{i,f}$ – коэффициент поглощения на переходе $i \rightarrow f$, ε_j – энергия j -ого штарковского состояния начального мультиплета, k – постоянная Больцмана и T – температура.

Видно, что процессы поглощения на длинах волн 2016 нм, 2035 нм и 2071 нм в основном обусловлены переходами $\nu_5 \rightarrow \mu_4$, $\nu_5 \rightarrow \mu_1$, $\nu_6 \rightarrow \mu_3$ и $\nu_8 \rightarrow \mu_2$, соответственно. Что касается оптических спектров примесного излучения кристалла LN-Ho³⁺, то исследована лишь часть спектра, соответствующая переходам с высоколежащих мультиплетов (5F_4 , 5F_5 , 5S_2) [8,9]. Экспериментальное исследование спектра излучения в диапазоне длин волн 1800–2200 нм (переходы между штарковскими уровнями мультиплетов 5I_7 и 5I_8) в литературе отсутствует. Поэтому мы будем исходить из результатов анализа приведенного на рис.2 спектра люминесценции, построенного на основе расчетных значений спектроскопических параметров [10].

Табл.1. Спектроскопические параметры поглощения при $T = 300\text{K}$ [10]: сила линии перехода S , коэффициент поглощения α , заселенность начального уровня N_i/N_0 и эффективность поглощения ξ_{abs}

λ_{ex} , нм	Переход	S , 10^{-21} см ²	α , 10^{-26} см ⁻¹	N_i/N_0	ξ_{abs} , %
2016	$\nu_5 \rightarrow \mu_4$	4.3078	1.6528	0.075	1.0
	$\nu_7 \rightarrow \mu_7$	2.27703	0.8745	0.053	0.4
	$\nu_8 \rightarrow \mu_8$	4.58537	1.7636	0.045	0.6
	$\nu_9 \rightarrow \mu_{10}$	1.99421	0.7647	0.037	0.2
2035	$\nu_5 \rightarrow \mu_1$	3.66529	1.4216	0.075	0.8
	$\nu_6 \rightarrow \mu_3$	4.0845	2.0177	0.062	0.8
	$\nu_7 \rightarrow \mu_6$	4.60531	1.7862	0.053	0.7
	$\nu_9 \rightarrow \mu_8$	2.63614	1.0220	0.037	0.3
2071	$\nu_8 \rightarrow \mu_2$	6.28411	2.4793	0.045	0.9
	$\nu_9 \rightarrow \mu_5$	1.92399	0.7591	0.037	0.2
	$\nu_{11} \rightarrow \mu_8$	2.76008	1.0874	0.025	0.2

3. Возможности применения кристалла LN- Ho^{3+} в системах оптического охлаждения

На рис.1 приведена энергетическая схема штарковских уровней основного (5I_7) и первого возбужденного (5I_8) мультиплетов иона Ho^{3+} в LN, указаны межштарковские переходы, соответствующие наиболее интенсивным линиям поглощения в диапазоне длин волн 2016–2071 нм и ASL в диапазоне длин волн 2023–2103 нм (рис.2).

Средняя длина волны люминесценции, рассчитанная по формуле $\lambda_f = \int_0^\infty \lambda I_f(\lambda) d\lambda / \int_0^\infty I_f(\lambda) d\lambda$ (где $I_f(\lambda)$ – спектральная плотность интенсивности люминесценции), равна $\langle \lambda_f \rangle = 2002$ нм. В то же время видно, что ASL доминирует над поглощением вплоть до длины волны 2111 нм (рис.2). Таким образом, охлаждение (длина волны возбуждения превышает длину волны ASL) может быть обусловлено антистоксовыми переходами в диапазоне 2002–2111 нм, где спектр ASL имеет пики на длинах волн 2023, 2034, 2051, 2077 и 2103 нм.

В табл.2 приведены спектроскопические параметры неполяризованной ASL на указанных длинах волн, при этом коэффициенты ветвления люминесценции рассчитаны с учетом всех межштарковских переходов.

Табл.2. Параметры спектра ASL кристалла LN- Ho^{3+} при $T = 300\text{K}$ [10]: сила линии перехода S , вероятность спонтанного перехода A , заселенность начального уровня N_i/N_0 и коэффициент ветвления люминесценции β .

λ , нм	Переход	S , 10^{-21} см ²	A , с ⁻¹	N_i/N_0	β , %
2023	$\mu_2 \rightarrow \nu_5$	3.03797	26.3804	0.131	1.0
	$\mu_3 \rightarrow \nu_5$	4.78368	41.8486	0.124	1.5
	$\mu_5 \rightarrow \nu_6$	3.66778	31.8022	0.108	1.0
	$\mu_6 \rightarrow \nu_6$	7.64323	66.7652	0.103	2.0
	$\mu_9 \rightarrow \nu_9$	1.60008	13.9771	0.062	0.3
2035	$\mu_3 \rightarrow \nu_6$	4.0845	34.8448	0.124	1.3
	$\mu_4 \rightarrow \nu_6$	5.21502	44.9512	0.115	1.5
	$\mu_5 \rightarrow \nu_7$	1.41515	12.0372	0.108	0.4
	$\mu_6 \rightarrow \nu_7$	4.60531	39.4038	0.103	1.2
	$\mu_8 \rightarrow \nu_9$	2.21413	22.5886	0.124	0.5
2051	$\mu_3 \rightarrow \nu_7$	3.32482	27.7872	0.124	1.0
	$\mu_5 \rightarrow \nu_8$	1.43708	41.6042	0.108	1.3
	$\mu_8 \rightarrow \nu_{10}$	3.07435	25.6188	0.072	0.5
	$\mu_9 \rightarrow \nu_{11}$	9.87124	82.1378	0.062	1.5
2077	$\mu_4 \rightarrow \nu_9$	2.29563	18.5277	0.115	0.6
	$\mu_7 \rightarrow \nu_{11}$	2.65767	21.3261	0.082	0.5
2103	$\mu_3 \rightarrow \nu_{10}$	2.69212	20.9011	0.124	0.8
	$\mu_5 \rightarrow \nu_{11}$	5.08119	39.3370	0.108	1.3

Очевидно, что эффективность охлаждения существенно зависит от выбора длины волны возбуждающего излучения λ_{ex} , которая должна удовлетворять условию: $\lambda_{\text{ex}} > \lambda_{\text{ASL}} > \langle \lambda_f \rangle$. Видно, что в нашем случае наиболее удобными являются возбуждения на длинах волн $\lambda_{\text{ex}} = 2035$ нм и $\lambda_{\text{ex}} = 2071$ нм (рис.2). Возбуждение на длине волны 2035 нм заселяет уровни μ_1 , μ_3 и μ_6 , а при возбуждении с длиной волны 2071 нм, в основном, заселяется уровень μ_2 (табл.1). В первом случае охлаждение на основе ASL может происходить за счет переходов в области длин волн 2023 нм и 2034 нм, а во втором случае – за счет переходов на длинах волн 2023, 2034 и 2051 нм (рис.1). Для оценки эффективности γ оптического охлаждения методом ASL воспользуемся следующим упрощенным выражением [11]:

$$\gamma = \eta \left[1 - e^{-(\alpha_{ab} + \alpha_{ph})L} \right] \frac{\lambda_{ex} - \langle \lambda_f \rangle}{\langle \lambda_f \rangle}, \quad (2)$$

где η – квантовый выход люминесценции с возбужденного уровня, α_{ab} – коэффициент поглощения (в см^{-1}) возбуждающего излучения на длине волны λ_{ex} , α_{ph} – коэффициент фонового поглощения матрицы кристалла и L – длина кристалла вдоль оптического возбуждения.

С целью проведения количественных оценок отметим, что вероятность безызлучательного многофононного перехода с мультиплета 5I_7 пренебрежимо мала, так что можно допустить, что квантовый выход с возбужденного штарковского уровня совпадает с коэффициентом ветвления люминесценции с этого уровня. Далее предположим, что интенсивность возбуждающего излучения достаточно мала, так что система далека от насыщения. Тогда, полагая $L = 0.4$ см и $N_{Ho} \approx 1.68 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, по данным табл.1,2 оценим величину γ для различных схем возбуждения. При этом величина коэффициента поглощения $\alpha_{ab}(\lambda)$ на длине волны λ связана с величиной интегрального коэффициента поглощения α (табл.2) соотношением $\alpha_{ab}(\lambda) = \alpha(\lambda) N_i / \Delta\lambda$, где $N_i = \delta \times N$ – населенность уровня v_i (δ – Больцмановский фактор) и $\Delta\lambda$ – ширина соответствующей линии поглощения. При численных оценках использованы приведенные в табл.1 значения $\alpha(\lambda)$, $\beta(\lambda)$ и δ , а для ширины линий поглощения и коэффициента фонового поглощения – значения $\Delta\lambda \approx 5$ нм и $\alpha_{ph} = 0.01 \text{ см}^{-1}$ [6]. Результаты оценок приведены в табл.3. Видно, что эффективность охлаждения меняется в пределах от 0.002% до 0.015%, что вполне сопоставимо с данными, полученными для других материалов [5,6].

Оценим величину температуры охлаждения $\Delta T_1 = T_0 - T_1$, исходя из энергетического баланса $E_{ph}(T_0) - E_{ph}(T_1) = \varepsilon(T_0)$, где $E_{ph}(T)$ – колебательная энергия кристалла при температуре T и $\varepsilon(T_0)$ – тепловая энергия, поглощенная при одном акте ASL. В рамках приближения Дебая для колебаний решетки легко получить выражение

$$\left(\frac{T_0}{T_D} \right)^4 \int_0^{T_D/T_0} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} - \left(\frac{T_1}{T_D} \right)^4 \int_0^{T_D/T_1} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{N_{Ho}}{N} \frac{hc \delta_p \delta_L}{9kT_D} \left(\frac{1}{\lambda_L} - \frac{1}{\lambda_p} \right) \frac{\tau F_p \sigma_p}{1 + \tau F_p \sigma_p}, \quad (3)$$

определяющее значение температуры T_1 после первого цикла охлаждения. Здесь введены следующие обозначения: N_{Ho} – концентрация примесных ионов, N – концентрация атомов в матрице кристалла LN, T_D – температура Дебая, T_0 – начальная температура кристалла, δ_p и δ_L – больцмановские факторы, определяющие населенности штарковских уровней иона Ho^{3+} , с которых протекают процессы поглощения и люминесценции, h – постоянная Планка, c – скорость света, τ – время жизни уровня 5I_7 и F_p – плотность потока фотонов возбуждающего излучения. Используя данные табл.1–3, а также значения $T_D = 503\text{K}$, $N =$

Табл.3. Температура ΔT_{fin} и эффективность γ оптического охлаждения кристалла LN-Нo³⁺.

ASL		Возбуждение				
		2035 нм, $\nu_5 \rightarrow \mu_1, \nu_6 \rightarrow \mu_3,$ $\nu_7 \rightarrow \mu_6, \nu_9 \rightarrow \mu_8,$		2071 нм, $\nu_8 \rightarrow \mu_2, \nu_9 \rightarrow \mu_5,$ $\nu_{11} \rightarrow \mu_8$		
Переход	Длина волны, нм	$\Delta T_1, \text{K}$ ($\Delta T_{\text{fin}}, \text{K}$)	$\gamma, \%$	$\Delta T_1, \text{K}$ ($\Delta T_{\text{fin}}, \text{K}$)	$\gamma, \%$	
$\mu_2 \rightarrow \nu_5$	2025	0.15 (2.5)	0.0075	0.33 (10.9)	0.0073	
$\mu_3 \rightarrow \nu_5$	2020		0.0113		0.0110	
$\mu_5 \rightarrow \nu_6$	2026		0.0075		0.0073	
$\mu_6 \rightarrow \nu_6$	2021		0.0151		0.0146	
$\mu_9 \rightarrow \nu_9$	2020		0.0023		0.0022	
$\mu_3 \rightarrow \nu_6$	2037		-		-	0.0095
$\mu_4 \rightarrow \nu_6$	2036		-		-	0.0110
$\mu_6 \rightarrow \nu_7$	2035		-		-	0.0088
$\mu_5 \rightarrow \nu_7$	2039		-		-	0.0029
$\mu_3 \rightarrow \nu_7$	2051		-		-	0.0073
$\mu_5 \rightarrow \nu_8$	2053	-	-	0.0095		
$\mu_9 \rightarrow \nu_{11}$	2054	-	-	0.0100		

$3.14 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Ho}} = 1.68 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [12], $T_0 = 300\text{K}$ и $\tau \approx 4 \text{ мс}$, $\sigma_p \approx 5 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ [19] и $F_p \approx 5 \times 10^{21} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, легко найти величину первого интеграла в (3)

$$I(T_0) = \left(\frac{T_0}{T_D} \right)^4 \int_0^{T_D/T_0} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = 0.100862, \text{ а также значение правой части выражения (3)}$$

для каждого отдельного канала ASL. Далее из (3) определим температуру T_1 и ΔT_1 (табл.3). Следует отметить, что при непрерывном возбуждении процесс охлаждения будет идти до установления некоторой предельной температуры T_{fin} . Для оценки величины T_{fin} поступим следующим образом: разделим область температур $[T_0, T_{\text{fin}}]$ на интервалы $T_0 > T_1 > T_2 > \dots > T_n > \dots$, где T_n – температура системы после n -ого цикла охлаждения. Обозначив правую часть выражения (3) посредством $\gamma(T)$, запишем уравнение (3) для каждого интервала температур $[T_{i-1}, T_i]$

$$I(T_{i-1}) - I(T_i) = \gamma(T_{i-1}), \quad (4)$$

где $I(T_n) = \left(\frac{T_n}{T_D}\right)^4 \int_0^{T_D/T_n} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$. Формула (4) представляет собой рекуррентное соотношение, из которого легко определить $I(T_n)$: $I(T_n) = I(T_0) - \sum_{i=1}^n \gamma(T_{i-1})$. Тогда, переходя к пределу $n \rightarrow \infty$ с учетом $\lim_{n \rightarrow \infty} T_n = T_{\text{fin}}$, получим

$$I(T_{\text{fin}}) = I(T_0) - \sum_{i=1}^{\infty} \gamma(T_{i-1}). \quad (5)$$

Заметим, что температурная зависимость $\gamma(T)$ определяется больцмановскими факторами δ_p и δ_L , так что $\lim_{T \rightarrow T_{\text{fin}}} \gamma(T) = 0$, поскольку предполагается, что при температуре T_{fin} процесс охлаждения прекращается. Таким образом, $\gamma(T)$ можно представить в виде $\gamma(T_i) = C \exp(-(\varepsilon_p + \varepsilon_L) / k(T_i - T_{\text{fin}}))$, где ε_p и ε_L – энергии начальных штарковских уровней, с которых происходят поглощение и люминесценция, C – независящая от температуры постоянная. Для оценки суммы в правой части выражения (5) предположим, что $(T_n - T_{\text{fin}}) / T_{\text{fin}} = \alpha_n$, где α_n – бесконечно малая величина. Тогда, полагая $\alpha_n = 1/n$, получим соотношение $(T_n - T_{\text{fin}})^{-1} = T_{\text{fin}}^{-1} n$, с помощью которого найдем сумму в правой части выражения (5). Таким образом получим рекуррентную формулу

$$I(T_{\text{fin}}) = I(T_0) - B \frac{1}{\exp(\Delta / (kT_{\text{fin}})) - 1}, \quad (6)$$

позволяющую определить величину предельной температуры T_{fin} и температуры охлаждения $\Delta T = T_0 - T_{\text{fin}}$. Отметим, что величина B , определяемая правой частью (3), зависит от выбора канала ASL. Результаты расчетов приведены в табл.3. Видно, что при СВ возбуждении на длине волны 2035 нм максимальная температура охлаждения составляет 2.5К, а при возбуждении на длине волны 2071 нм – 10.9К. Это, очевидно, связано с тем, что во втором случае в процессе охлаждения задействовано большее число переходов. Отметим, что в случае кристаллов $\text{BaY}_2\text{F}_8\text{-Tm}^{3+}$ и $\text{KPr}_2\text{Cl}_5\text{-Er}^{3+}$ [5] для температуры охлаждения получены значения соответственно $\Delta T = 3.2\text{К}$ и $\Delta T = 0.12\text{К}$, что ниже соответствующих значений для LN- Ho^{3+} .

4. Заключение

Сравнение полученных результатов с охлаждающими свойствами кристаллов, легированных редкоземельными ионами со структурой энергетических уровней, подобной энергетической схеме иона Ho^{3+} , показывает, что при СВ возбуждениях с мощностью ~ 100 Вт на длинах волн 2035 нм и 2071 нм кристаллы

LN- Ho^{3+} , являются вполне перспективным материалом для систем оптического охлаждения на основе ASL.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A. Cordova-Plaza, M. Digonnet, H.J. Shaw.** IEEE, J. Quantum Electron., **QE-23**, 262 (1987).
2. **E. Lallier, J.P. Pocholle et al.** Opt. Lett., **15**, 682 (1990).
3. **X.L. Ruan, M. Kaviany.** Phys. Rev. B, **73**, 155422 (2008).
4. **A.J. Garcia-Adeva, R. Balda, J. Fernandez.** Phys. Rev. B, **79**, 033110 (2009).
5. **G. Nemova, R. Kashyap.** Rep. Prog. Phys., **73**, 086501 (2010).
6. **V.G. Babajanyan.** Laser Phys., **23**, 126002 (2013).
7. **Г. Демирханян, Э. Коканян, Дж. Грубер, Д. Сардар, М. Похрел.** Сб. трудов конференции к 90 -летию АГПУ, **3**, 384 (2014).
8. **A. Lorenzo, J.A.S. Garcia, J.G. Sole.** J. Phys.: Condens. Matter., **6**, 1065 (1994).
9. **A. Lorenzo, L.E. Bausa, J.A. S. Garcia, J.G. Sole.** J. Phys.: Cond. Matter., **8**, 5781 (1996).
10. **Г.Г. Демирханян, Э.П. Коканян, А.Г. Демирханян.** Изв. НАН РА, Физика, **50**, 318 (2015).
11. **S.D. Melgard, D.V. Seletskiy, A. Di Lieto, M. Tonelli, M. Sheik-Bahae.** Opt. Lett., **38**, 1588 (2013).
12. **Ю.С. Кузьминов.** Электро-оптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. Москва. Наука, 1987.

LiNbO₃-Ho³⁺ ԲՅՈՒՐԵՂԸ ՈՐՊԵՍ ՆՅՈՒԹ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍԱՌԵՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ
Գ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Է.Պ. ԿՈԿԱՆՅԱՆ, Հ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Դ.ՍԱՐԴԱՐ, Մ.ԱՅԼԵՐԻ

Հետազոտված են LiNbO₃-Ho³⁺ բյուրեղների՝ 2000–2200 նմ ալիքի երկարությունների տիրույթում անտիստոքայան ճառագայթման հիման վրա օպտիկական սառեցման հնարավորությունները: Գնահատված են ~100 Վտ հզորությամբ 2035–2071 նմ ալիքի երկարությունների վրա անընդհատ գրգռման (CW) դեպքում էֆեկտիվության արժեքները և սառեցման ջերմաստիճանները: Ցույց է տրված, որ CW գրգռման դեպքում 2035 նմ ալիքի երկարության վրա սառեցման առավելագույն ջերմաստիճանը 2.5K է, իսկ 2071 նմ ալիքի երկարության դեպքում՝ 10.9K:

LiNbO₃-Ho³⁺ CRYSTAL: MATERIAL FOR OPTICAL COOLING

G.G. DEMIRKHANYAN, E.P. KOKANYAN, A.G. DEMIRKHANYAN,
D. SARDAR, M. AILLERIE

Possibilities of LiNbO₃-Ho³⁺ crystals for the optical cooling based on anti-Stokes luminescence in the wavelength range 2000–2200 nm are investigated. The values of efficiency and cooling temperature under continuous wave (CW) excitation at wavelengths 2035–2071 nm by ~100 W power are estimated. It shown that under CW excitation at 2035 nm wavelength the maximum cooling temperature is 2.5K, and for excitation at 2071 nm wavelength is 10.9K.

УДК 621.372

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ОДНОДОМЕННОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3 С ПОМОЩЬЮ СТУПЕНЧАТОЙ ФАЗОВОЙ МАСКИ

Г.К. АБГАРЯН*, Ю.О. АВETИСЯН, А.О. МАКАРЯН, В.Р. ТАТЕВОСЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: gevorg.gak@gmail.com

(Поступила в редакцию 14 октября 2015 г.)

Рассмотрена новая схема для эффективной генерации широкополосного терагерцового излучения с помощью оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов в монодоменном кристалле ниобата лития, оснащенный ступенчатой фазовой маской (СФМ). Показано, что с помощью СФМ можно обеспечить синхронизм для всех спектральных компонент терагерцового импульса, осуществляя тем самым эффективное преобразование лазерного излучения в терагерцовый диапазон. Исследовано угловое распределение спектральных компонент, а также временная форма терагерцовых импульсов в волновой зоне. Результаты исследований могут найти применение в спектроскопии временной области, визуализации скрытых объектов и т. д.

1. Введение

Электромагнитные волны терагерцового диапазона (~0.1–10 ТГц) занимают промежуточную область между СВЧ и ИК диапазонами и представляют значительный интерес для различных применений в областях высокоскоростной связи, молекулярной спектроскопии, медицинской диагностики, в системах безопасности, для визуализации объектов и т. д. [1,2]. Несмотря на большой прорыв последних десятилетий в области создания источников терагерцового излучения, эта область по-прежнему остается одним из технически слабообеспеченных участков спектра. Это стимулирует многих исследователей к поиску новых методов для создания высокоэффективных и доступных терагерцовых источников с необходимыми параметрами для применения в различных областях. Для многих приложений необходимы широкополосные терагерцовые импульсы. В частности, сверхширокополосные терагерцовые видеоимпульсы идеально подходят для техники спектроскопии временной области [3,4].

Генерация разностной частоты и оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов – широко используемые методы для генерации терагерцового излучения [4,5]. В работах [6–8] было показано, что при применении

широкоапертурных пучков в кристалле ниобата лития, периодически поляризованном в поперечном направлении, может быть получена генерация квазимонохроматического терагерцового излучения с центральной частотой, определяемой пространственным периодом Λ периодически поляризованного кристалла ниобата лития (ППЛН). Периодически инвертированная доменная структура ППЛН кристалла служит для получения конструктивной интерференции терагерцовых волн, излучаемых из отдельных областей ППЛН. Однако, в этом случае частота генерации предопределена пространственным периодом доменной структуры ППЛН и поэтому она не может быть изменена после изготовления образцов.

Для преодоления этого недостатка при генерации узкополосного терагерцового излучения недавно были использованы монодоменные кристаллы ниобата лития, оснащенные различными фазовыми масками (ФМ). С помощью теневой или бинарной ФМ, размещенной перед монодоменным нелинейным кристаллом LiNbO_3 образуется виртуальная квазипериодическая структура, обеспечивающая фазовый синхронизм для определенной частоты терагерцового излучения. Частоту излучения можно перестраивать изменением шага ФМ.

В настоящей работе исследована эффективность генерации широкополосных терагерцовых импульсов при оптическом выпрямлении лазерного излучения в монодоменном кристалле LiNbO_3 , имеющем форму треугольной призмы и оснащенный ступенчатой фазовой маской (СФМ). Исследованы также угловое распределение спектральных компонент и временная форма терагерцового импульса в волновой зоне.

2. Условие синхронизма при генерации широкополосного терагерцового излучения

Для получения широкополосного терагерцового излучения необходимо, чтобы терагерцовые импульсы, испускаемые из каждого слоя кристалла, достигали выходной поверхности кристалла одновременно. Это возможно, если терагерцовые импульсы, испускаемые от каждого слоя кристалла, достигают следующего слоя одновременно с оптическим импульсом. Для обеспечения этого условия необходимо иметь оптические пучки с наклонным амплитудным фронтом. Этого можно достичь, если оптический пучок пропустить через призмобразную ФМ, как показано на рис. 1.

Для выполнения условия фазового согласования необходимо, чтобы

$$\frac{l_1}{c} n_m + \frac{l_2}{c} n_{\text{оп}} = \frac{l_1}{c} + \frac{l_3}{c} n_{\text{THz}}, \quad (1)$$

где $l_1 = \text{AO} = \text{CD}$, $l_2 = \text{OM}$, $l_3 = \text{DM}$, $n_{\text{оп}}$ – показатель преломления кристалла для оптического излучения, n_{THz} – показатель преломления кристалла для терагерцовых волн и n_m показатель преломления среды маски для оптического излучения (считается, что дисперсия пренебрежимо мала).

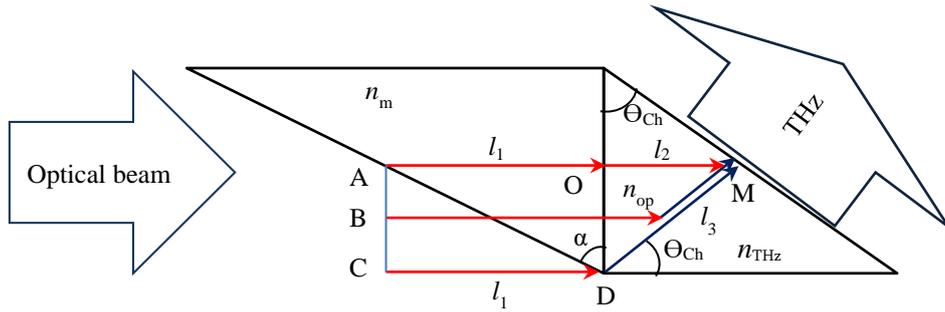


Рис.1. Схема генерации широкополосных терагерцовых импульсов.

Из (1) следует, что для получения желаемого наклона амплитудного фронта, угол α призмобразной ФМ (рис.1) должен быть равен:

$$\alpha = \arctan \frac{n_{\text{THz}} - n_{\text{оп}} \cos \theta_{\text{Ch}}}{(n_m - 1) \sin \theta_{\text{Ch}}}, \quad (2)$$

где $\theta_{\text{Ch}} = \arccos(n_{\text{оп}} / n_{\text{THz}})$ – угол Черенкова для терагерцового излучения. Очевидно, что призма не может быть использована для получения необходимого наклона амплитудного фронта из-за преломления оптического луча.

В работе [9] был предложен метод обеспечения условия (1) для эффективной генерации широкополосных терагерцовых импульсов в монокристалле LiNbO_3 . Метод основан на использовании СФМ, которая создает квазилинейные временные задержки фемтосекундного лазерного импульса в поперечном сечении оптического пучка.

3. Генерация терагерцовых импульсов в монокристалле LiNbO_3

Схематическое изображение кристалла LiNbO_3 с СФМ представлено на рис.2. Пучок фемтосекундного лазера распространяется параллельно оси x и поляризован вдоль оптической оси z кристалла. Каждый слой кристалла (вдоль направления распространения лазерного луча) излучает терагерцовые импульсы под углом Черенкова. При правильном выборе параметров СФМ терагерцовые импульсы достигнут выходной поверхности кристалла одновременно.

Параметры СФМ следует выбрать, исходя из следующих соображений. Для обеспечения распространения лазерного пучка в СФМ без дифракции размер шага маски должен быть значительно больше длины волны лазерного излучения. Однако, для обеспечения конструктивной интерференции всех испускаемых терагерцовых импульсов из разных слоев кристалла размер шага СФМ не может быть выбран больше половины длины волны терагерцового излучения [7].

Принимая во внимание потери терагерцового излучения в нелинейном кристалле, нет смысла использовать лазерные пучки с поперечными размерами

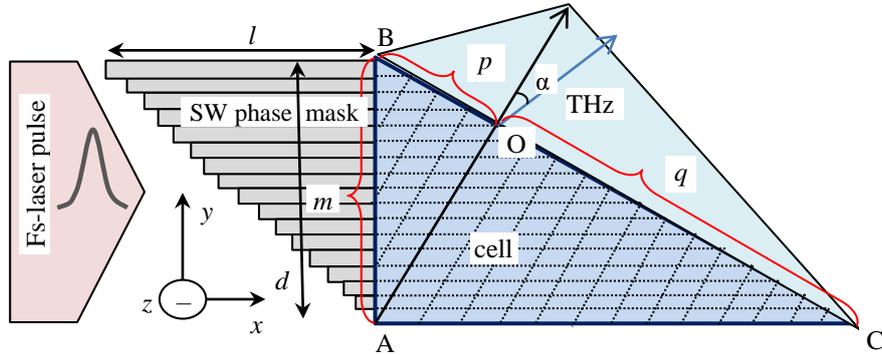


Рис.2. Схематическое изображение кристалла LiNbO_3 со СФМ для эффективной генерации широкополосных терагерцовых импульсов.

более, чем $1/\beta$ (β – коэффициент поглощения). Следовательно, разумно ограничить также поперечный размер d нелинейного кристалла ($d_{\max} \approx 1/\beta$). При использовании в качестве материала СФМ кристаллического кварца с поперечным размером $d = 1$ мм для длины маски получим $l \approx 8$ мм. Во избежание дифракционных искажений возбуждающих лазерных импульсов, слои маски можно отделить друг от друга тонкими зеркальными покрытиями.

4. Угловая зависимость спектра и временная форма терагерцовых импульсов в волновой зоне

При правильном выборе параметров СФМ разные части выходной поверхности кристалла будут излучать терагерцовые импульсы одновременно. Однако, амплитуды импульсов, излучаемых из разных частей поверхности кристалла будут отличаться друг от друга.

Терагерцовое поле по выходной поверхности нелинейного кристалла будет распределяться следующим образом:

$$E(t) = kS_1(t), \quad (3)$$

где $S_1(t)$ – терагерцовое поле, испускаемое под углом Черенкова от одной ячейки нелинейного кристалла (рис.2), а k – количество ячеек (слоев) от нижнего торца до выходной поверхности кристалла. Если СФМ имеет m ступеней, то количество синфазно излучающих участков на выходной поверхности кристалла также будет равняться m .

Нетрудно увидеть, что для первых p участков количество k ячеек с возрастанием количества i ступеней (начиная с точки В на рис.2) увеличивается по закону $k = i [q/p]$, а для дальнейших q участков – уменьшается с возрастанием i по закону $k = m - i$. Отметим, что $p + q = m$ и $q = m[\sin^2 \theta_{ch}]$.

Таким образом, для распределения терагерцового поля по выходной поверхности нелинейного кристалла в зависимости от i получим

$$E_i(t) = \begin{cases} \left(\frac{iq}{p}\right) S_1(t), & i \leq p, \\ (m-i) S_1(t), & i > p. \end{cases} \quad (4)$$

В силу обеспечения синхронизма для всего спектра амплитуды всех спектральных составляющих терагерцового импульса на выходной поверхности нелинейного кристалла будут распределены аналогичным образом:

$$E_i(f) = \begin{cases} (iq/p) S_1(f), & i \leq p, \\ (m-i) S_1(f), & i > p. \end{cases} \quad (5)$$

Для получения углового распределения спектральных компонент терагерцового излучения в волновой зоне необходимо просуммировать поле, излучаемое со всей выходной поверхности кристалла с учетом фазовых задержек

$$E(\alpha, f) = S(f) \left(\sum_{j=1}^p (jq/p) \cos[j\varphi(f, \alpha)] + \sum_{j=p+1}^m (m-j) \cos[j\varphi(f, \alpha)] \right), \quad (6)$$

где α – угол между нормалью к выходной поверхности кристалла и направлением наблюдения, $\varphi(f, \alpha) = 2\pi f b \sin \alpha / (cm \cos \theta_{\text{ch}})$ – элементарная фазовая задержка (между соседними излучающими участками) спектральной компоненты с частотой f под углом наблюдения α и c – скорость света в вакууме.

На рис.3а показано угловое распределение спектральных компонент терагерцового импульса в волновой зоне при гауссовской форме спектра терагерцового импульса ($S(f) = \exp(f - 0.5)^2$) с центральной частотой 0.5 ТГц, излучаемого из одной элементарной ячейки кристалла, когда поперечный размер фазовой маски составляет $d = 1$ мм, а количество ступеней СФМ $m = 40$.

С помощью обратного преобразования Фурье нетрудно найти временную форму и угловое распределение терагерцовых импульсов

$$E(\alpha, t) = \int_{\Delta f} S(f) \cos(2\pi ft) \times \left(\sum_{j=1}^p (jq/p) \cos[j\varphi(f, \alpha)] + \sum_{j=p+1}^m (m-j) \cos[j\varphi(f, \alpha)] \right) df. \quad (7)$$

Как видно из рис.3а. высокочастотные спектральные компоненты терагерцового импульса концентрируются вокруг нормали к выходной поверхности кристалла. Раскрыв диаграммы направленности для спектральной компоненты с частотой $f = 1$ ТГц на уровне 0.5 (по мощности) составляет примерно 5°

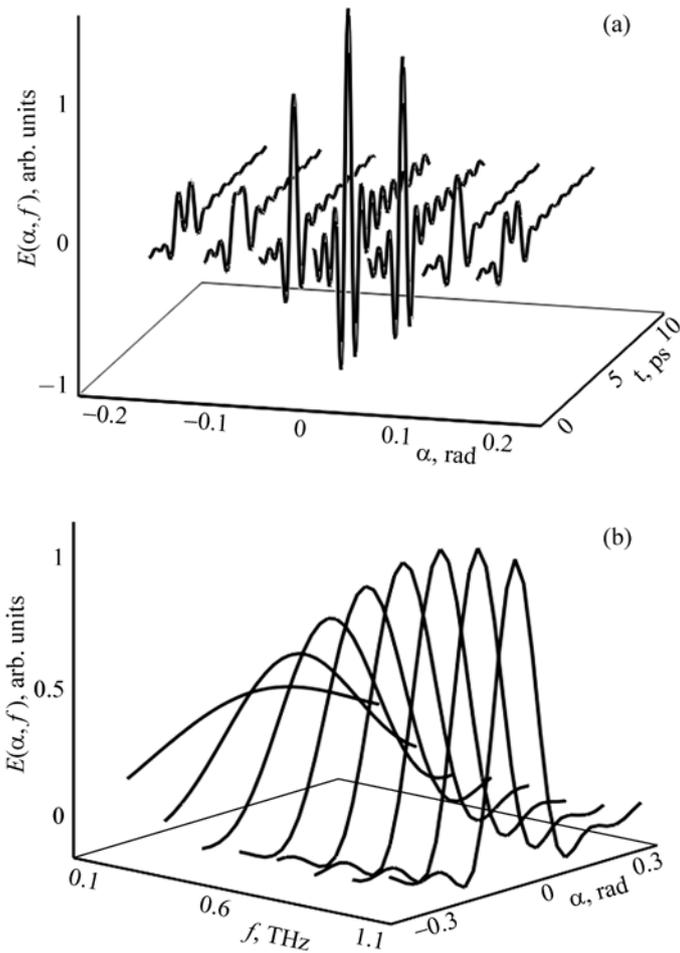


Рис.3. (а) Угловое распределение спектральных компонент широкополосного ТГц излучения. (б) Зависимость временной формы терагерцового импульса от направления излучения.

(~ 0.085 рад), а низкочастотные составляющие излучаются с большим раскрытием диаграммы. Для спектральной компоненты с $f = 0.1$ ТГц раскрытие составляет почти 60° (~ 1 рад). Такое угловое распределение приводит к искажению временной формы терагерцового импульса в зависимости от направления излучения (рис.3б). Неискаженные импульсы излучаются только по направлению нормали к выходной поверхности нелинейного кристалла ($\alpha = 0$).

5. Заключение

Рассмотрена генерация широкополосного терагерцового излучения с помощью оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов в монокристалле ниобата лития, оснащённом СФМ. Показано, что с помощью СФМ можно обеспечить синхронизм для всех спектральных компонент терагерцового импульса,

обеспечивая тем самым эффективное преобразование лазерного излучения в терагерцовый диапазон. Рассчитано угловое распределение спектральных компонент широкополосного терагерцового излучения, а также временная форма терагерцового импульса.

Таким образом, с помощью ступенчатой фазовой маски можно генерировать остронаправленное и достаточно широкополосное терагерцовое излучение, которое можно использовать для визуализации скрытых предметов, в спектроскопии временной области и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Federici, L. Moeller.** J. Appl. Phys., **107**, 111101 (2010).
2. **S. Yoshida, K. Suizu, E. Kato, Y. Nakagomi, Y. Ogawa, K. Kawase.** J. Mol. Spectrosc., **256**, 146 (2009).
3. **G.Kh. Kitaeva.** Laser Phys. Lett., **5**, 559 (2008).
4. **M. Tonouchi.** Nat. Photonics, **1**, 97 (2007).
5. **Y.S. Lee.** Principles of Terahertz Science and Technology, Springer, 2009.
6. **C. Zhang, Yu. Avetisyan, A. Glosser, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi.** Optics Express, **20**, 5784 (2012).
7. **Yu. Avetisyan, M. Tonouchi.** Optics Letters, **37**, 4155 (2012).
8. **C. Zhang, Y. Avetisyan, G. Abgaryan, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi.** Opt. Lett., **38**, 953, (2013).
9. **G.K. Abgaryan, Yu.H. Avetisyan, A.H. Makaryan, V.R. Tadevosyan.** Proc. Int. Conf. Microwave and THz Technologies and Applications, 13–16 (2014).

INVESTIGATION OF PARAMETERS OF TERAHERTZ PULSES GENERATED IN SINGLE-DOMAIN LiNbO₃ CRYSTAL BY STEP-WISE PHASE MASK

G.K. ABGARYAN, YU.H. AVETISYAN, A.H. MAKARYAN, V.R. TADEVOSYAN

A new scheme for the efficient generation of broadband terahertz radiation by optical rectification of femtosecond laser pulses in the single-domain lithium niobate crystal, equipped with the step-wise phase mask (SPM) was considered. It is shown that using SPM can provide phase matching for all spectral components of the terahertz pulse by providing effective conversion of laser radiation in the terahertz region. The angular distribution of the spectral components, as well as a temporal form of terahertz pulses in the wave zone was investigated. Results of studies can be used in time-domain spectroscopy, imaging of hidden objects, etc.

УДК 537.9

СПОСОБЫ ПРИГОТОВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

С.Р. АРУТЮНЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

e-mail: sergeyhar56@gmail.com

(Поступила в редакцию 12 мая 2015 г.)

Приводятся и обсуждаются несколько современных методов изготовления нитевидных нанокристаллов и исследования их свойств. Рассмотрены способы измерения электронного и теплового транспорта массива нитевидных нанокристаллов, а также отдельных нанокристаллов в широком диапазоне температур.

1. Введение

Изготовление нитевидных нанокристаллов и определение их характерных признаков играет крайне важную роль в нанотехнологии при синтезе и исследовании новых и нестандартных энергетических материалов. В частности, наноструктуры являются идеальными кандидатами для высокоэффективной термоэлектрической конверсии энергии [1–3]. Причина кроется в квантовых размерных эффектах носителей заряда и тепла. В подобранной подходящим образом наноструктуре квантовая размерная локализация носителей заряда может привести к увеличению коэффициента Зеебека (S) и электронной проводимости (σ) материала из-за увеличения плотности состояний вблизи уровня Ферми. С другой стороны, усиление граничного рассеяния носителей тепла (фононов) приводит к значительному уменьшению теплопроводности (k) наноструктуры. Одновременное увеличение коэффициента мощности ($S^2\sigma$) и уменьшение теплопроводности приводит к сильному увеличению термоэлектрического коэффициента добротности, определяемого как $ZT = S^2\sigma T/k$, где полная теплопроводность $k = k_e + k_l$ состоит из электронной k_e и решеточной (фононной) k_l частей теплопроводности. Должным образом подобрав параметры S , σ , и k , можно увеличить ZT термоэлектрического материала.

В настоящей работе рассматриваются три различных метода изготовления нитевидных нанокристаллов для дальнейшей их характеристики и измерения электронного и теплового транспорта. Были изготовлены нитевидные нанокристаллы никеля (Ni), теллурида свинца (PbTe) и теллурида висмута (Bi_2Te_3). Приводятся схемы экспериментальных установок и результаты измерений

транспортных характеристик, таких как электрическое сопротивление, теплопроводность и коэффициент Зеебека, полученных нитевидных нанокристаллов.

2. Выращивание нитевидных нанокристаллов посредством мембраны из анодированного алюминия.

Процесс приготовления нитевидных нанокристаллов посредством мембраны из анодированного алюминия включает: 1) приготовление мембраны из анодированного алюминия (МАО) и 2) выращивание нитевидных нанокристаллов в мембранах электрохимическим осаждением. В данном случае выращивался массив полупроводниковых нитевидных нанокристаллов соединения Bi_2Te_3 – хорошо известного термоэлектрического материала. МАО изготавливалась посредством двухшагового процесса анодирования, детально описанного в работе [4].

Сначала фольга из алюминия электрохимически анодировалась в кислотном растворе (электролите). После этого процесса мембрана принимала вид массива плотноупакованных параллельных гексагональных наноканалов (рис.1а). Затем тонкий слой золотой пленки наносился на одну из сторон МАО, которая в дальнейшем служила в качестве проводящего электрода. Толщина мембраны составляла ~ 200 мкм. Наконец, нитевидные нанокристаллы соединения Bi_2Te_3 синтезировались посредством заполнения МАО электрохимическим осаждением Bi_2Te_3 из 1М HNO_3 раствора, содержащего 0.010М Bi^{3+} и 0.015М HTeO_2^+ [5]. Спектры рентгеновской дифракции образцов показали, что полученные нитевидные нанокристаллы состоят исключительно из одной фазы Bi_2Te_3 с преимущественной ориентацией (110). Таким образом, ориентация гексагональной оси c перпендикулярна направлению нитевидных нанокристаллов. Состав образцов определялся при помощи энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (EDX). Нитевидные нанокристаллы $\text{Bi}_{2-\delta}\text{Te}_{3+\delta}$ получились n -типа и содержали только Bi и Te со стехиометрическим соотношением, близким к 2/3. Коэффициент заполнения МАО составлял $\sim 88\%$. Диаметр нитевидных нанокристаллов был

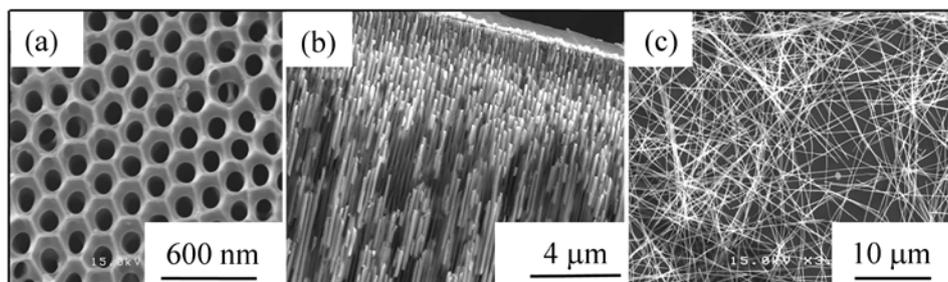


Рис.1. (а) SEM изображение приготовленной мембраны; (б) боковой срез массива нитевидных нанокристаллов Bi_2Te_3 , заполняющих мембрану и (с) отдельные нитевидные нанокристаллы, полученные после растворения матрицы.

одинаковым (120 нм) и совпадал с диаметром наноканалов в МАА (рис.1b,c).

Для проведения прямых измерений транспортных свойств массива нитевидных нанокристаллов в МАА обе стороны мембраны с массивом нитевидных нанокристаллов были очищены и покрыты тонкой золотой пленкой. Электрическое сопротивление образца измерялось с помощью системы измерения физических свойств (PPMS). Коэффициент Зеебека измерялся методом продольного стационарного теплового потока в интервале температур 180–300К. Схема измерений показана на рис.2. Две дифференциальные термопары (медь–константан) диаметром 25 мкм фиксировались по обеим сторонам (холодной и горячей) мембраны с массивом нитевидных нанокристаллов для измерения разности температур $dT = (T_2 - T_0) - (T_1 - T_0)$ вдоль образца. Коэффициент Зеебека определялся как $S = dV/dT$, где $dV = V_2 - V_1$ есть термоэлектродвижущая сила (в единицах вольт), вызванная перепадом температуры dT . Установка помещалась в криостат для проведения измерений при различных температурах.

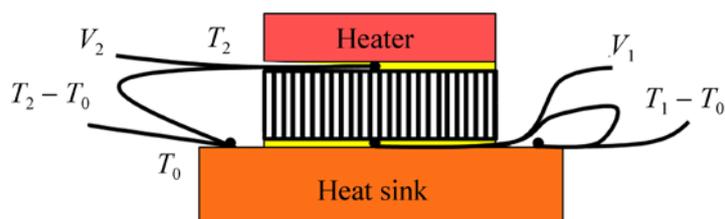


Рис.2. Схема установки для измерения коэффициента Зеебека массива нитевидных нанокристаллов.

На рис.3 показаны температурные зависимости сопротивления $R(T)$ и коэффициента Зеебека $S(T)$ приготовленного массива нитевидных нанокристаллов в диапазоне 180–300К. Сопротивление массива нитевидных нанокристаллов показывает термически активационное поведение $R(T) \sim e^{-\Delta/2\beta T}$, где Δ – энергия активации и β – константа Больцмана, во всем температурном диапазоне измерений. Высокое значение сопротивления, по-видимому, вызвано большой величиной отношения длина/диаметр образца, при котором существует высокая вероятность появления несовершенств микроструктуры, таких как прерывания и межзеренные барьеры, которые подавляют подвижность носителей заряда. Наличие дефектов является критичным для электрического тока в нитевидных нанокристаллах. Это, вероятно, является причиной того, что полученное значение удельного сопротивления массива нитевидных нанокристаллов составляет 30 Ом м, что превышает удельное сопротивление объемного образца Bi_2Te_3 более, чем в 10^6 раз. Для получения реальной величины удельного сопротивления нитевидных нанокристаллов сопротивление отдельного нитевидного нанокристалла из массива нанокристаллов было измерено по четырехзондовой схеме, изготовленной с использованием электронной литографии. Хороший контакт с

нитевидным нанокристаллом был достигнут благодаря нанесению электродов из никеля. Это дало сопротивление 1.42 кОм для нанокристалла длиной 3.7 мкм и диаметром 120 нм и соответственно удельное сопротивление равное 4.3 мкОм м. Эта величина намного меньше, чем удельное сопротивление массива нитевидных нанокристаллов, и по порядку величины равна значению объемных образцов. Это подтверждает предположение, что высокое сопротивление массива нитевидных нанокристаллов обусловлено, в основном, их разрывами в мембране.

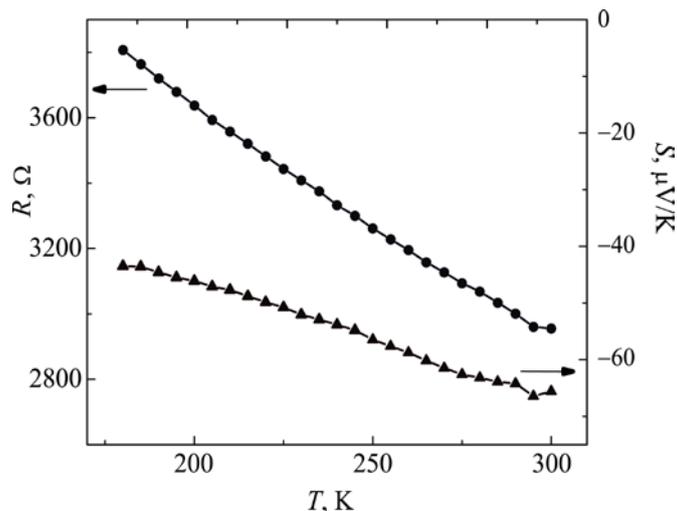


Рис.3. Температурные зависимости сопротивления R (●) и коэффициента Зеебека S (▲).

Наибольшая величина коэффициента Зеебека массива нитевидных нанокристаллов -64 мкВ/К была получена при комнатной температуре и оказалась ниже величины -240 мкВ/К объемного образца. Причину полученного расхождения можно приписать к несовершенствам микроструктуры образца, которые могут привести к ограничению подвижности основных носителей или изменению локальной концентрации основных носителей, что, в свою очередь, может сильно повлиять на величину коэффициента Зеебека.

3. Выращивание индивидуальных нитевидных нанокристаллов

Рассмотрим здесь метод, который позволяет выращивать индивидуальные нитевидные нанокристаллы. В частности, сосредоточимся на нитевидных нанокристаллах соединения РbТе – другого хорошо известного термоэлектрического полупроводника. Для выращивания нитевидных нанокристаллов соединения РbТе использовался, так называемый, метод стресс-индуцированного роста. Он основан на механизме, при котором несоответствие термического расширения между подложкой и осажденной пленкой при термическом отжиге вызывает поток массы вдоль границ зерен, индуцируя рост нитевидных нанокристаллов

[6]. Метод не предполагает использование обычных мембран и катализаторов. Нитевидные нанокристаллы PbTe выращивались на подложке SiO₂/Si.

Сначала методом импульсного лазерного осаждения (PLD) при базовом давлении 5×10^{-7} торр была приготовлена пленка PbTe. Мишень PbTe для PLD осаждения была изготовлена путем смешивания элементарных Pb и Te и нагревом смеси до 1000°C в течение 4-х часов в вакууме (10^{-6} торр). Эксимерный лазер с энергией 140 мДж и частотой 10 Гц был использован во время 15 минутного процесса осаждения пленки PbTe при комнатной температуре. Толщина полученной пленки PbTe составляла 20 нм. Затем, пленка помещалась в запаянную кварцевую трубку с давлением ниже 5×10^{-6} торр, отжигалась в печи при 450°C в течение 5 дней, после чего охлаждалась до комнатной температуры. В процессе отжига из пленки PbTe на подложке SiO₂/Si вырастают нитевидные нанокристаллы PbTe.

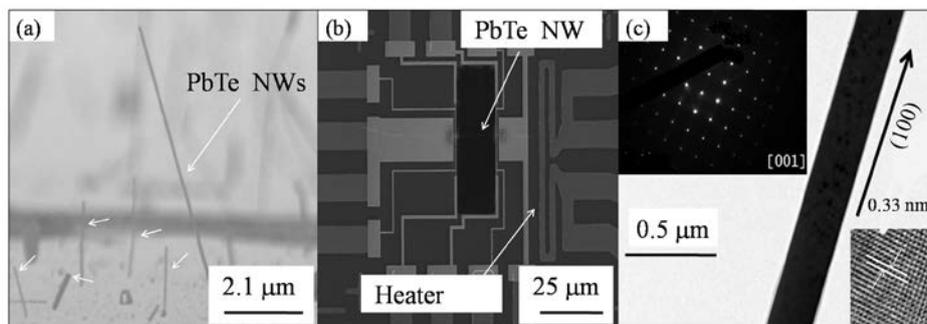


Рис.4. (a) SEM изображение нитевидных нанокристаллов PbTe, выращенных на SiO₂/Si подложке, (b) SEM изображение микрочипа и нанокристалла PbTe на нем и (c) TEM изображение части нанокристалла PbTe и его электронограмма.

На рис.4а показано изображение нитевидных нанокристаллов PbTe с диаметрами от 50 нм до 300 нм и длиной в несколько микрометров, полученных сканирующим электронным микроскопом (SEM). Изготовленные нитевидные нанокристаллы PbTe были прямые, однородные и с большим отношением длина/диаметр. Бинокулярный оптический микроскоп и механический микроманипулятор использовались для отрыва отдельного нитевидного нанокристалла с пленки PbTe и помещения его на микрочип над прорезью для дальнейшего напыления подводящих проводов. Микрочип (рис.4b) с закрепленным нанокристаллом затем был использован для структурного анализа и термоэлектрических измерений нитевидного нанокристалла. Изображение, полученное просвечивающим электронным микроскопом (ТЕМ), и электронограмма соответствующей выделенной области нанокристалла показывают, что нитевидный нанокристалл

PbTe имеет высокую степень кристалличности и направление роста вдоль оси [100]. Решеточные полосы отстоят друг от друга на 0.33 нм, имеют периодичность вдоль [200] с константой решетки 6.549 Å, которая примерно на 1.2% больше, чем у объемного образца ($a = 6.47 \text{ \AA}$). Химический состав изучался посредством EDX микроанализа, который показал равномерное пространственное распределение элементов Pb и Te во всем образце. Поточечное EDX сканирование нитевидного нанокристалла количественно подтвердило, что Pb и Te присутствуют в среднем атомном соотношении 54.98% и 45.02%, соответственно. Стехиометрический состав отдельных нитевидных нанокристаллов составлял $\text{Pb}_{1.1}\text{Te}_{0.9}$.

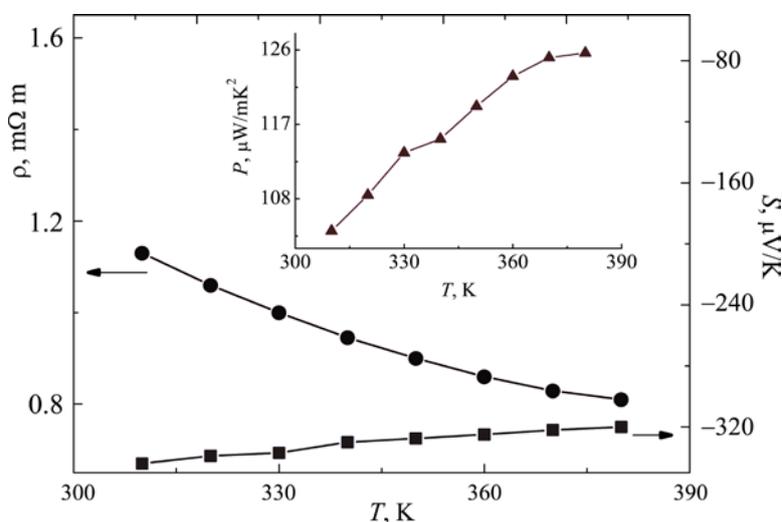


Рис.5. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ (●), коэффициента Зеебека S (■) и фактора мощности P (▲) нитевидного нанокристалла PbTe диаметром 217 нм.

На рис.5 приведены температурные зависимости удельного сопротивления ρ , коэффициента Зеебека S и фактора мощности P для нитевидного нанокристалла PbTe диаметром 217 нм. Величина удельного сопротивления выращенного нанокристалла превышает соответствующую величину объемного образца почти в 70 раз, что, вероятно, связано с сильным рассеянием носителей заряда от границ (поверхности) нитевидного нанокристалла и на дефектах структуры. Однако, как оказалось, величина коэффициента Зеебека превосходит соответствующую величину объемного образца почти в 2 раза. Это может быть следствием некоторого разбаланса в концентрациях Pb и Te, т.е. вместо PbTe имели $\text{Pb}_{1.1}\text{Te}_{0.9}$, что повлияло на соотношение между количеством основных и неосновных носителей.

4. Приготовление нитевидных нанокристаллов литографическим способом

Рассмотрим процесс приготовления металлического нитевидного нанокристалла, в частности, из никеля (Ni), используя только литографический способ. Специальный процесс литографии, разработанный для этого случая, сочетает в себе технологию термического осаждения и электронно-лучевой литографии для создания подвешенного отдельного нитевидного нанокристалла. Процесс изготовления отдельного нитевидного нанокристалла из никеля включал в себя: 1) термическое осаждение Ni пленки толщиной 100 нм на подложку из Si₃N₄/Si; 2) вырезание электронно-лучевой литографией из Ni пленки полосы длиной 35 мкм и шириной 180 нм с четырьмя электрическими подводящими проводами; 3) формирование выемки (канавки) под полосой из Ni путем травления подложки Si₃N₄/Si с целью термически изолировать нитевидный нанокристалл от подложки. Процесс травления включает: 1) сухое травление (реактивное ионное травление газом CF₄ с высоким давлением ~0.25 мторр) и 2) анизотропное мокрое травление (KOH с концентрацией 27 вес% при 85°C).

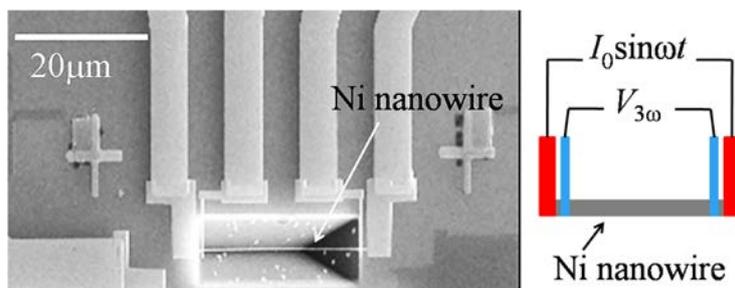


Рис.6. SEM изображение нитевидного нанокристалла с размерами 180 нм×100 нм×35 мкм, подвешенного над выемкой в подложке, и схема измерения.

На рис.6 показан подвешенный нитевидный нанокристалл из Ni в сочетании с четырьмя зондами подводящих проводов, составляющих измерительную цепь. Свободное от контактов подключение электродов (электроды являются непосредственным продолжением нанокристалла) предотвращает нежелательный нагрев зон контакта на образце во время измерений. Теплопроводность и электрическая проводимость нитевидного нанокристалла измерялись одновременно «3 ω самонагревающим» методом [7]. Образец помещался в криостат с высоким вакуумом, который обеспечивал температурный диапазон измерений.

Температурные зависимости теплопроводности k и удельного сопротивления ρ нитевидного нанокристалла из Ni приведены на рис.7. Видно, что температурная зависимость теплопроводности нитевидного нанокристалла

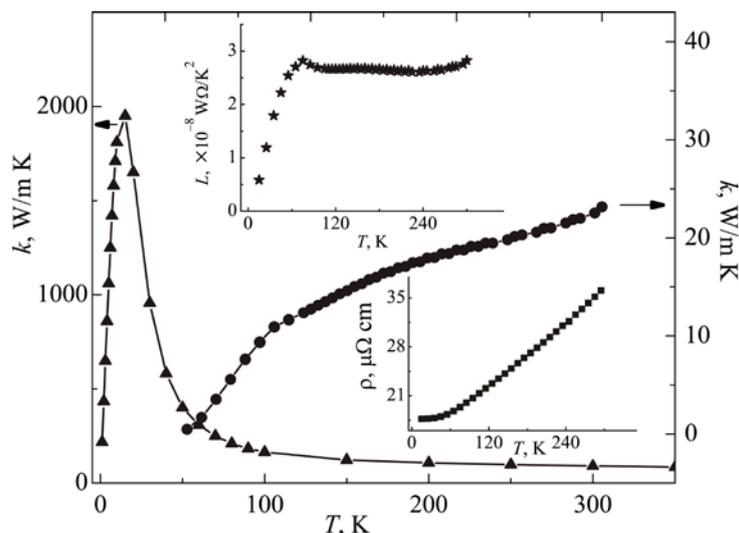


Рис.7. Температурные зависимости теплопроводности k нитевидного нанокристалла из Ni (●), объемного образца Ni из работы [8] (▲). На вставках – температурные зависимости удельного сопротивления ρ нитевидного нанокристалла из Ni (■) и числа Лоренца L нитевидного нанокристалла из Ni (*).

кардинально отличается от той, что относится к объемному образцу. Как отмечалось выше, теплопроводность k является суммой электронной k_e и фоновой частей k_l . Из закона Видемана–Франца (WF) можно получить величины k_e из данных по $\rho(T)$ через соотношение $k_e = LT/\rho$, где L – число Лоренца. Чтобы оценить часть фоновой теплопроводности k_l , значения k_e вычитались из экспериментальных данных k . Полученный результат не превышает 10% от общей теплопроводности k в диапазоне $100\text{K} < T < 300\text{K}$, следовательно, он не вносит существенный вклад в этом диапазоне температур. При температурах $T < 100\text{K}$ фоновая теплопроводность пренебрежимо мала. Рассчитанные значения k_e для $T < 60\text{K}$ оказались выше значений k , что указывает на нарушение закона WF в этом диапазоне температур. Сравнение теплового и электронного transports (поведение $L(T)$) в нитевидном нанокристалле из Ni показывает, что при температурах $75\text{K} < T < 300\text{K}$ закон WF выполняется, но для $T < 75\text{K}$ он нарушается, указывая на то, что теплопроводность в этом материале при этих температурах подавляется сильнее, чем электропроводность. Следствием этого является резкое уменьшение числа Лоренца L при этих температурах [9,10].

5. Заключение

Рассмотрены три различных метода приготовления нитевидных нанокристаллов, применяемых в современной нанотехнологии. Первый метод позволяет выращивать сразу целый массив нитевидных нанокристаллов в заранее приготовленной матрице с заданными величинами их диаметра и длины. Это может

оказаться полезным при создании устройств считывания и записи информации высокой плотности. Второй метод позволяет выращивать одиночные нитевидные нанокристаллы высокого качества, параметры которых можно контролировать, управляя условиями роста. Третий метод основан на применении литографического способа приготовления нитевидного нанокристалла фактически из любой заранее приготовленной пленки. Применены различные методы структурного анализа для исследования полученных образцов. Приведены схемы установок для измерения термоэлектрических свойств полученных нитевидных нанокристаллов, таких как электропроводность, теплопроводность и коэффициент Зеебека.

Автор выражает благодарность профессору Янг Юан Чену за предоставленную возможность проведения измерений в Институте физики (Тайбей, Тайвань).

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.D. Hicks, M.S. Dresselhaus.** Phys. Rev. B, **47**, 16631 (1993).
2. **P. Pichanusakorn, P. Bandaru.** Mater. Sci. Eng. R, **67**, 19 (2010).
3. **J.E. Cornett, O. Rabin.** Appl. Phys. Lett., **98**, 182104 (2011).
4. **O. Jessensky, F. Müller, U. Gösele.** Appl. Phys. Lett., **72**, 1173 (1998).
5. **L. Li, Y. Yang, X. Huang, G. Li, L. Zhang.** Nanotechnology, **17**, 1706 (2006).
6. **Y.T. Cheng, A.M. Weiner, C.A. Wong, M.P. Balogh, M.J. Lukitsch.** App. Phys. Lett., **81**, 3248 (2002).
7. **L. Lu, W. Yi, D.L. Zhang.** Rev. Sci. Instrum., **72**, 2996 (2001).
8. **G.K. White, S.B. Wood.** Phyl. Trans. Roy. Soc., **A251**, 273 (1959).
9. **M.N. Ou, T.J. Yang, S.R. Harutyunyan, Y.Y. Chen, C.D. Chen, S.J. Lai.** Appl. Phys. Lett., **92**, 063101 (2008).
10. **Y. Zhang, N.P. Ong, Z.A. Xu, K. Krishana, R. Gagnon, L. Taillefer.** Phys. Rev. Lett., **84**, 2219 (2000).

ԹԵԼԱՆՄԱՆ ՆԱՆՈՒՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՊԱՏՐԱՍՏՈՒՄԸ
ԵՎ ՆՐԱՆՑ ԲՆՈՒԹԱԳՐՈՒՄԸ
Ս.Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Նշված են մի քանի ժամանակակից մեթոդներ թելանման նանոբյուրեղների պատրաստման և նրանց հետազոտման մասին: Ներկայացված են թելանման նանոբյուրեղների էլեկտրոնային և ջերմային տրանսպորտի չափման եղանակներ լայն ջերմաստիճանային տիրույթում:

FABRICATION METHODS AND STUDY OF NANOWIRES

S.R. HARUTYUNYAN

Several modern methods of nanowires fabrication and study of their properties are presented and discussed. Electronic and thermal transport measurement techniques of nanowire arrays as well as an individual nanowire in the wide temperature range are presented.

УДК 535.215

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ Ga И Li ПЛЕНОК ZnO

Э.Е. ЭЛБАКЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

e-mail: elbak.elbakyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 20 мая 2015 г.)

Проведены исследования фотоэлектрических характеристик прозрачных пленок ZnO. Показана возможность управления проводимостью введением примеси. Отношение проводимостей пленок, легированных донорной и акцепторной примесями, достигает значений 10^9 . Показано, что при легировании Li, обеспечивающем значительное уменьшение темновой проводимости без изменения типа проводимости, можно достичь существенного увеличения отношения фотопроводимости к темновой проводимости. Это явление может быть использовано при разработке твердотельных фотодетекторов УФ диапазона.

1. Введение

В настоящее время одними из самых перспективных тонкопленочных покрытий являются прозрачные проводящие пленки на основе оксидов металлов (цинка, олова, индия). Прозрачные проводящие оксиды (ТСО) принадлежат к классу полупроводников с широкой запрещенной зоной и находят широкое применение в производстве элементов прозрачной электроники, например, прозрачных дисплеев, прозрачных электродов, в теплосберегающих технологиях, в частности, *i* стеклах. Легирование оксидов металлов различными химическими элементами, создающими акцепторные и донорные центры в пленках, позволяет управлять электрофизическими свойствами полученных пленок [1]. Оксид цинка рассматривается как наилучшая альтернатива дорогостоящим покрытиям из оксида индия–олова. Наибольшее распространение получило легирование оксида цинка галлием в качестве донорной примеси или литием в качестве акцепторной примеси [2]. Технология электронно-лучевого напыления обеспечивает получение ТСО на основе ZnO с низким удельным сопротивлением [3]. При этом недостаточно исследовано влияние концентрации и типа примеси на оптические и электрические свойства пленок, полученных электронно-лучевым методом, что ограничивает область их возможного применения.

В настоящей работе исследованы легированные пленки оксида цинка, проведены измерения оптических и электрических свойств полученных пленок.

2. Эксперимент

Легированные литием пленки ZnO получены методом электронно-лучевого вакуумного напыления на подложках из сапфира [4,5]. Для напыления синтезировались мишени с концентрацией примесей: Li (0.5, 0.6, 0.8, и 5 ат%) и Ga (0.7 и 2 ат%). Примесь Li создавала акцепторные центры и соответственно уменьшала проводимость, а примесь Ga создавала донорные центры и соответственно повышала проводимость. Метод вакуумного электронно-лучевого напыления приводит к получению пленок с дефицитом кислорода, поэтому они подвергались послеростовому отжигу на воздухе для насыщения их кислородом. Это способствует уменьшению кислородных вакансий и, как следствие, уменьшению донорных центров. В результате были получены пленки оксида цинка, содержащие как донорные, так и акцепторные центры.

Эксперименты показали [4,5], что оптимальной для получения качественных пленок для оптического применения является скорость роста в пределах 0.8–1 Å/с при энергии электронного пучка ~6–8 КэВ. При напылении температура подложки поддерживалась в диапазоне $250 \pm 5^\circ\text{C}$. Подложки имели кристаллографическую ориентацию (001), что приводит к получению пленок ZnO с кристаллографической осью [001], перпендикулярной плоскости подложки.

Проводимость пленок измерялась по стандартной четырехзондовой методике с использованием измерителя RCL E7-8 (частота измерения 1000 Гц). На постоянном токе сопротивление измерялось с использованием источника тока и вольтметра В7-21А. Для пленок с высоким сопротивлением использовался тераомметр Е6-13А, измерения осуществлялись двухзондовым методом. Измерения проводимости и фотопроводимости проводились на планарных структурах Al/ZnO:Li/Al и Al/ZnO:Ga/Al. Оптические спектры пропускания измерялись на спектрофотометре М-40.

3. Результаты и их обсуждение

Проводимость пленок ZnO:Li и ZnO:Ga измерялась на постоянном и переменном токе. Проводимость на постоянном токе контролировалась для решения задачи о возможности применения пленок ZnO:Ga в качестве проводящих электродов в устройствах. Данные о проводимости важны и для изучения структуры дефектов пленках.

В табл.1 приведены результаты измерения проводимости пленок ZnO с примесями Li и Ga. Видно, что лучшая проводимость у пленок с примесью Ga (2%), причем, что очень важно для практических применений, пленки с примесью Ga сохраняют высокую проводимость и после отжига [6]. Пленки, полученные электронно-лучевым методом, обладают дефицитом кислорода. Комплекс кислородная вакансия–смещенный атом цинка является донорным центром. Ионы Ga^{2+} также являются донорными центрами, поэтому в пленках ZnO:Ga

Табл.1. Характеристики легированных пленок ZnO

N	Примесь, ат%	Отжиг пленки				Толщина, нм	Проводимость (Ом см), на частотах	
		отожж., неотожж.	T°C	мин	среда		0 Гц	1000 Гц
1	Ga, 2	неотожж.	–	–	–	345	2.9×10^3	0.8×10^3
2	Ga, 0.7	неотожж.	–	–	–	77	0.9×10^3	0.4×10^2
3	Ga, 2	отожж.	350	60	возд.	350	0.77×10^3	0.6×10^3
4	Li, 5	отожж.	350	60	возд.	170	5.8	2×10^{-1}
5	Li, 5	неотожж.	–	–	–	150	1.5	
6	Li, 0.5	отожж.	350	300	возд.	210	6.8×10^{-3}	1×10^{-3}
7	Li, 0.6	неотожж.	–	–	–	630	1.5×10^{-3}	
8	Li, 0.6	отожж.	350	60	возд.	630	0.8×10^{-6}	
9	Li, 0.8	отожж.	350	60	возд.	550	0.5×10^{-6}	

наблюдается только электронная проводимость с двумя типами донорных центров. В пленках, легированных Li, одновременно существуют два типа центров: акцепторный центр, обусловленный ионами Li, и донорный центр, обусловленный кислородными вакансиями и смещенными атомами цинка.

Пленки с минимальной проводимостью – это компенсированные полупроводники. Увеличение концентрации Li выше некоторого порогового значения ведет к увеличению проводимости за счет изменения типа проводимости от электронного к дырочному. Лучшие диэлектрические свойства с минимальной

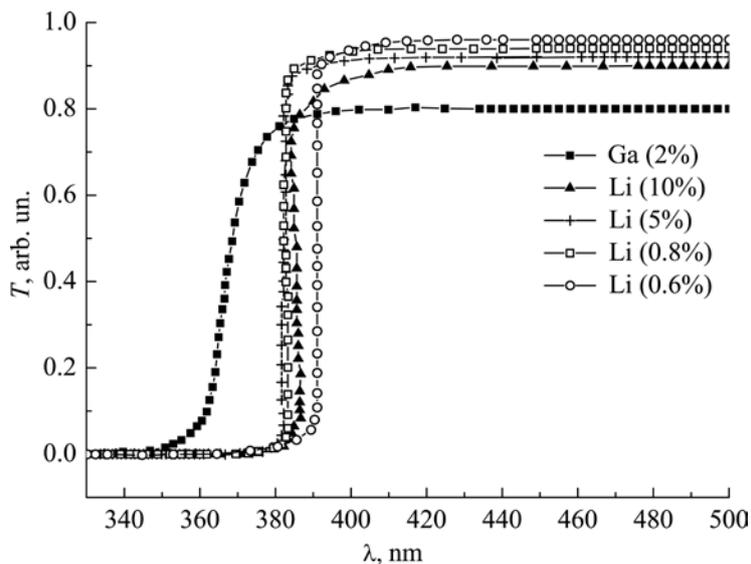


Рис.1. Зависимость пропускания T от длины волны λ для пленок ZnO, легированных Li и Ga.

проводимостью наблюдаются у пленок ZnO с примесью лития 0.5–0.8 ат% и отожженных на воздухе. Использование пленок с примесями Ga и Li для создания сэндвича или планарных структур из проводящего и непроводящего слоев позволяет достичь отношения проводимостей $\sigma_{\text{ZnO:Ga}}/\sigma_{\text{ZnO:Li}} \approx 10^9$, что важно при создании элементов прозрачной электроники.

Измерены спектры пропускания и фотопроводимости с целью определения области прозрачности пленок ZnO с высокой и низкой удельной проводимостью и влияния оптического излучения на проводимость пленок и характеристик оптических переходов, формирующих длинноволновый край фундаментального поглощения [7]. На рис.1 представлены зависимости пропускания T от длины волны λ для пленок ZnO, легированных Li и Ga. Как видно, все пленки прозрачны в видимом диапазоне и имеют высокое пропускание. Сравнивая спектры пропускания, можно сказать, что введение Ga (2 ат%) в качестве легирующей примеси сдвигает край поглощения в УФ область, этот сдвиг обусловлен эффектом Бурштейна–Мосса, т.е. отсутствием поглощения света в полупроводнике в УФ области из-за увеличения концентрации электронов в зоне проводимости.

На рис.2а приведена электрическая схема измерения кинетики тока фотопроводимости, а на рис.2b представлена структурная схема измерения фотопроводимости. Образец для измерения представляет собой планарную структуру Al/ZnO:Li/Al или Al/ZnO:Ga/Al на подложке из сапфира. Размеры освещенного объема пленки $V = ldw$, где длина $l = 20$ мм – расстояние между омическими

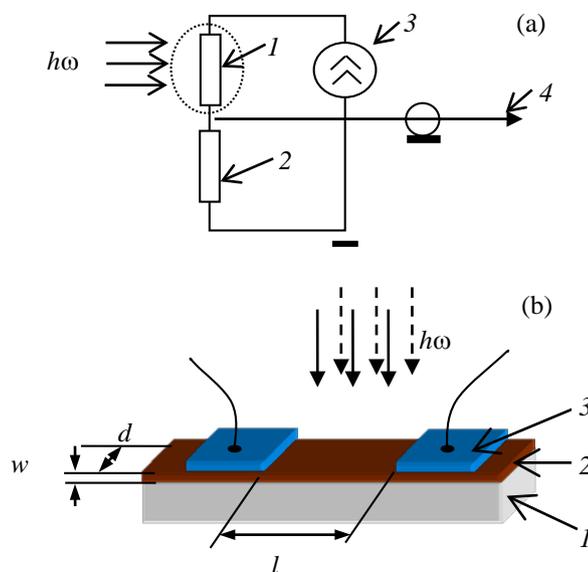


Рис.2. (а) Электрическая схема измерения кинетики тока фотопроводимости: 1 – гетероструктура, 2 – эталонный резистор, 3 – генератор напряжения, 4 – выход на регистрацию. (б) Схема освещения фоторезистора на основе пленки ZnO: 1 – подложка сапфир, 2 – пленка ZnO, 3 – омические электроды (Al).

электродами, совпадающее с направлением приложенного электрического поля, $d \approx 20$ мкм – ширина освещенного участка пленки ZnO и $w \approx 0.1-1$ мкм – толщина этой пленки.

Ток, проходящий через гетероструктуру 1, измерялся по падению напряжения на эталонном резисторе 2, включенном в схему последовательно с гетероструктурой фоторезистора (рис.2а). Напряжение смещения, приложенное к образцу, $U_0 = 50$ В. Измерения на эталонном резисторе проводились с помощью электронной платы National Instruments (NI). Управление платой NI и передача данных центральному процессору компьютера осуществлялись с помощью пакета программ LabVIEW 7.0. Источником света служила лампа накаливания 8 Вт с цветовой температурой 6000К и фильтром УФ-1, спектральный диапазон при этом составлял 360–410 нм.

На рис.3 приведены вольтамперные характеристики (ВАХ) планарной структуры Al/ZnO:Li/Al с освещением (1) и без освещения (2). Как видно из рисунка, ВАХ для темновой и фотопроводимости имеют линейную зависимость, что обусловлено омическим характером перехода ZnO:Li/Al.

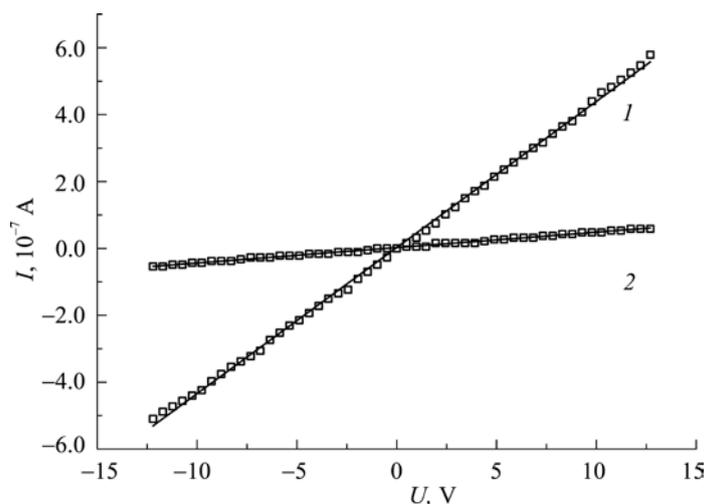


Рис.3. ВАХ пленки ZnO:Li: 1 – с освещением, 2 – без освещения.

На рис.4 приведены спектральные зависимости тока фотопроводимости J_{ph} и пропускания T для пленки ZnO:Li (0.8 ат%). Видно, что спектр фотопроводимости имеет пик на ~ 370 нм (3.34 эВ), обусловленный возбуждением электронов из валентной зоны в зону проводимости, который ненамного превышает ширину запрещенной зоны пленки ZnO:Li (0.8 ат%) $E_g \sim 3.30$ эВ. Согласно спектральным исследованиям, примесь Li в пленках оксида цинка не создаёт дополнительных уровней в запрещенной зоне. При отсутствии примесного уровня в полупроводнике кривая спектрального распределения фотопроводимости имеет лишь один максимум. Длинноволновый спад фототока обусловлен уменьшением поглощения пленки. Наблюдается не только длинноволновый ($h\omega < E_g$), но

и коротковолновый спад фотопроводимости ($h\omega > E_g$). Коротковолновый спад объясняется тем, что при энергиях кванта света намного превышающих ширину запрещенной зоны $h\omega \gg E_g$ поглощение света велико и весь свет поглощается в тонкой приповерхностной области полупроводника. В этой области время жизни и подвижность носителей из-за локализованных поверхностных (таммовских) состояний ниже, чем в объеме, соответственно меньше и величина фототока [8].

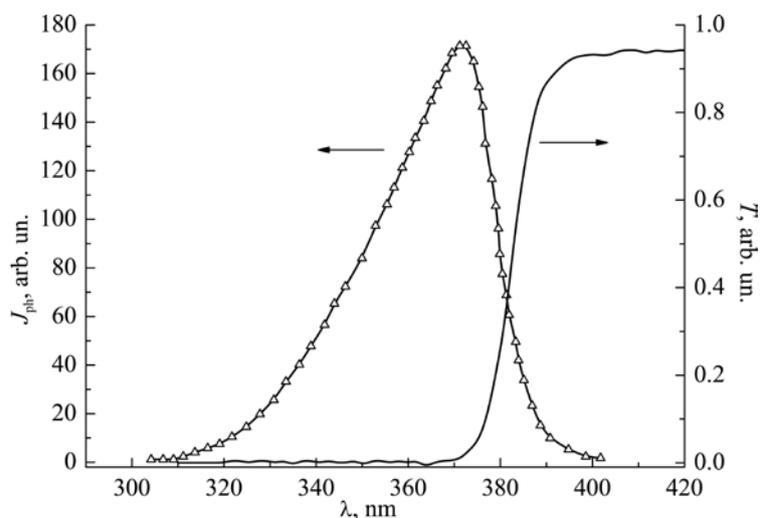


Рис.4. Спектральная зависимость фототока J_{ph} и пропускания T пленки ZnO:Li.

Использование полупроводниковых пленок ZnO в качестве фотодетекторов УФ диапазона осложняется тем, что при освещении пленок в них одновременно протекают два процесса [7]. Эти процессы в некоторой степени можно считать независимыми. Они имеют разные времена релаксации – быструю и медленную компоненты. Для измерения времени нарастания и спада медленной и быстрой компонент фототока использовалась стандартная схема измерения (рис.2а) с использованием цифрового осциллографа. В зависимости от концентрации Li и послеростового отжига время быстрой компоненты составляет 10–100 мкс. Причем, время нарастания и спада соответствующей компоненты фотопроводимости приблизительно одинаково [9]. На рис.5 приведены зависимости нарастания и спада медленной компоненты фототока. Исследования процессов, вызывающих медленное изменение фотопроводимости, показали, что большие времена релаксации могут быть связаны с замороженной (задержанной) фотопроводимостью [10]. Наличие нескольких состояний у донорного центра, обусловленного междоузельным ионом цинка, приводит к формированию серии примесных уровней, к стабилизации положения уровня Ферми и к появлению долговременных процессов релаксации электронных перераспределений, к термодинамически равновесному состоянию. В исходных неотожженных пленках

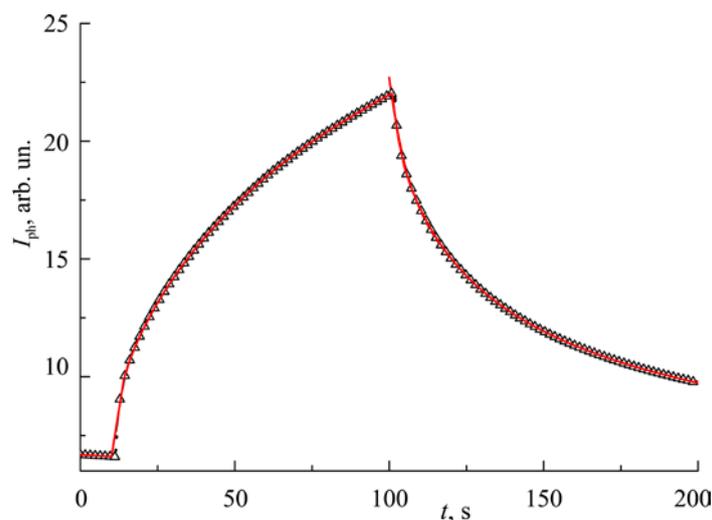


Рис.5. Кинетика нарастания и спада медленной компоненты тока фотопроводимости пленки ZnO:Li.

наблюдается сильная замороженная проводимость и замороженная фотоемкость, связанные с присутствием электронных ловушек с высоким барьером для захвата электронов. Этими ловушками обусловлен уровень в запрещенной зоне, находящийся ниже зоны проводимости на энергию ~ 120 мэВ. Отжиг на воздухе ведет к уменьшению энергии этих ловушек до 50 мэВ, что приводит к уменьшению замороженной фотопроводимости.

В зависимости от послеростового отжига для пленок с концентрацией Li 0.8 ат% время релаксации замороженной фотопроводимости 40–100 с.

Проведены также измерения фотопроводимости пленок ZnO:Ga (2 ат%) с использованием планарной структуры Al/ZnO:Ga/Al и измерителя RCL E7-8. Проведенные эксперименты показали, что с точностью до 0.001 от темновой проводимости σ_{dark} при освещении светом с интенсивностью 1 Вт см^{-2} изменение фотопроводимости не наблюдалось.

4. Заключение

Показано, что примесное управление проводимостью пленок эффективно как на постоянном токе, так и на частоте 1000 Гц. Отношение проводимостей $\sigma_{\text{ZnO:Ga}}/\sigma_{\text{ZnO:Li}}$ пленок, легированных акцепторной и донорной примесью, достигает значений 10^9 . Показано, что при легировании Li, обеспечивающем значительное уменьшение темновой проводимости, можно достичь существенного увеличения отношения фотопроводимости к темновой проводимости. Пленки, легированные донорной примесью Ga, при воздействии излучения с интенсивностью 1 Вт см^{-2} не изменяют электрические характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.F. Wagner, D.A. Keszler, R.E. Presley.** Transparent Electronics. New York, Springer, 2008.
2. **N.R. Aghamalyan, E.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan.** Trends in Semiconductor Science. New York, Nova Science Publishers, 2005, pp. 81–110.
3. **S.A. Studenikin, N. Golego, M. Cocivera.** J. Appl. Phys., **83**, 2104 (1998).
4. **N.R. Aghamalyan, I.A. Gambaryan, E.Kh. Goulanian, R.K. Hovsepyan, R.B. Kostanyan, S.I. Petrosyan, E.S. Vardanyan. A.F. Zerrouk.** Semicon. Sci. Technol., **18**, 525 (2003).
5. **Н.Р. Агамалян, Р.К. Овсепян, С.И. Петросян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 407 (2010).
6. **Н.Р. Агамалян, Р.К. Овсепян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 143 (2008).
7. **N.R. Aghamalyan, E.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan, S.I. Petrosyan.** Semicond. Sci. Technol., **20**, 80 (2005).
8. **С. Дэвисон, Дж. Левин.** Поверхностные (таммовские) состояния. Москва, Мир, 1973.
9. **N.R. Aghamalyan, R.K. Hovsepyan, A.R. Poghosyan, V.G. Lazaryan.** Proc. SPIE, **5560**, 235 (2004).
10. **Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов.** УФН, **172**, 875 (2015).

Li-ով ԵՎ Ga-ով ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ZnO ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ
ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Է.Ե. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Իրականացվել է թափանցիկ ZnO թաղանթների էլեկտրական և ֆոտոէլեկտրական հատկությունների հետազոտություններ: Ցույց է տրվել, որ լեգիրացնելով խառնուրդներ կարելի է ղեկավարել հաղորդականությունը: Լեգիրացված դոնորային կամ ակցեպտորային խառնուրդներով թաղանթների հաղորդականությունների հարաբերության արժեքները հասնում են մինչև 10^9 : Ցույց է տրվել, որ լեգիրացված Li-ի խառնուրդով թաղանթների համար մթության ժամանակ ապահովվում է հաղորդականության էական նվազեցում առանց հաղորդականության տեսակի փոփոխության և կարելի է հասնել ֆոտոհաղորդականության և հաղորդականության հարաբերությունների զգալի աճի: Այս արդյունքները կարող են օգտագործվել ՌԻՄ տիրույթի պինդմարմնային ֆոտոէլեկտրոնների պատրաստման համար:

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF Ga- AND Li-DOPED ZnO FILMS

E. Y. ELBAKYAN

The research of photoelectric characteristics of transparent ZnO films was done. The possibility of controlling the conductivity by introduction of impurities is presented. The ratio of conductivity of the films doped with donor and acceptor impurities reaches values of 10^9 . It is shown that in the films doped with Li impurity, which provides a significant reduction in the dark conductivity without changing the conductivity type, it is possible to achieve a significant increase in the ratio of photoconductivity to the dark conductivity. This phenomenon can be used for the development of solid state photodetectors in UV range.

УДК 621.315

ПОГЛОЩЕНИЕ СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ НА ИОНИЗИРОВАННЫХ ПРИМЕСЯХ

А.О. ГЕВОРГЯН

Российско–Армянский (Славянский) университет, Ереван, Армения

e-mail: gevorgyan.artak@gmail.com

(Поступила в редакцию 9 октября 2015 г.)

Рассмотрены внутриподзонные переходы, обусловленные поглощением света в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на ионизированных примесных центрах. Для расчета матричного элемента рассеяния используется борновское приближение, а взаимодействие с примесным центром описывается посредством кулоновского потенциала. Получено аналитическое выражение коэффициента поглощения для процессов с первоначальным поглощением фотона и дальнейшим рассеянием на ионизированном примесном центре. Исследованы частотные характеристики и зависимость от ширины квантовой ямы коэффициента поглощения.

1. Введение

Известно, что прямое поглощение света свободными носителями невозможно, т.к. это противоречит законам сохранения энергии и импульса. Наличие фононов, примесей и других дефектов решетки делает возможным поглощение света, т.к. рассеивание на третьей частице обеспечивает изменение импульса. Благодаря этому поглощение свободными носителями (ПСН) является одним из эффективных инструментов для выявления и оценки механизмов рассеивания. ПСН было рассмотрено в объемных полупроводниках в рамках второго порядка теории возмущений с учетом различных механизмов рассеивания [1], в том числе и на ионизированных примесях [2]. Интерес представляет рассмотрение ПСН в низкоразмерных структурах. Вследствие размерного квантования (например, в одном направлении в квантовых ямах) возникают энергетические подзоны, что делает возможным переходы как внутри одной подзоны (внутриподзонные переходы), так и между подзонами (межподзонные переходы) [3].

Внутриподзонные переходы в квантовых ямах (КЯ) вызывают большой интерес благодаря своим уникальным характеристикам, таким как большой дипольный момент, ультрабыстрая релаксация, возможность настройки длин волн переходов [4–6]. Это важно не только с точки зрения фундаментальной физики,

но и разработки новых технологических приложений. Разработаны устройства, основанные на внутривоззвонных и межвоззвонных переходах в гетероструктурах с КЯ. Например, инфракрасные фотодетекторы [7,8], ультрабыстрые оптические модуляторы [9], оптические переключатели [10] и квантовые каскадные лазеры [11].

Одними из первых теоретических работ, посвященных поглощению света свободными носителями в квантово-размерных структурах, являются работы Казаряна и др. [12,13], где в рамках второго порядка теории возмущений получены частотные зависимости коэффициента поглощения света в невырожденной полупроводниковой пленке и проволоке. Рассмотрены механизмы рассеяния на акустических фононах [12] и ионизированных примесных центрах [13]. В дальнейшем поглощение свободными носителями в КЯ изучалось многими авторами с учетом рассеивания: на акустических фононах [14], полярных и неполярных оптических фононах [15–17], а также на ионизированных примесях с учетом экранирования [18,19]. В указанных работах потенциалы ограничения аппроксимируются прямоугольными одиночными, а также двойными [20] (применительно к квантовым каскадным лазерам) конечными или бесконечными потенциалами.

С другой стороны, возникает необходимость создать по возможности более реалистичную модель ограничивающего потенциала, которая учитывала бы как физико-химические свойства структуры, так и ее геометрию. Первые формируют высоту и форму потенциального барьера на границах раздела, а геометрия, в свою очередь, определяет симметрию гамильтониана (в отсутствие внешних полей). Для этих целей применялись различные модели ограничивающего потенциала для низкоразмерных систем [21–25].

В данной работе в рамках второго приближения теории возмущений получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения в параболической КЯ, соответствующее внутривоззвонному переходу электрона с учетом рассеяния на ионизированном примесном центре.

2. Теория внутривоззвонных переходов

В первом приближении потенциал ограничения можно аппроксимировать параболическим потенциалом. Применительно к рассматриваемой в данной работе задаче этот потенциал позволяет получить аналитическое выражение для коэффициента поглощения. Заметим, что идеальная параболическая аппроксимация ограничивающего потенциала хорошо работает для сравнительно низких уровней размерного квантования. В дальнейшем предполагается, что ограничивающий потенциал КЯ имеет вид

$$V_{\text{conf}}(z) = \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2}. \quad (1)$$

Здесь m^* – эффективная масса электрона, ω_0 – частота ограничивающего потенциала КЯ, определяемая с помощью вириальной теоремы, согласно соотношению $\omega_0 \sim \frac{\hbar}{m^* a^2}$, где a – ширина КЯ. В дальнейшем для точного равенства представим ω_0 в зависимости от a в виде

$$\omega_0 = \frac{\gamma \hbar}{m^* a^2}, \quad (2)$$

где γ – некоторый подгоночный параметр, обеспечивающий точное равенство в формуле (2).

Расчеты проводятся на основе стандартной теории квантовых переходов, согласно общей формуле

$$\alpha = \frac{\sqrt{\kappa}}{cN} \sum_i P_i f_i, \quad (3)$$

где κ – диэлектрическая постоянная, N – количество фотонов, падающих на КЯ в единицу времени на единицу площади, c – скорость света, f_i – функция распределения заряда, P_i – скорость переходов (число переходов в единицу времени).

Выражение для P_i во втором порядке теории возмущений имеет вид [26]

$$P_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \left| \sum_m \left| \frac{|M_{im}^v| |M_{mf}^j|}{\varepsilon_i - \varepsilon_m + \hbar\omega} \right| \right|^2 \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar\omega), \quad (4)$$

где ε_i – энергия начального состояния, ε_f – энергия конечного состояния, ε_m – энергия промежуточного состояния, M_{im}^v – матричный элемент, обусловленный поглощением фотона, M_{mf}^j – матричный элемент, обусловленный рассеянием на примесных центрах. В направлении z электрон находится в параболической КЯ,

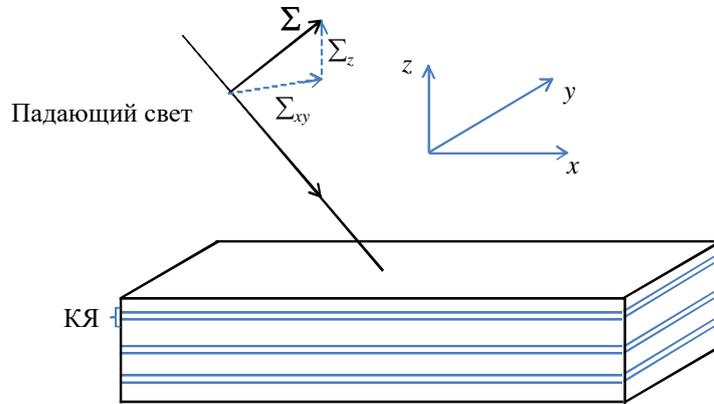


Рис. 1. Схематическое изображение падающего на КЯ электромагнитного излучения.

а в плоскости (xy) имеется двумерная трансляционная симметрия (рис.1).

Предполагается, что на КЯ падает линейно-поляризованный свет под некоторым углом. Отметим, что для получения внутривозонных переходов необходимо, чтобы свет не падал параллельно плоскости КЯ (электрический вектор поляризации падающего света не должен быть перпендикулярен плоскости КЯ), а для получения межвозонных переходов необходимо обратное [3]. Это равносильно тому, что вектор поляризации имеет отличные от нуля компоненты $\Sigma_{x,y} \neq 0$ (рис.1).

В случае первоначального поглощения фотона (рис.2, переход imf), переход $i \rightarrow m$ сопровождается поглощением фотона, а переходу $m \rightarrow f$ соответствует рассеяние на ионизированных примесных центрах. При первоначальном рассеянии (переход $im'f$) имеем: $i \rightarrow m'$ – рассеяние на примесном центре и $m' \rightarrow f$ – поглощение фотона. Состояния m и m' являются виртуальными.

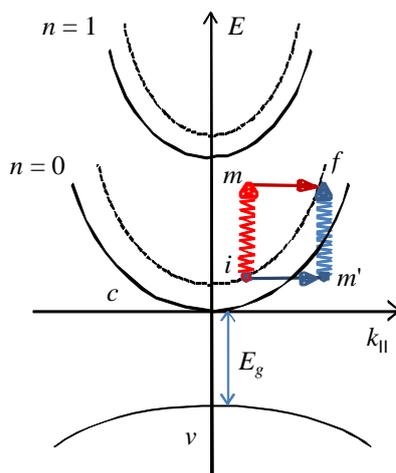


Рис.2. Энергетическая диаграмма переходов.

Для расчета матричного элемента рассеяния используем борновское приближение. Рассмотрим механизм упругого рассеяния на ионизированной примеси. На рис.3 изображено изменение двумерного волнового вектора электрона при упругом рассеянии: \mathbf{k} – волновой вектор электрона до взаимодействия с примесью, \mathbf{k}' – после взаимодействия, θ – угол рассеяния, которая лежит в интервале $(-\pi, \pi)$, а модуль разницы волновых векторов до и после рассеяния можно представить в виде

$$|\mathbf{k}' - \mathbf{k}| = 2k \sin \frac{\theta}{2}. \quad (5)$$

Общий вид волновой функции имеет вид

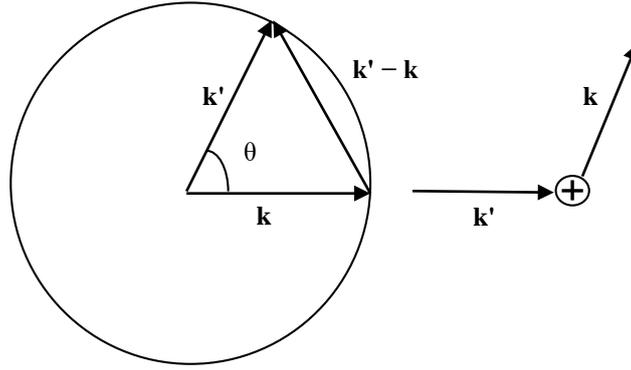


Рис.3. Модель упругого механизма рассеяния.

$$|\varphi\rangle = \sqrt{\frac{1}{S}} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \left(\frac{\gamma}{\pi a^2} \right)^{1/4} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} e^{-\frac{\gamma z^2}{2a^2}} H_n \left(\frac{\sqrt{\gamma} z}{a} \right), \quad (6)$$

где a – ширина КЯ, S – площадь ее поверхности, H_n – полиномы Эрмита.

При дальнейших вычислениях будем считать, что сначала происходит поглощение фотона, а потом рассеяние на примесном центре (рис.2, переход imf). Спектр энергий имеет вид

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2}; \quad E_m = \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2} + \hbar\omega; \quad (7)$$

$$E_f = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2}, \quad \hbar\omega_{\text{osc}} = \frac{\gamma\hbar^2}{m^* a^2},$$

где $\hbar\omega$ – энергия фотона. Отметим, что процессы типа $i \rightarrow m \rightarrow f$ и $i \rightarrow m' \rightarrow f$ – равновероятны.

С учетом вида волновой функции, матричный элемент, обусловленный поглощением фотона, представим как

$$M_{im} = \langle \varphi_m | H' | \varphi_i \rangle = \frac{2\pi^2 \sqrt{2\pi}}{S} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} \delta_{k_i^m k_i^i} \left(\frac{i\hbar e}{mc} \right) \frac{c}{\tilde{n}} \frac{\hbar^2}{\sqrt{\hbar\omega}}. \quad (8)$$

Матричный элемент рассеяния имеет вид

$$M_{mf}^J = \langle \varphi_f | V_C | \varphi_m \rangle = \frac{2\pi}{S} \frac{Ze^2}{\kappa} \frac{1}{k} \exp\left(\frac{a^2 k^2}{4\gamma} \right), \quad (9)$$

где $k = |\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_m|$, и кулоновский потенциал рассеяния

$$V_C = \frac{Ze^2}{\kappa \sqrt{\rho^2 + z^2}}. \quad (10)$$

Для расчета коэффициента поглощения (см. уравнение (4)) в случае первоначального поглощения фотона и вторичного рассеяния на ионизированном примесном центре используем выражение [27]

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{N(c/\tilde{n})} \left(\frac{2S}{(2\pi)^2} \right)^2 \times \int d^2\bar{k} d^2\bar{k}' \left(\frac{2\pi}{\hbar} \frac{|M_{im}^v|^2 |M_{mf}^j|^2}{(\varepsilon_i - \varepsilon_m + \hbar\omega)^2} \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar\omega) \right) f(k)[1 - f(k')], \quad (11)$$

где $f(k)$ и $f(k')$ – вероятности заполнения начального и конечного состояний, соответственно, (распределение Ферми–Дирака), N – количество падающих фотонов на единичную площадь (рассматривается однофотонное поглощение), \tilde{n} – коэффициент преломления света в среде.

Ограничимся рассмотрением невырожденного электронного газа с температурой T , принимая $f(k') = 0$. Для $f(k)$ используем функцию распределения Больцмана

$$f(k) = \frac{n_e}{N_c} e^{-\frac{E}{k_B T}} = \frac{n_e}{2a} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m^* k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_i}{k_B T}}, \quad (12)$$

где n_e – концентрация свободных электронов.

При подстановке выражений матричных элементов (8) и (10) в (11) с учетом вида функции распределения (12) для коэффициента поглощения получим следующее выражение:

$$\alpha(\omega) = C \left(3 + \frac{\hbar\omega}{2E_T} + \frac{1}{16} \left(\frac{\hbar\omega}{E_T} \right)^2 \right) \left(\frac{1}{\hbar\omega} \right)^{4.5} \exp \left(\hbar\omega \left(\frac{m^* a^2}{2\gamma\hbar^2} - \frac{1}{8E_T} \right) \right), \quad (13)$$

где использованы обозначения

$$E_T = k_B T; \quad C = 1504 n_e N_I \frac{\hbar^2 e^6 E_T}{\kappa^{5/2} a m^{3/2} c} \exp \left(-\frac{\hbar\omega_{osc}}{2E_T} \right), \quad (14)$$

N_I – концентрация ионизированных примесных центров.

3. Результаты расчета для КЯ из GaAs

Обсудим полученные результаты, с учетом того, что все численные расчеты выполнены для КЯ из GaAs со следующими параметрами: $m^* = 0.067 m_e$, $\kappa = 13.8$, $E_R = 5.275$ мэВ, $a_B = 104$ Å. Результаты получены для одного типа процессов – с первоначальным поглощением фотона и с дальнейшим рассеянием на

ионизированном примесном центре. Другая возможная последовательность переходов (с первоначальным рассеянием на ионизированной примеси) представляется равновероятной, и можно ожидать, что результаты будут подобны полученным. Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения показывает зависимость $\alpha(\omega) \sim 1/\omega^{4.2}$. Следовательно, для КЯ с параболическим потенциалом ограничения в результате рассеяния коэффициент поглощения с ростом энергии фотона уменьшается быстрее, чем для массивного образца, где $\alpha \sim 1/\omega^{3.5}$ [1]. Для сравнения отметим, что анализ данной зависимости для КЯ с прямоугольным бесконечно глубоким ограничивающим потенциалом дает результат $\alpha(\omega) \sim 1/\omega^{4.1}$.

Для оценки подгоночного параметра γ мы рассмотрели систему $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ со значением $x=0.22$ (поскольку прикладную значимость имеют твердые растворы с содержанием Al при $x < 0.4$) [28]. Для параметра γ получены значения 1.625, 1.418 и 1.337, которые соответствуют толщинам пленок 50 Å, 75 Å и 100 Å, соответственно.

На рис.4 представлена зависимость коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов при различных ширинах КЯ. Видно, что величина коэффициента поглощения смещается в сторону больших значений энергии поглощаемого фотона при уменьшении толщины КЯ. Расчеты выполнены для значения температуры $T = 77\text{K}$, поскольку при высоких значениях температуры доминирует механизм рассеяния на фононах.

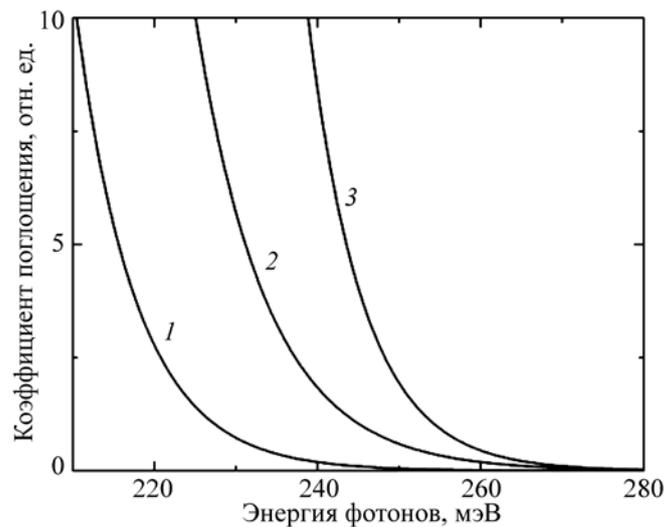


Рис.4. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов при $T = 77\text{K}$ и различных значений ширины квантовой ямы: (1) – 100 Å, (2) – 75 Å, (3) – 50 Å.

4. Заключение

В рамках второго порядка теории возмущений получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения света, обусловленного внутривоззональными переходами в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на ионизированных примесных центрах. Использование параболической аппроксимации ограничивающего потенциала позволило получить аналитическое выражение для коэффициента поглощения. С другой стороны, исследование его частотной зависимости показало более резкое падение кривой с удалением от края поглощения в сравнении как с массивным образцом, так и с КЯ с бесконечно глубоким потенциалом ограничения. Исследована также зависимость коэффициента поглощения от ширины квантовой ямы.

Автор выражает благодарность Э.М. Казаряну за постановку задачи и постоянное внимание к работе, а также А.А. Костянюку за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H.Y. Fan, W. Spitzer, R.J. Collins.** Phys. Rev., **2**, 101 (1956).
2. **R. Rosenberg, M. Lax.** Phys. Rev., **12**, 843 (1958).
3. **Л.Е. Воробьев.** Оптические явления в полупроводниковых квантово-размерных структурах. Санкт-Петербург, СПбГТУ, 2000.
4. **T. Asano, S. Noda, A. Sasaki.** Physica E, **2**, 111 (1998).
5. Intersubband Transitions in Quantum Structures. R. Paella, ed., New York, McGraw-Hill, 2006.
6. **M. Helm.** Semiconductors and Semimetals. The Basic Physics of Intersubband Transitions, **62**, Chapter 1, 59-90 (1999).
7. **F.D.P. Alves, G. Karunasiri, N. Hanson, M. Byloos, H.C. Liu, A. Bezinger, M. Buchanan.** Infrared Phys. & Technol., **50**, 182 (2007).
8. **S.S. Li.** Int. J. High Speed Electr. Syst., **12**, 761 (2002).
9. **S.G. Carter, V. Ciulin, M.S. Sherwin, M. Hanson, A. Huntington, L.A. Coldren, A.C. Gossard.** Appl. Phys. Lett., **84**, 840 (2004).
10. **N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki.** IEEE J. Quantum Electr., **42**, 765 (2006).
11. **T. Chakraborty, V.M. Apalkov.** Adv. Phys., **52**, 455 (2003).
12. **Э.М. Казарян, В.Г. Григорян, А.М. Казарян.** Известия АН Арм. ССР, Физика, **11**, 351 (1976).
13. **Э.М. Казарян, К.С. Арамян.** Известия АН Арм. ССР, Физика, **11**, 122 (1976).
14. **J. Lee, H.N. Spector.** J. Appl. Phys., **54**, 3921 (1983).
15. **H. Adamska, H.N. Spector.** J. Appl. Phys., **56**, 1123 (1984).
16. **S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani.** J. Phys., **19**, 11300 (1986).
17. **J.S. Bhat, S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani.** J. Appl. Phys., **72**, 4966 (1992).
18. **N.S. Sankeshwar, S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani.** J. Phys., **32**, 149 (1989).
19. **F.M. Gashimzade.** Phys Stat. Sol. (b), **160**, 177 (1990).
20. **F. Carosella, C. Ndebeka-Bandou, R. Ferreira, E. Dupont, K. Unterrainer, G. Strasser, A. Wacker, G. Bastard.** Phys. Rev. B, **85**, 085310 (2012).
21. **Л.С. Петросян.** Известия НАН Армении, Физика, **37**, 173 (2002).
22. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan, H.A. Sarkisyan.** Physica E, **66**, 7 (2015).

23. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, T.V. Kotanjyan, H.K. Tevosyan.** Superlattices and Microstructures, **78**, 40 (2015).
24. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.K. Tevosyan.** Superlattices and Microstructures, **64**, 204, 2013.
25. **P.A. Maksym, T. Chakraborty.** Phys. Rev. Lett., **65**, 108 (1990).
26. **G. Bastard.** Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Cedex France, Les editions de Physique, 237-295, 1989.
27. **К. Зеерер.** Физика полупроводников, Москва, Мир, 1977.
28. **Э.М. Казарян, С.Г. Петросян.** Физические основы полупроводниковой наноэлектроники (на арм. языке). Издательство РАУ, Ереван, 2005.

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ ԱԶԱՏ ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ԿՈՂՄԻՑ ԼՈՒՅՄԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ
ԻՈՆԻԶԱՑՎԱԾ ԽԱՌՆՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ ՑՐՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄՈՎ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Դիտարկված են ներենթագոտիական անցումները պարաբոլական քվանտային փոստում՝ հաշվի առնելով ցրումը իոնիզացված խառնուկային կենտրոնների վրա: Ցրումով պայմանավորված մատրիցական էլեմենտի հաշվարկի համար կիրառված է Բոռնի մոտավորությունը, իսկ փոխազդեցության պոտենցիալը վերցված է կուլոնյան տեսքով: Կլանման գործակցի համար ստացված է վերլուծական արտահայտություն հաշվի առնելով միայն մեկ տիպի անցումները՝ ֆոտոնի առաջնային կլանումով և հետագա ցրումով խառնուկի վրա: Կլանման գործակցի համար հետազոտված է հաճախային բնութագիրը և կախվածությունը քվանտային փոսի լայնությունից:

FREE-CARRIER ABSORPTION IN A PARABOLIC QUANTUM WELL WITH CONSIDERATION OF SCATTERING ON IONIZED IMPURITIES

A.H. GEVORGYAN

Intrasubband transitions caused by light absorption in a parabolic quantum well is considered taking into account the scattering by ionized impurity centers. To calculate the scattering matrix element the Born approximation is used, and the interaction with the impurity is described by Coulomb potential. An analytical expression for absorption coefficient of processes with the initial absorption of a photon and further scattering on an ionized impurity center is obtained. Frequency characteristics and dependence on the width of the quantum well for absorption coefficient are examined.

УДК 536.413

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ АМОРФНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.В. ЕГАНИЯ¹, А.С. КУЗАНИЯ^{1*}, В.Н. СТАТОПОУЛОС²

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Technological Educational Institute of Sterea Ellada, Psahna, Greece

*e-mail: akuzanyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 9 сентября 2015 г.)

Получены выражения для оценки коэффициентов теплового линейного расширения и теплопроводности аморфных диэлектриков при температурах выше температуры Дебая. На примере соединений с химическим составом, соответствующим редкоземельным магниевым гексаалюминатам, показано, что эти параметры для аморфных соединений меньше, чем для кристаллических.

1. Введение

Редкоземельные магниевые гексаалюминаты ($RE Mg Al_{11} O_{19}$, где RE – редкоземельный элемент) благодаря своим теплофизическим свойствам входят в число перспективных материалов для создания нового поколения теплозащитных покрытий газотурбинных генераторов и реактивных двигателей [1]. Для оптимизации решений этой задачи важными являются теоретические оценки теплофизических свойств материалов, а именно, теплопроводности и теплового расширения при высоких температурах. В предыдущих наших работах [2,3] получены обобщённые выражения для приближённой оценки этих величин в кристаллических диэлектриках. В работе [4] при напылении теплоизоляционных покрытий получены аморфные слои сложных оксидов.

Целью настоящей работы являлось подробное исследование вопроса имеют ли аморфные слои сложных оксидов при высоких температурах меньшую теплопроводность, чем кристаллические слои с идентичным химическим составом, а также получение выражений для оценки коэффициентов линейного теплового расширения и теплопроводности аморфных диэлектриков при температурах выше температуры Дебая.

2. Тепловое расширение и теплопроводность аморфных диэлектриков при высоких температурах

Как известно, для изотропных твердых материалов справедливо выражение

$$\frac{V_L}{V_S} = \sqrt{\frac{2(1-\mu)}{(1-2\mu)}}, \quad (1)$$

где μ – коэффициент Пуассона [5]. Скорости продольных V_L и поперечных V_S акустических волн описываются выражениями $V_L = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}}$ и $V_S = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\mu)}}$, где E – модуль Юнга и ρ – плотность материала. Согласно теории [6], коэффициент Пуассона характеризует долю энергии сдвига W_S в общей энергии деформирования W

$$\frac{W}{W_S} = \frac{1+\mu}{1-3\mu^2-3\mu^3}. \quad (2)$$

Чем больше μ , тем меньше энергия сдвиговых деформаций и сопротивления материала сдвигу и тем ближе материал к жидкости. В частности, для гексаалюминатов $\mu = 0.23$, $V_L = 8934$ м/с, $V_S = 5292$ м/с [7], и несложно посчитать, что

$$\left(\frac{V_L - V_S}{V_S}\right) \frac{W_S}{W} = 1.1 \approx 1. \quad (3)$$

Насколько универсально это выражение должны показать более детальные исследования. В то же время в работе [8] выявлено, что для большого числа аморфных веществ справедливо выражение

$$\gamma = C \left(\frac{V_L - V_S}{V_S}\right), \quad (4)$$

где γ – параметр Грюнайзена, а параметр C для исследованных соединений приблизительно равен 2.

Подставляя соответствующие значения параметров для гексаалюминатов [9], видим, что и для данного соединения $\gamma = 1.4$ и $C = 2.034 \approx 2$. Это означает, что для гексаалюминатов негармоничная часть параметра Грюнайзена очень мала. В то же время параметр Грюнайзена определяется как из формулы

$$\gamma = \frac{3}{2} \left(\frac{B_A}{\rho V_K^2}\right), \quad (5)$$

где B_A – модуль адиабатического сжатия и $V_K^2 = (V_L^2 + 2V_S^2)/3$ – среднеквадратичная скорость акустических волн [8], так и из уравнения Грюнайзена

$$\gamma = \frac{\beta B V_a}{C_V}. \quad (6)$$

Здесь C_V – теплоемкость (в простых химических соединениях при высоких

температурах в соответствии с законом Дюлонга–Пти $C_V = 3R$, где R – универсальная газовая постоянная), β – коэффициент объемного расширения (в изотропных материалах $\beta = 3\alpha$, где α – коэффициент линейного расширения), B – модуль изотермического сжатия и V_a – атомный объем.

Приравнивая уравнения (5) и (6), учитывая размерность и вышеприведенные аргументы, в приближении, что модули адиабатического и изотермического сжатия отличаются слабо, получим

$$\alpha = \frac{4.5Rn}{MV_L^2C}. \quad (7)$$

Данное выражение с точностью до постоянной можно вывести также из формулы Френкеля [10], которая верна для твердых тел с близкими молярными объемами

$$\alpha E \approx \frac{R}{2V} \approx \text{const}, \quad (8)$$

где V – молярный объем. Если вместо модуля Юнга подставить $E = \rho V_L^2/A$ и перейти от молярного объема к молярной массе $M = Vn\rho$, то в уравнении (8) постоянная A будет равна 9.

Известно [11], что в твердых кристаллических телах выполняется закон Баркера

$$\alpha^2 E = \text{const}. \quad (9)$$

В работе [12] показано, что данный закон выполняется также для аморфных соединений (в случае $C = 2$ поликристалл мало отличается от аморфного вещества). Для гексаалюминатов закон Баркера имеет вид

$$\alpha^2 E = 26.624 PaK^{-2}. \quad (10)$$

Подставив в формулу (7) значение V_L , используя выражение $V_L^2 = \frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}$,

и значение модуля Юнга из выражения (10), получим

$$V_L^2 = \frac{26.624(1-\mu)}{\alpha^2 \rho(1+\mu)(1-2\mu)}. \quad (11)$$

Поскольку для гексаалюминатов $\mu = 0.23$ [7], то в результате получим

$$V_L^2 = \frac{30.88}{\alpha^2 \rho}. \quad (12)$$

Подставив выражение (12) в формулу (7), получим

$$\alpha = 0.825 \frac{M}{n\rho}. \quad (13)$$

Величину $\omega = M/(nr)$ в работе [13] называют параметром структурной рыхлости. Учитывая, что в случае гексаалюминатов $n = 32$, для коэффициента линейного теплового расширения аморфных веществ с химическим составом, соответствующим составу гексаалюминатов, при высоких температурах получим выражение

$$\alpha = \frac{25.781 \times 10^{-3} M}{\rho}. \quad (14)$$

Оценим величину α для гексаалюмината лантана–магния ($\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$) в аморфном состоянии. Следует учитывать тот факт, что плотность соединений в аморфном состоянии несколько меньше, чем в кристаллическом. Однако за неимением данных по плотности $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ в аморфном состоянии используем их для поликристаллов, предположив, что они отличаются мало. Подставив в выражение (14) значения $M = 764 \times 10^{-3}$ кг/моль и $\rho = 4285$ кг/м³ [7], получим значение $\alpha \approx 4.6 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$. Соответственно, сравнивая кристаллическое и аморфное состояния гексаалюмината лантана–магния, будем иметь

$$\alpha_{\text{cryst}} / \alpha_{\text{amorph}} = C \approx 2. \quad (15)$$

Используя аналогичные рассуждения, можно представить взаимосвязь между решеточной составляющей коэффициента теплопроводности кристаллических и аморфных соединений в следующем виде:

$$k_{\text{аморф}} = k_{\text{cryst}} \frac{30.88 \times 10^{-6} M^{11/5}}{\alpha^2 \rho^{11/15}}. \quad (16)$$

Для гексаалюмината лантана–магния будем иметь $k_{\text{аморф}} = 0.88 k_{\text{cryst}}$ или

$$k_{\text{аморф}} \cong 4/9 k_{\text{cryst}} C, \quad (17)$$

где C определяется из выражения (4).

3. Заключение

В работе получены выражения для оценки коэффициентов теплового расширения и решеточной составляющей теплопроводности аморфных диэлектриков при температурах выше температуры Дебая. Выявлена взаимосвязь коэффициентов теплового расширения аморфных и кристаллических диэлектриков одинакового состава, которая оценена, в частности, для гексаалюмината лантана–магния. Аналогичная взаимосвязь выявлена и для коэффициентов теплопроводности.

Работав выполнена в рамках проекта FP-7 № 310750.

ЛИТЕРАТУРА

1. **К.Л. Ованесян, А.С. Кузанын, Г.Р. Бадалян, А.В. Еганян, Р.В. Саргсян, В.С. Кузанын, А.Г. Петросян, В.Н. Статопулос.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 342 (2014).
2. **А.В. Еганян, А.С. Кузанын, В.Н. Статопулос.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 278 (2014).
3. **А.В. Еганян, А.С. Кузанын, В.Н. Статопулос.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 105 (2015).
4. **A.S. Kuzanyan, S.I. Petrosyan, G.R. Badalyan, A.A. Kuzanyan, V.N. Stathopoulos.** Proc. AeroMat 2015, May 11–14, 2015, Long Beach, USA, p. 40.
5. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Теория упругости. Москва, Наука, 1965.
6. **В.А. Кузьменко.** Развитие представлений о процессе деформирования материалов. Киев, УкрНИИТИ, 1968.
7. **X. Chen, Y. Zhao, W. Huang et al.** J. Europ. Ceram. Soc., **31**, 2285 (2011).
8. **Д.С. Сандитов, С.Б. Мункуева, Д.З. Батлаев, С.Ш. Сангадиев.** ФТТ, **54**, 1540 (2012).
9. **N.P. Vansal, D. Jhu.** Surf. Coat. Technol., **202**, 2698 (2008).
10. **Я.И. Френкель.** Введение в теорию металлов. Ленинград, Москва, ОГИЗ, 1948.
11. **R.E. Barker.** J. Appl. Phys., **34**, 107 (1963).
12. **Д.С. Сандитов, Б.С. Садыков.** ФТТ, **56**, 970 (2014).
13. **В.В. Зуев, Л.Н. Поцелуева, Ю.Д. Гончаров.** Кристаллоэнергетика как основа оценки свойств твердотельных материалов. Санкт-Петербург, Наука, 2006.

ԱՍՈՐՖ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐԻ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԸՆԴԱՐՁԱԿՄԱՆ
ԵՎ ՋԵՐՄԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԻ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ
ԲԱՐՁՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա.Վ. ԵԳԱՆՅԱՆ, Ա.Ս. ԿՈՒՅԱՆՅԱՆ, Վ.Ն. ՍՏԱՏՈՊՈՒԼՈՍ

Ստացված են արտահայտություններ Դեբայի ջերմաստիճանից բարձր ջերմաստիճաններում ամորֆ դիելեկտրիկների ջերմային գծային ընդհարձակման և ջերմահաղորդականության գործակիցների գնահատման համար: Հազվագյուտ հողային մագնեզիումային հեքսաալյումինատների քիմիական բաղադրությամբ միացությունների օրինակով ցույց է տրված, որ նշված պարամետրերը ամորֆ միացություններում ավելի փոքր են, քան բազմաբյուրեղներում:

ESTIMATION OF THERMAL EXPANSION AND THERMAL CONDUCTIVITY
COEFFICIENTS OF AMORPHOUS DIELECTRICS AT HIGH TEMPERATURES

A.V. YEGANYAN, A.S. KUZANYAN, V.N. STATHOPOULOS

Expressions for estimation of the thermal linear expansion coefficients and of the thermal conductivities of the amorphous dielectrics above the Debye temperature are obtained. For compounds with chemical composition corresponding to rare-earth magnesium hexaaluminates, taken as an example, it is shown that the parameters are smaller for amorphous compounds, as compared to those in polycrystalline form.

УДК 548.732

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В МОНОЛИТНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Р.Ц. ГАБРИЕЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: rugab@ysu.am

(Поступила в редакцию 14 августа 2015 г.)

Осуществлена лауэ–брэгговская дифракция от монокристаллических систем. Показано, что многократное увеличение числа отражений приводит к сверхколлимации пучка. Предложен прецизионный метод измерения коэффициентов отражения, использующий этот пучок как первичный.

1. Введение

Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей, изложенная во многих монографиях [1–4], в основном, исходит из приближения падающей плоской волны. После работы Като [5] появились также теоретические и экспериментальные работы, базирующиеся на приближении падающей сферической волны. В экспериментальных исследованиях основной сложностью является получение падающей коллимированной монокроматичной волны (плоская волна). Отметим, что наиболее строгие требования в приближении плоской волны выдвигаются к получению кривых отражения (кривых качания), которые часто используются для определения абсолютных величин атомных и структурных амплитуд рассеяния кристаллов, а также служат контролем совершенства исследуемого образца. Если используемый для этой цели рентгеновский пучок недостаточно строго удовлетворяет указанным выше требованиям, то полученная кривая качания описывается с помощью свертки. В связи с тем, что теоретические расчеты, в основном, проведены в приближении плоской волны, а эксперименты – на расходящемся пучке, существует сильное расхождение, а иногда и полное несоответствие между теоретическими и экспериментальными результатами, что не позволяет проводить точные количественные исследования.

Традиционно для получения коллимированных монокроматичных пучков используются плоские кристаллы, которые иногда называют спектрометрами, так как они используются также для разложения излучения в спектр. Разработаны многочисленные рентгеновские спектрометры с использованием многократных симметричных и асимметричных брэгговских отражений.

Целью настоящей работы является, во-первых, с помощью многократных

брэгговских отражений от монокристаллической системы подавить хвосты кривых отражения, получить достаточно коллимированный и монохроматизированный пучок; во-вторых, используя этот пучок как первичный, осуществить прецизионное измерение коэффициентов отражения для разных длин волн.

2. Монокристаллические коллиматоры-монохроматоры

В монокристаллических (но немонокристаллических) спектрометрах дополнительное ослабление интенсивности (светосилы) связано с нарушением таутозоности отражающих плоскостей отдельных кристаллов, полностью избежать которое практически невозможно. С другой стороны, это ослабление полностью исчезнет при использовании монокристаллических систем, поскольку таутозоность плоскостей монокристалла сохраняется, и естественная связь отражающих блоков не нарушается. Использование многократных отражений от монокристаллических систем не только приводит к увеличению разрешающей силы, но и существенно упрощает кинематику прибора (не требуются многочисленные гониометрические головки) [6,7]. В результате получается минимальное искажение спектров по сравнению со спектрами, полученными на классических спектрометрах.

Для выполнения приближения плоской волны требуется, чтобы расходимость первичной волны была много меньше угловой ширины дифракционного максимума. Оценки показывают [8], что для выполнения этого условия расходимость первичного пучка для различных отражений должна составлять десятые или даже сотые доли угловой секунды. Такие условия не выполняются даже на станциях синхротронного излучения, отнесенных на десятки метров от источника. Из вышеизложенного вытекает необходимость проводить рентгеновские исследования в рамках приближения падающей сферической волны либо постараться с помощью разнообразных многократных отражений (симметричных и асимметричных) получить пучок, соответствующий требованиям плоской волны. Именно постараться, так как нельзя не согласиться с метким высказыванием в работе [8], что «в природе не существует плоских волн, это лишь прием математического анализа». Следовательно, получение коллимированных монохроматических пучков (условно квазиплоская волна) остается одной из актуальных задач рентгеновской оптики.

Были предложены и изготовлены рентгеновские приборы, позволяющие получить достаточно коллимированные и монохроматизированные пучки с почти плоским фронтом. Решающий вклад в этом направлении сделан авторами работ [9–11], где представлена серия разработок кристаллических коллиматоров-монохроматоров, использующих асимметричные отражения. Как следует из динамической теории, асимметрия брэгговского отражения приводит к изменению угловой ширины пучка. Так в работе [11] было показано, что при углах падения $\sim 1^\circ$ и меньше угловая ширина отраженного пучка может составлять 0.1–0.01".

Светосила этих устройств незначительна, но это препятствие практически преодолевается при использовании современных источников рентгеновского излучения (рентгеновские трубки с вращающимся анодом или синхротронное излучение, исходная мощность которых примерно на три порядка выше обычных рентгеновских трубок). Здесь надо учитывать, что при использовании синхротронного излучения возникают трудности, связанные с образованием паразитных отражений высших порядков (гармоник). В связи с этим разработаны разные методы для подавления гармоник [12]. В области разработок коллиматоров-монокроматоров, основанных на отражениях по Брэггу, следует особое внимание обратить на бесщелевой коллиматор-монокроматор, предложенный в работах [13–15] и основанный на многократных брэгговских отражениях пучка лучей от боковых стенок щели, пропиленной внутри кристаллического блока высокого совершенства (вдоль определенного направления). В работе [14] была поставлена цель получить коллимированный и монохроматизированный пучок с помощью многократных брэгговских отражений с подавлением хвостов кривых отражений. По данным, приведенным в работе, устройства подобного рода позволяют получить монохроматичность $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-5}$ при угловой ширине в несколько угловых секунд, и делается вывод, что для получения узкого коллимированного пучка рентгеновских лучей предпочтительно применять асимметричные брэгговские отражения.

3. Особенности отражения по Брэггу

Отметим некоторые специфические особенности отражения рентгеновских лучей по Брэггу. Известно [1–4,16], что для непоглощающих кристаллов существует конечная область углов, при которых коэффициент отражения рентгеновских лучей строго равен единице (столик Дарвина), а для поглощающих кристаллов – близок к единице. В области сильного дифракционного отражения имеет место относительно слабое проникновение излучения в кристалл, всего на несколько микрон (длина экстинкции). Однако на краю столика Дарвина, но за пределами этого столика, наблюдается резкий всплеск аномально большого проникновения рентгеновских лучей в кристалл. Установлено также, что области сильного дифракционного отражения и аномально глубокого проникновения далеко разнесены друг от друга [16].

В работах [17,18] показано, что аномально глубоко проникающее в кристалл излучение распространяется по вполне определенной траектории, зависящей от угла падающей волны. В [18] экспериментально показали существование этого явления, но так как использованный первичный пучок неплоский и немонохроматичный, то в кристалле присутствовали траектории отражающих волн по всем возможным углам падений, что позволило получить явление интерференции. В работе [19] это явление описано качественно и количественно для случая, когда энергия выходит через торцевую грань кристалла. Угол α_j между атомной

плоскостью и направлением распространения энергии связан с углом Брэгга θ выражением

$$\tan \alpha_j = \frac{|R|^2 - 1}{|R|^2 + 1} \tan \theta, \quad (1)$$

здесь j указывает на принадлежность точки возбуждения (распространения) к 1-ой или 2-ой ветви дисперсионной поверхности. Известно, что распространение энергии происходит в направлении нормали к дисперсионной поверхности [20]. В случае полного отражения распространение энергии, согласно (1), происходило бы вдоль атомных плоскостей для всей области отражения. В действительности никакая энергия не распространяется вглубь кристалла, так как эффективное сечение пучка рентгеновских лучей становится равным нулю. В зависимости от того, на какой стороне области отражения находится нормаль к входной грани, она соответственно пересекает ту или иную из ветвей дисперсионной поверхности. Поглощение аномально сильное или слабое в зависимости от ветви гиперболы и усиливается при приближении к центру области отражения. Следовательно, если падающий пучок рентгеновских лучей близок к плоской волне и находится в области полного отражения, то проникающие лучи T_0 и T_R (рис. 1a,b,c) не должны существовать, так как никакая энергия не проникает внутрь кристалла [19].

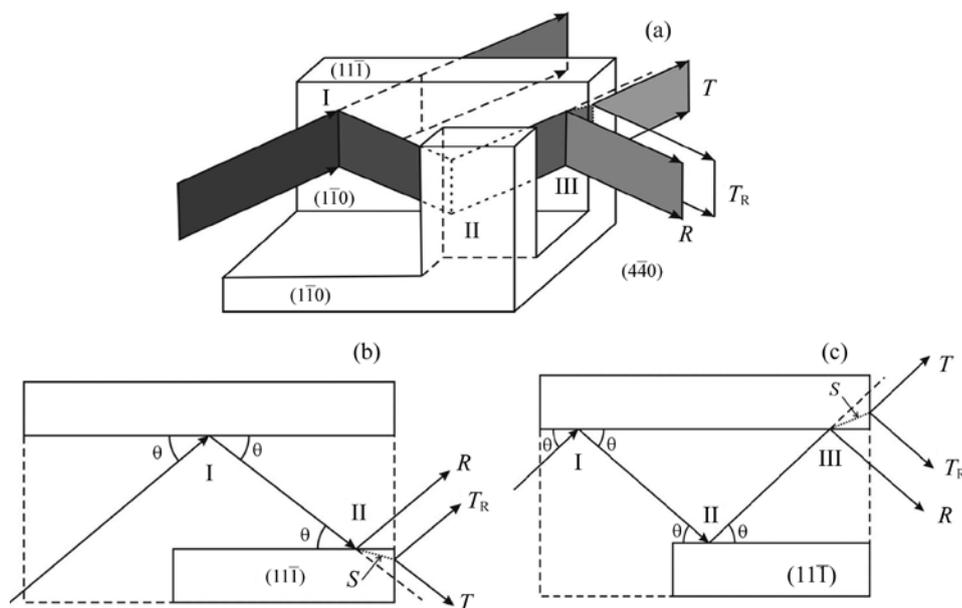


Рис.1. (а) Пространственное расположение лентообразного пучка в двухблочной монокристаллической системе при трехкратном отражении (первый образец). Схема получения (б) двухкратного и (в) трехкратного отражения в двухблочной монокристаллической системе (первый образец).

4. Эксперимент

Первая часть работы аналогична работам [14,21], далее с помощью второго образца (двухблочной монолитной системы, имеющей особую конструкцию) мы попытались во много раз увеличить число брэгговских отражений с целью улучшения параметров (коллимированность и монохроматичность) первичного пучка для последующей лауэ–брэгговской дифракции. Очевидно, что, если после некоторого числа отражений, луч, проникающий вглубь кристалла, отсутствует (излучение не доходит и, следовательно, не выходит с торцевой грани), то это будет означать, что падающий пучок для лауэ–брэгговской дифракции можно считать относительно плоской волной. Для наблюдения за поведением (наличие или отсутствие) пучков, выходящих через боковую грань, высота образца сделана монотонно уменьшающейся, что позволило регистрировать эти пучки после каждого акта отражения.

Для проведения экспериментов были изготовлены две двухблочные монолитные кристаллические системы из почти совершенного монокристалла кремния. Первая двухблочная система (рис.1) аналогична использованной в работе [21]. Вторая – представляет собой пропиленную внутри кристаллического блока щель (рис.2). После резки образцы подверглись механической обработке алмазными порошками различных марок. В процессе механической обработки ориентация внешних поверхностей блоков контролировалась с помощью дифрактометра так, чтобы они были параллельны кристаллографической плоскости $(1\bar{1}0)$. Ориентация внутренних (рабочих) поверхностей блоков (их параллельность к внешним поверхностям) контролировалась толщиномером с точностью в несколько микрон.

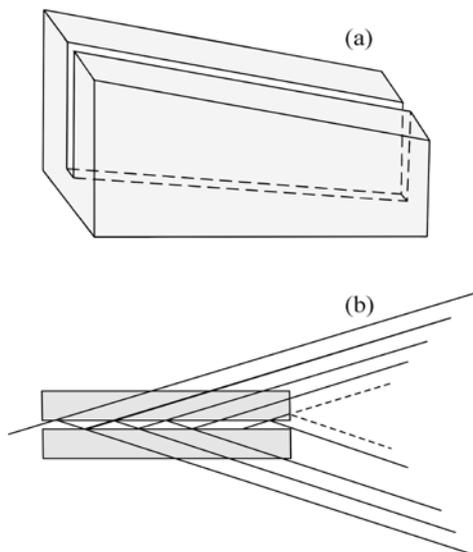


Рис.2. (а) Двухблочная монолитная система (второй образец).
(б) Схема получения многократных отражений (вид сверху).

После механической обработки образцы (двухблочные системы) подвергались химической обработке травителем (HF-2, HNO₃-9, CH₃COOH-4) при температуре 35°C. Размеры второго образца после механической и химической обработок составляли: длина 43 мм, толщина блоков по 1.5 мм, ширина щели 1 мм. Как отмечалось выше, высота образца переменная, максимальная (близко к источнику излучения) составляла 16 мм, минимальная – 13 мм. Эксперимент проводился с излучениями MoK_{α1} и NiK_{α1} в топографической камере А-3 фирмы Regaku Denki. Интенсивности отраженных пучков регистрировались с помощью двух счетчиков, размещенных в направлениях падающего и отраженного пучков. Юстировка проводилась по внутренней поверхности большого блока (для первого образца) и по внешней поверхности одного из блоков (для второго образца) посредством достижения максимальных интенсивностей однократных отражений.

После юстировки с помощью сканирующего механизма образцы перемещались настолько, чтобы получить соответствующее число отражений. В процессе перемещения образцы остаются в отражающем положении, т.е. падающий пучок составляет угол Брэгга с внутренними поверхностями образцов, представляющими кристаллографические плоскости (1 $\bar{1}$ 0), т.е. имеет место симметричное отражение (2 $\bar{2}$ 0) или (4 $\bar{4}$ 0) по Брэггу. Фактически наши образцы представляют спектрометры типа (n, -n), следовательно, интервалы перекрытия областей отражения от блоков (полоса пропускания), согласно диаграммам Дю-Монда, полностью совпадают. В случае первого образца четко регистрируются все три рефлекса R, T и T_R как для молибденового, так и для никелевого излучений при двухкратном и трехкратном отражениях.

На рис.3а,б представлены рентгенограммы излучения NiK_{α1} (рентгенограммы излучения MoK_{α1} аналогичны). Предложенные монолитные системы позволяют прецизионно измерить коэффициенты отражения. Используя возможности сканирующего механизма, измерены интенсивности однократно, двухкратно и трехкратно отраженных пучков и, составляя соответствующие отношения интенсивности последнего отражения к предыдущему, подсчитаны

Таблица 1

Излучение	Отражение	Максимальное число отражений <i>n</i>	Коэффициент отражения $I(n)/I(n-1)$, %
MoK _{α1}	220	2	71.5
MoK _{α1}	440	2	63.8
MoK _{α1}	440	3	86
NiK _{α1}	220	2	62.5
NiK _{α1}	220	3	88

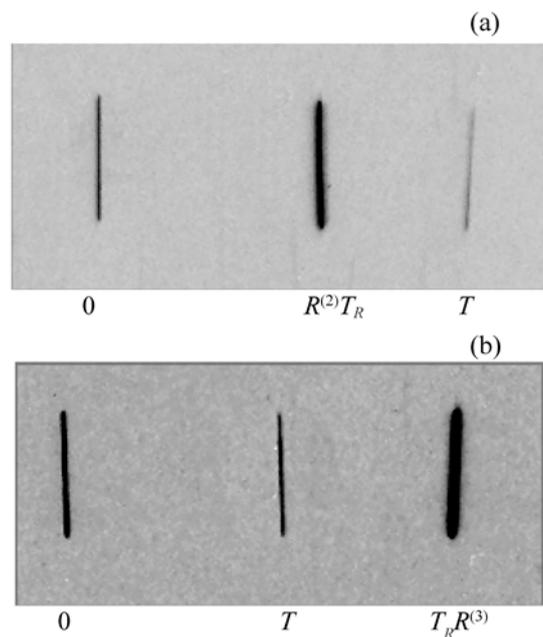


Рис.3. Рентгенограммы с (а) двухкратным и (б) трехкратным отражениями (220) от первого образца (излучение $\text{NiK}_{\alpha 1}$).

коэффициенты отражения. Результаты приведены в табл.1.

Пониженные значения коэффициентов отражения говорят о том, что в процессе нескольких отражений пучок не успевает настолько сколлапсироваться (избавиться от хвостов), что луч, глубоко проникающий в кристалл, не возбуждается. Специфика двухкристаллического спектрометра заключается в том, что интенсивность отраженного пучка является результатом двух отражений, иначе говоря, интенсивность каждого луча, отраженного первым кристаллом, умножается на отражающую способность второго кристалла для угла, под которым этот луч падает на второй кристалл. Полную интенсивность получают интегрированием по всем лучам, т.е. значения коэффициентов отражения, измеренные первым образцом (двухблочной системой), носят усредненный (интегральный) характер. Причиной этого является то, что в случае однократно или двухкратно отраженного падающего пучка в процессе формирования отраженных пучков участвуют и лучи с малыми коэффициентами отражения (хвосты кривых), которые не успевают поглотиться и которые понижают значения коэффициентов отражения. Следует обратить внимание на то, что использование двухкратно отраженного луча в качестве первичного (вместо однократно отраженного) приводит к увеличению значения коэффициентов отражения более, чем на 25% (табл.1). Это говорит о том, что хвосты кривых эффективно подавляются именно в процессах первых отражений, что и подтолкнуло нас изготовить второй образец с целью получения первичного пучка, сформированного в результате десяти

и более отражений. Хвосты таких лучей полностью подавляются и получается сверхколлимированный падающий пучок, так что луч, глубоко проникающий в кристалл, не возбуждается.

В случае второго образца первичный пучок от рентгеновского источника, попадая на внутреннюю поверхность первого блока под углом Брэгга, отражается, создавая пучок $R^{(1)}$, который, попадая на второй блок (также под углом Брэгга), отражается, создавая пучок $R^{(2)}$, который в свою очередь создает пучок $R^{(3)}$ и так до формирования пучка $R^{(n)}$. Верхняя часть отраженных пучков $R^{(1)}$, $R^{(2)}$, ... и т.д. беспрепятственно обходит образец сверху, так как высота образца монотонно уменьшается, и попадает на пленку. Этот процесс многократно повторяется до тех пор, пока отраженные пучки от противоположных блоков, проходя по щели весь образец, доходят до торцевой грани образца. Если число отражений не достигает какого-то критического значения, то в процессе последнего отражения $R^{(n)}$ часть энергии пучка $R^{(n-1)}$, проникая в глубь кристалла, достигает торцевой поверхности, а на месте выхода порождает два пучка $T_R^{(n-1)}$ и $T^{(n)}$. Первый распространяется параллельно пучку $R^{(n)}$, а второй – по направлению прохождения, образуя пучок $T^{(n)}$. В нашем случае число отражений увеличилось настолько, что пучки $T_R^{(n)}$ и $T^{(n)}$ полностью исчезли (рис.4–6), т.е. с уверенностью можно сказать, что для измерения коэффициента отражения мы

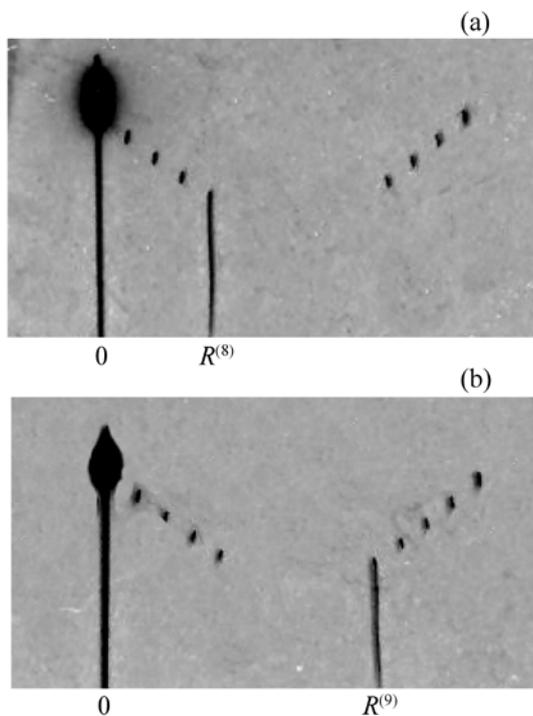


Рис.4. Рентгенограммы с (а) 8-кратным и (б) 9-кратным отражениями $(\bar{2}20)$ от второго образца (излучение $\text{MoK}\alpha_1$).

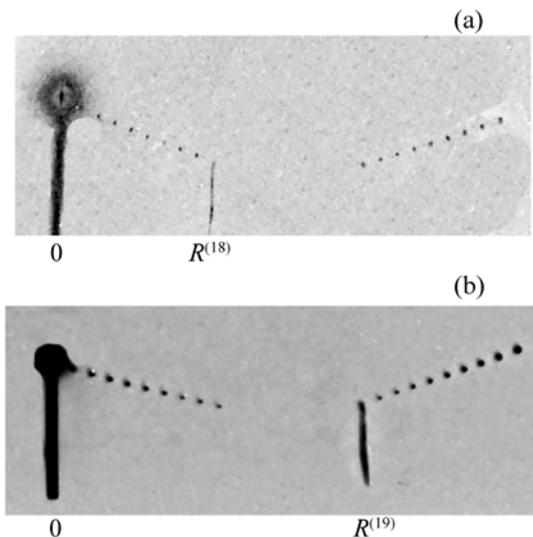


Рис.5. Рентгенограммы, с (а) 18-кратным и (b) 19-кратным отражениями (440) от второго образца (излучение MoK_{α_1}).

имеем сверхколлимированный падающий пучок. Следует ожидать, что измеренные значения коэффициентов отражения должны быть близки к единице, как предсказывает теория. Подсчитаны значения коэффициентов отражения, составляющие отношение интенсивности последнего отражения $R^{(n)}$ к интенсивности предыдущего отражения $R^{(n-1)}$. Результаты измерений коэффициентов отражения с использованием второго образца приведены в табл.2.

Таблица 2

Излучение	Отражение	Максимальное число отражений n	Коэффициент отражения $I(n)/I(n-1)$, %
MoK_{α_1}	220	9	92.5
MoK_{α_1}	440	19	93.7
NiK_{α_1}	220	23	94.1

Видно, что значения коэффициентов отражения с увеличением числа отражений увеличиваются, но их нельзя считать близкими к единице (100%). Причина этого не в том, что предложенная методика несовершенна, наоборот, использование монокристаллических систем с многократными отражениями, на наш взгляд, является целесообразным и очень точным. Причина заключается в том, что блоки (в случае второго образца) настолько близко

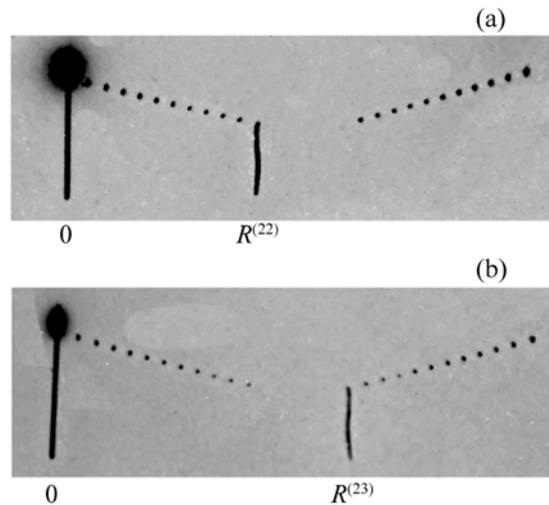


Рис.6. Рентгенограммы с (а) 22-кратным и (б) 23-кратным отражениями (220) от второго образца (излучение $\text{NiK}\alpha_1$).

расположены друг к другу, что в процессе химической обработки силы внутреннего натяжения препятствуют свободному проникновению травителя в межблочное пространство. Следовательно, поверхности не имеют требуемого отражательного качества. Известно [22], что для получения значения коэффициента отражения близкого к 100%, отражательные поверхности должны быть сверхполированными.

5. Заключение

Осуществлена лауэ–брэгговская дифракция в монокристаллических системах. Показано, что многократное увеличение числа последовательных брэгговских отражений приводит к сверхколлимации пучка (луч, глубоко проникающий в кристалл, не возбуждается). Предложен прецизионный метод измерения коэффициентов отражения с использованием этого сверхколлимированного пучка в качестве первичного.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.V. Laue.** Röntgenstrahl-Interferenzen. Frankfurt am Main, Akademische Verlagsgesellschaft, 1960.
2. **R.W. Jame.** Solid State Phys., **15**, 53 (1963).
3. **B.W. Batterman, H. Cole.** Rev. Mod. Phys., **36**, 681 (1964).
4. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.
5. **N. Kato.** J. Appl. Phys., **39**, 2225 (1968).
6. **А.Г. Ростомян, П.А. Безирганян.** ДАН СССР, **238**, 73 (1978).
7. **R.Ts. Gabrielyan, V.G. Kohn.** Phys. Stat. Sol. (a), **59**, 697 (1980).

8. **Е.В. Шулаков, И.А. Смирнов.** Поверхность, **1**, 96 (2001).
9. **К. Kohra.** J. Phys. Soc. Jap., **17**, 569 (1962).
10. **S. Kikuta К. Kohra.** J. Phys. Soc. Jap., **29**, 1322 (1970).
11. **S. Kikuta.** J. Phys. Soc. Jap., **30**, 222 (1971).
12. **U. Bonse, K. Olthoff-Munter, A. Rumpf.** J. Appl. Cryst., **16**, 524 (1983).
13. **U. Bonse, M. Hart.** Appl. Phys. Lett., **6**, 155, (1965); Appl. Phys. Lett. **7**, 99 (1965).
14. **U. Bonse, M. Hart.** Appl. Phys. Lett., **7**, 239 (1965).
15. **M. Hart.** Proc. Roy. Soc., **A309**, 281 (1969).
16. **А.М. Афанасьев, П.А. Александров, Р.М. Имамов** Рентгеновская структурная диагностика. Москва, Наука, 1986.
17. **H. Wagner.** Z. Physik, **146**, 127 (1956).
18. **G. Borrmann, G. Hildebrandt, H. Wagner.** Z. Physik, **142**, 406 (1955).
19. **A. Autheier.** De Physique Et Le Radium, **23**, 961 (1962).
20. **N. Kato.** Acta Cryst., **14**, 526 (1961).
21. **М.А. Навасардян, Р.Ц. Габриелян.** Известия НАН РА, Физика, **37**, 178 (2002).
22. **Yu. Shvyd'ko, S. Stoupin, V. Blank.** Nature Photonics, **5**, 539 (2011).

ՌԵՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ
ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿԻԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՄԻԱՉՈՒՅԼ
ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

Ռ.Ց. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ

Իրագործված է լաուե-բրեգյան դիֆրակցիա միաձույլ բյուրեղական համակարգերում: Ցույց է տրված, որ անդրադարձումների թվի բազմապատիկ անգամ մեծացումը բերում է փնջի գերկոլիմացիայի, որի հիման վրա առաջարկված է անդրադարձման գործակիցների չափման ճշգրիտ մեթոդ:

X-RAY DIFFRACTION FEATURES IN MONOLITHIC CRYSTALLINE SYSTEMS

R.TS. GABRIELIAN

The Laue-Bragg diffraction of the monolithic crystalline systems was carried out. It is shown that the multiple increase in the number of reflections leads to supercollimation of the beam. A precise method for measuring the reflection coefficients, using this beam as an primary one, is offered.

УДК 548.732

ДИНАМИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ НА СВЕРХРЕШЕТКЕ

Л.В. ЛЕВОНЯН, А.М. МАНУКЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: hasmikm@ysu.am

(Поступила в редакцию 7 августа 2015 г.)

Показано, что при динамической дифракции сферической рентгеновской волны на сверхрешетке с малым периодом в зависимости от структурных факторов сверхрешетки происходит фокусировка сателлитов как на разных глубинах внутри кристалла, так и на разных расстояниях от кристалла в вакууме. На основе полученных результатов предложен метод исследования сверхрешетки посредством динамической дифракционной фокусировки сферической рентгеновской волны. Метод основан на измерении фокусных расстояний различных сателлитов.

1. Введение

Характерной особенностью дифракции рентгеновских лучей на сверхрешетках (СР) или модулированных структурах является наличие сателлитов вокруг основного дифракционного максимума, положение которого определяется усредненным по периоду СР параметром решетки. При $z_0 \ll \bar{\Lambda}$ (z_0 – период СР, $\bar{\Lambda}$ – усредненная по периоду СР экстинкционная длина кристалла) дифракционная картина представляет собой систему неперекрывающихся сателлитов, угловое расстояние между которыми обратно пропорционально периоду СР, а их ширины и интенсивности зависят от реальной структуры и толщины СР.

Особый интерес представляют искусственные полупроводниковые СР на основе гетеропереходов, которые получают поочередным нанесением друг на друга тонких слоев различных полупроводников с близкими межплоскостными расстояниями. На раннем этапе после изготовления, когда отсутствует взаимная диффузия полупроводниковых соединений, входящих в состав бислоя, СР могут быть описаны прямоугольной (квадратичной, если слои из разных материалов имеют одинаковую толщину) моделью. Со временем происходит взаимная диффузия полупроводниковых соединений и прямоугольная модель уже не подходит для описания. Поскольку процесс диффузии медленный, то вначале, когда между слоями гетероматериалов образуются диффузные слои, СР описывается трапециевидной моделью. Если слои СР тонкие, то вследствие взаимной диффузии материалы, из которых состоит СР, будут перекрывать друг друга по всей толщине слоя. Такие СР описываются синусоидальной или треугольной моделью.

Исследования гетероэпитаксиальных СР различными рентгеновскими методами проведены в работах [1–6]. В работах [1,5] для интерпретации экспериментальных результатов учитывалось непостоянство периода СР и диффузное рассеяние на тепловых фононах и несовершенствах решетки. В работах [3,4] исследовано образование квантовых точек и проволок в СР. Влияние взаимной диффузии гетероматериалов бислоя на дифракционную картину исследовано в работе [2] при отжиге идеальной СР. В работе [7] развита динамическая теория дифракции рентгеновских лучей на одномерной идеальной СР произвольной модели. На основе развитой теории получены формулы структурных факторов для разных моделей СР [8]. В работе [9] исследовано влияние взаимной диффузии гетероматериалов на дифракцию рентгеновских лучей на сверхрешетке с дефектом упаковки.

В настоящей работе проведено исследование динамической дифракции сферической рентгеновской волны на СР с малым периодом.

2. Дифракционная фокусировка рентгеновского излучения

Как известно [10–13], при дифракции сферической рентгеновской волны на монокристалле в геометрии Лауэ имеет место явление фокусировки слабопоглощаемой моды дифрагированного волнового поля как внутри кристалла, так и за пределами кристалла – в вакууме. Интенсивность дифрагированной волны на глубине z внутри кристалла вблизи фокальной области для симметричного случая Лауэ, когда отражающие атомные плоскости соответствуют плоскостям $x = \text{const}$, приближенно выражается формулой

$$I_h(x, z) = \frac{\exp\left(-\frac{\mu z}{\cos \theta} (1 - C|\chi_{hi}|/\chi_{oi})\right)}{4L_1\Gamma\left((L_1/\Gamma - z)^2 + (z|\chi_{hi}/\chi_{hr}|)^2\right)^{1/2}} \times \exp\left(-\pi \frac{zC|\chi_{hi}|}{\lambda \cos \theta} \frac{x^2 \cot^2 \theta}{(L_1/\Gamma - z)^2 + (z|\chi_{hi}/\chi_{hr}|)^2}\right), \quad (1)$$

где λ – длина падающей волны, L_1 – расстояние между точечным источником и кристаллом, θ – угол Брэгга, $\mu = 2\pi\chi_{oi}/\lambda$ – коэффициент линейного поглощения рентгеновских лучей в кристалле, χ_o и χ_h – коэффициенты Фурье комплексной поляризуемости кристалла $\chi = \chi_r + i\chi_i$, C – фактор поляризуемости ($C = 1$ для σ -поляризации и $C = \cos 2\theta$ для π -поляризации), а величина Γ определяется как

$$\Gamma = \frac{\sin \theta \sin 2\theta}{C|\chi_{hr}|}. \quad (2)$$

Как известно из динамической теории рассеяния рентгеновских лучей, в недеформированном кристалле траектории лучей (направление вектора Пойнтинга) представляют собой прямые линии. При этом лучи, идущие в точном брэгговском направлении, распространяются вдоль отражающих атомных плоскостей. Лучи, падающие на кристалл под углом больше брэгговского угла и соответствующие слабопоглощаемой моде волнового поля, в кристалле распространяются в сторону уменьшения этого угла, а лучи, падающие под углом меньше брэгговского угла, направлены в противоположную сторону [14] (рис.1).

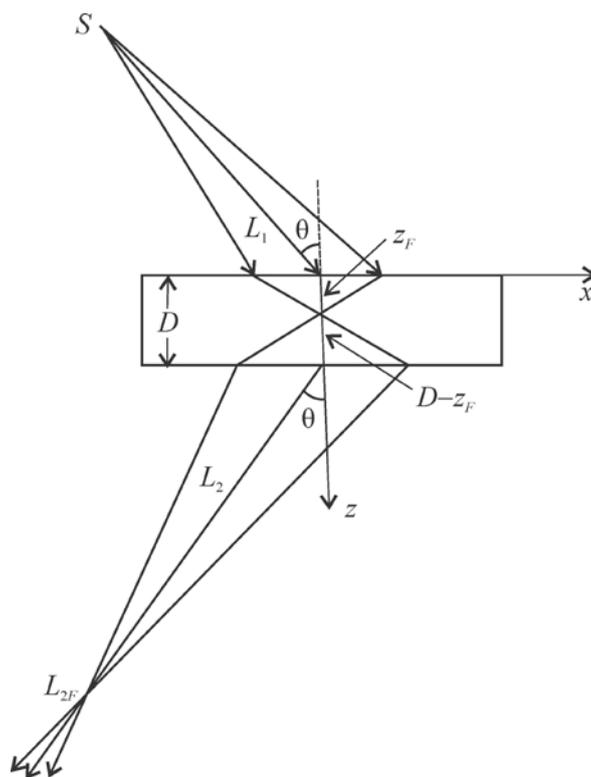


Рис.1. Схематическое изображение явления фокусировки внутри и вне кристалла при дифракции рентгеновского излучения от точечного источника S .

Поскольку для рентгеновских лучей динамическое поглощение обычно мало, т. е. $|\chi_{hi}| \ll |\chi_{hr}|$ [14], то как следует из формулы (1), на глубине

$$z = L_1/\Gamma = z_F \quad (3)$$

распределение интенсивности имеет наиболее узкий и высокий пик, что соответствует дифракционной фокусировке рентгеновских лучей.

Если толщина кристалла D больше фокусной глубины z_F , то волны фокусируются внутри кристалла. При распространении излучения за кристаллом

дифрагированный пучок еще раз будет стягиваться в фокальное пятно в вакууме на расстоянии кристалл–детектор (L_2), удовлетворяющем условию (рис.1)

$$L_{2F} = \Gamma(D - z_F). \quad (4)$$

Выражение для интенсивности дифрагированной волны в вакууме за кристаллом на расстоянии L_2 имеет вид, идентичный формуле (1), в которой произведена замена координаты z на толщину кристалла D , а расстояние источник–кристалл L_1 заменено на суммарное расстояние источник–кристалл–детектор $L_1 + L_2$, что обеспечивает фокусировку на расстоянии, определяемом выражением (4).

Как следует из формул (2)–(4), фокусная глубина в кристалле прямо пропорциональна величине $|\chi_{hr}|$, а за кристаллом – обратно пропорциональна этой же величине.

3. Особенности фокусировки в СР

Как уже было отмечено выше, при малом периоде СР дифракционная картина представляет собой систему неперекрывающихся сателлитов. В работе [7] показано, что в этом случае в пределах m -го сателлита СР можно рассматривать как идеальный кристалл с модифицированной Фурье-компонентой поляризуемости кристалла

$$\chi_{hm} = M_m \bar{\chi}_h, \quad (5)$$

где m – номер сателлита, $\bar{\chi}_h$ – усредненная по периоду СР Фурье-компонента поляризуемости кристалла и M_m – параметр, зависящий от модели СР. При этом для всех сателлитов любой модели удовлетворяются условия $M_m < 1$ и $\sum_{m=-\infty}^{\infty} M_m^2 = 1$.

Следовательно, задача дифракции сферической рентгеновской волны на СР с малым периодом будет описываться аналогично вышеизложенному для монокристалла и схематически изображаться подобно рис.1 для каждого отдельного сателлита, поскольку для разных сателлитов разными будут углы Брэгга и координаты фокусных пятен как внутри, так и вне кристалла. При этом чем меньше значение M_m , тем меньше фокусное расстояние соответствующего сателлита внутри СР и тем дальше от кристалла происходит фокусировка в вакууме за кристаллом.

В работе [8] выведены формулы для параметра M_m разных моделей СР. В частности, для квадратичной модели выражение M_m имеет вид

$$M_m = \begin{cases} (\varepsilon_0/\pi) |\sin(\pi\varepsilon_0/4)/(m^2 - \varepsilon_0^2/4)|, & m = 2n, \\ (\varepsilon_0/\pi) |\cos(\pi\varepsilon_0/4)/(m^2 - \varepsilon_0^2/4)|, & m = 2n + 1, \end{cases} \quad (6)$$

где $\varepsilon_0 = 2kz_0 \sin \bar{\theta} \tan \bar{\theta} \Delta d / \bar{d}$ – параметр, характеризующий степень несоответствия гетероматериалов, $k = 1/\lambda$ – волновое число в вакууме и Δd – разность межплоскостных расстояний гетероструктур; усреднение проводится по периоду сверхрешетки. Как видно из выражения (6), $M_{-m} = M_m$ и поэтому для спутников с номерами $\pm m$ фокусные расстояния и интенсивности будут приблизительно одинаковыми.

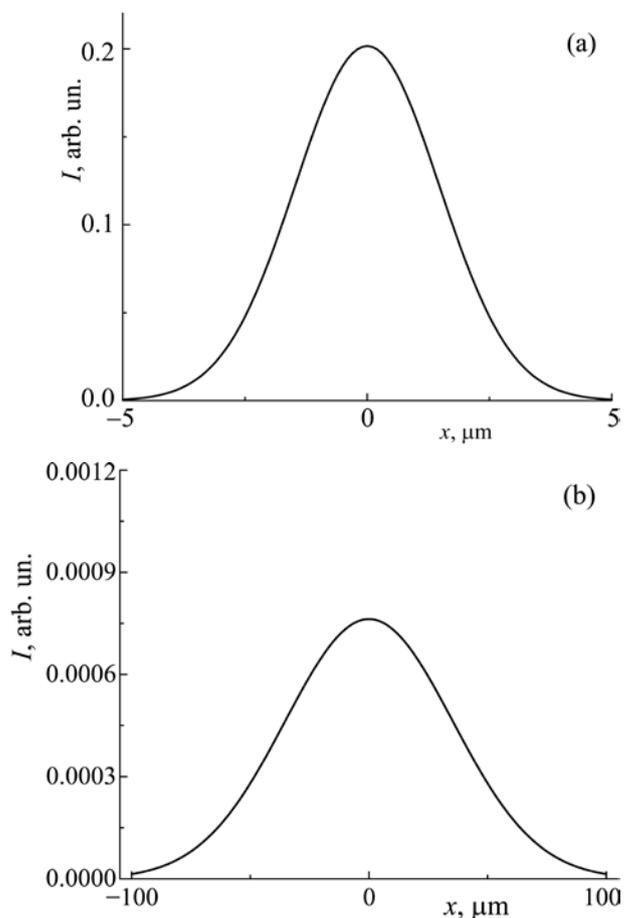


Рис.2. Интенсивности основного максимума и первого спутника на расстоянии кристалл–детектор, соответствующем фокусировке основного максимума: (a) $m = 0$ и (b) $m = 1$.

На рис.2 приведены графики интенсивности I основного максимума и первого спутника на расстоянии от СР, соответствующем фокусному расстоянию основного максимума. Численные расчеты проведены для СР на основе гетероперехода GaAs–AlAs с периодом 150 нм при излучении CuK_α для квадратичной модели СР. Как видно из рисунка, ширина основного максимума приблизительно в 20 раз меньше ширины первого спутника, а интенсивность – на 2 порядка больше.

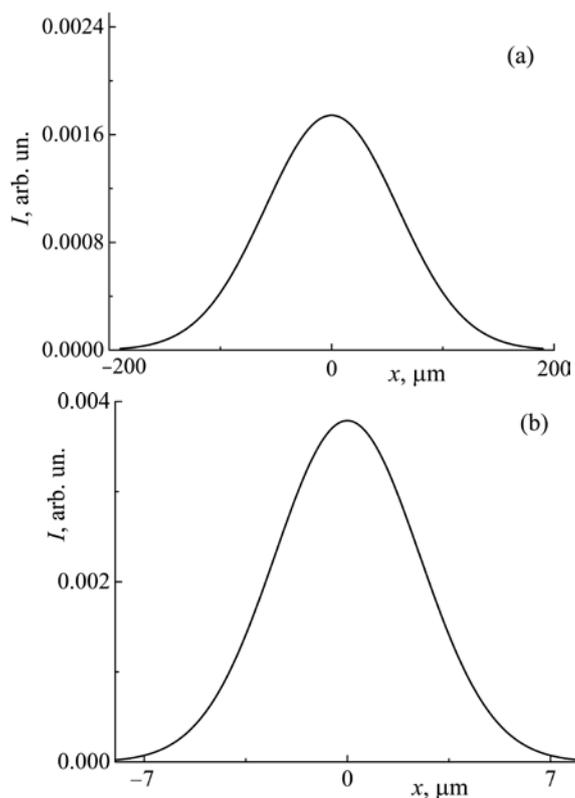


Рис.3. Интенсивности I основного максимума и первого сателлита на расстоянии кристалл–детектор, соответствующем фокусировке первого сателлита: (a) $m = 0$ и (b) $m = 1$.

На рис.3 представлены интенсивности тех же максимумов на расстоянии от СР, соответствующем фокусному расстоянию первого сателлита, которое почти в 4 раза больше фокусного расстояния основного максимума. Как видно из рисунка, интенсивность основного максимума уменьшается и уширяется, в то время как интенсивность первого сателлита увеличивается и сужается.

Интенсивность сателлита под номером $m = -1$ в обоих случаях идентична интенсивности сателлита с $m = 1$, что характерно для квадратичной модели СР.

4. Заключение

Особенностью динамической дифракции сферической рентгеновской волны на СР является фокусировка сателлитов на разных глубинах внутри кристалла и на разных расстояниях от кристалла в вакууме. Эти расстояния зависят от модифицированных структурных факторов сателлитов, зависящих, в свою очередь, от модели СР. Таким образом, измерение фокусных расстояний разных сателлитов может стать основой метода определения структурных факторов СР и тем самым дать возможность уточнить, какая из моделей СР реализуется в действительности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.М. Афанасьев, А.А. Зайцев, Р.М. Имамев.** Кристаллография, **43**, 1 (1998).
2. **C. Engström, J. Birch et al.** J. Vac. Sci. Technol. A, **17**, 5 (1999).
3. **V. Holy, J. Stangl, G. Springholz et al.** J. Phys. D: Appl. Phys., **34**, A1 (2001).
4. **T. Roch, V. Holy, A. Daniel et al.** J. Phys. D: Appl. Phys., **34**, A6 (2001).
5. **А.А. Зайцев, И.А. Субботин, Э.М. Пашаев и др.** Материалы международной научной конференции «Пленки-2004», Москва, МИРЭА, 2004, с. 49.
6. **T. Etzelstorfer et al.** Appl. Cryst., **48**, 262 (2015).
7. **D.M. Vardanyan, H.M. Manoukyan, H.M. Petrosyan.** Acta Cryst., **A41**, 212 (1985).
8. **D.M. Vardanyan, H.M. Manoukyan, H.M. Petrosyan.** Acta Cryst., **A41**, 218 (1985).
9. **А.М. Манукян.** Известия НАН Армении, Физика, **49**, 360 (2014).
10. **А.М. Афанасьев, В.Г. Кон.** ФТТ, **19**, 1775 (1977).
11. **V.V. Aristov, V.I. Polovinkina, A.M. Afanas'ev, V.G. Kohn.** Acta Cryst., **A36**, 1002 (1980).
12. **Л.В. Левонян.** Письма в ЖТФ, **7**, 269 (1981).
13. **L.V. Levonian.** Phys. Stat. Sol. (a), **68**, k199 (1981).
14. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.

ՌԵՆՏԳԵՆՆԱՆ ՍՖԵՐԻԿ ԱԼԻՔՆԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԳԵՐՑԱՆՑՈՒՄ

Լ.Վ. ԼԵՎՈՆՅԱՆ, Հ.Մ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ փոքր պարբերությամբ գերցանցում ռենտգենյան սֆերիկ ալիքի դինամիկական դիֆրակցիայի դեպքում, կախված գերցանցի կառուցվածքային գործոնից, տեղի է ունենում սատելիտների կիզակետում ինչպես բյուրեղում տարբեր խորությունների վրա, այնպես էլ վակուումում՝ բյուրեղից տարբեր հեռավորությունների վրա: Ստացված արդյունքների հիման վրա առաջարկված է ռենտգենյան սֆերիկ ալիքի դինամիկական դիֆրակցիայի դեպքում տարբեր սատելիտների կիզակետման հեռավորությունների չափման միջոցով գերցանցերի հետազոտման եղանակ:

DYNAMICAL DIFFRACTION OF SPHERICAL X-RAY WAVE ON SUPERLATTICE

L.V. LEVONYAN, H.M. MANUKYAN

It is shown that in the case of dynamical diffraction of a spherical X-ray wave on a short-period superlattice, depending on structural factors of the superlattice the satellites are focused both at different depths inside the crystal and at different distances from the crystal in vacuum. On the basis of obtained results, a method of study of superlattice structure by dynamical diffraction focusing of a spherical X-ray wave is proposed. The method is based on the measurement of focal lengths of different satellites.

УДК 548.732

РЕНТГЕНОВСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФРЕНЕЛЕВСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 2 сентября 2015 г.)

Предложена и теоретически исследована рентгеновская интерферометрическая френелевская голография. Показано, что при определенных условиях сформированная на выходной поверхности кристалла анализатора (третий блок интерферометра) интерференционная картина при записи есть рентгеновская интерферометрическая голограмма (в общем случае френелевская) исследуемого объекта. Дальнейшее восстановление изображения осуществляется светом видимого диапазона или численным методом. В качестве примера рассмотрены запись френелевской голограммы простейшего одномерного объекта – узкой щели и восстановление изображения с помощью видимого света. Этот метод может быть применен в рентгеновской микроскопии и осуществлен с использованием синхротронных источников рентгеновского излучения, а также рентгеновскими лазерами на свободных электронах.

1. Введение

В оптической голографии существуют несколько основных способов записи и восстановления изображения [1–3]: френелевская голография – методы осевой голографии (Габор) и внеосевой голографии, фраунгоферовская голография, Фурье-голография, интерферометрическая голография. Рентгеновскую голографию можно развивать на основе рентгенодифракционной (брэгговской) оптики [4]. В работах [5–7] был предложен метод рентгенодифракционной интерферометрической голографии. Следует упомянуть также о методе Момоза [8], суть которого состоит в том, чтобы использовать рентгеновский лауэвский трехблочный [5,6,8] или четырехблочный [7] интерферометр для записи рентгеновской голограммы. В работе [9] был предложен метод восстановления изображения точечного источника рентгеновских волн.

В рентгеновской голографии применяются методы, аналогичные методам оптической голографии, без привлечения брэгговской дифракционной оптики: осевая голография (Габор) [10–13] и Фурье-голография [13–16]. В работе [17] отмечено, что динамическая двухволновая лауэвская дифракция на двух щелях может стать основой для рентгенодифракционной Фурье-голографии. Рентгеновская дифракционная фраунгоферовская голография рассматривалась в работах

[18–20], а дифракционная Фурье-голография в [21].

В настоящей работе проведен теоретический анализ рентгеновской френелевской интерферометрической голографии. Следует особо подчеркнуть, что существующие синхротронные источники, а также рентгеновские лазеры на свободных электронах дают возможность получить достаточно интенсивные пространственно-временные когерентные пучки. Поэтому здесь рассматривается когерентная запись голограммы в отличие от работ [5–7], в которых запись может осуществляться только в плосковолновой области внутри кристалла.

2. Запись голограммы

Возможные схемы записи рентгеновской интерферометрической голограммы показаны на рис. 1а–д. Рассматривается двухволновая симметричная лауэвская дифракция. На трехблочный рентгеновский интерферометр под точным углом Брэгга для некоторой длины волны падает широкий коллимированный монохроматический рентгеновский пучок с единичной амплитудой так, что осуществляется случай падающей плоской волны. В одном плече интерферометра после зеркального блока ставится исследуемый объект с комплексным коэффициентом амплитудного пропускания $t(x,y)$. Волна, проходя через объект (объектная волна), в анализаторе интерферирует с волной, проходящей через другое плечо интерферометра (опорная волна).

Плосковолновой областью влияния объекта будем называть область внутри кристалла, ограниченную характеристиками (это линии, параллельные направлениям распространения проходящей и дифрагированной волн, рис. 1), прошедшими через края освещенной области на входной поверхности кристалла непосредственно под объектом до точки пересечения характеристик. Голограмму объекта в интерферометре можно получить интерференцией объектной волны с опорным пучком как в плосковолновой области влияния объекта (рис. 1а), так и ниже плосковолновой области влияния объектной волны (рис. 1б–д) (область ниже точки пересечения характеристик плосковолновой области влияния объекта до выходной поверхности кристалла). В этой области вклад дают все точки объекта одновременно. Очень важно, с этой точки зрения, отношение размера объекта в плоскости дифракции к толщине анализатора. Для схем, представленных на рис. 1б–д, толщина анализатора выбирается так, чтобы в условиях бормановского прохождения получить достаточно широкую область записи голограммы.

Амплитуды волн, вышедших из первого блока (расщепитель), обозначены как E_h и E_0 , после второго блока (зеркальный) – E_{h0} и E_{0h} , а амплитуды волн, вышедших из третьего блока (анализатор) в направлении дифрагированной волны, E_{h0h} и E_{0hh} . Интерференционное поле наблюдается в направлении дифрагированной волны, хотя с тем же успехом его можно было наблюдать в другом

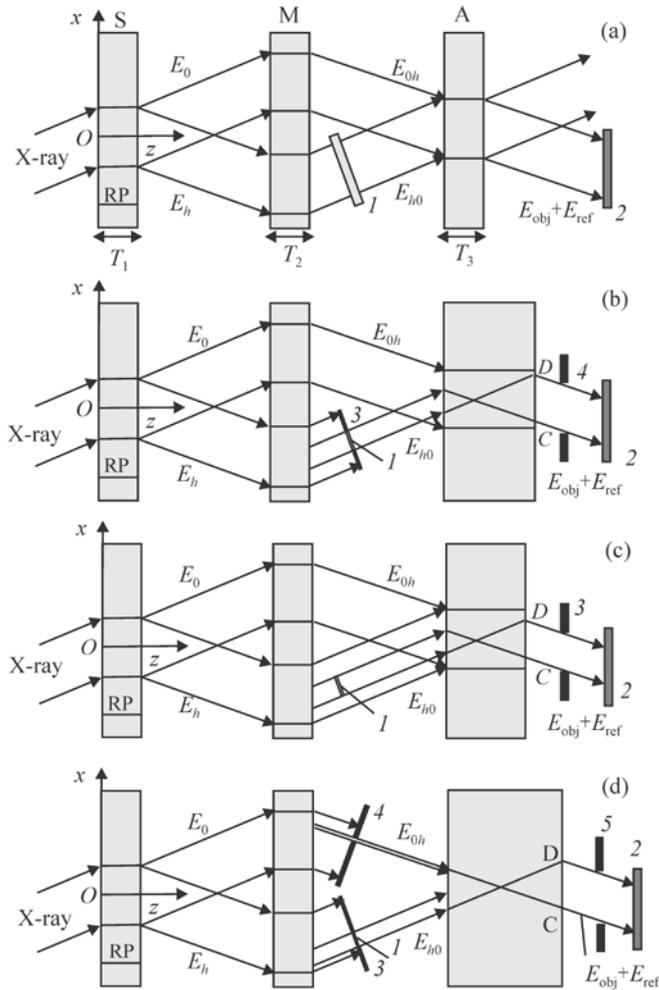


Рис.1. Схемы записи рентгеновских интерферметрических голограмм: (а) в плосковолновой области влияния объекта, (б) ниже плосковолновой области влияния объекта, объектная волна E_{h0} ограничена щелью, (с) ниже плосковолновой области влияния объекта, объектная волна E_{h0} не ограничена щелью, и (d) ниже плосковолновой области влияния объекта, E_{h0} и E_{0h} ограничены щелями, для E_{0h} используется узкая щель (точечный источник). 3,4,5 – щели, S, M, A – расщепитель, зеркальный блок и анализатор, соответственно, RP – отражающие плоскости, Oxz – координатная система в плоскости дифракции, CD – область записи голограммы на выходе анализатора, 1 – объект и 2 – голограмма.

пучке, вышедшем из анализатора в направлении прошедшего пучка. Объект установлен в дважды дифрагированном пучке E_{h0} после зеркального блока. Рассмотрим амплитуду $E_{h0h} + E_{0hh}$ вышедшей из анализатора волны в схеме записи на рис.1б. Поле рассматривается ниже от плосковолновой области влияния объекта. Амплитуду объектной волной E_{h0h} переобозначим через E_{obj} , а опорной

волны E_{0hh} – через E_{ref} . Амплитуду E_{hol} вышедшей из анализатора волны в рассматриваемом пучке можно представить в виде

$$E_{\text{hol}} = E_{\text{ref}} + E_{\text{obj}}. \quad (1)$$

Согласно (1), соответствующая интенсивность на выходной поверхности анализатора будет

$$I_{\text{hol}} = |E_{\text{ref}}|^2 + E_{\text{ref}} E_{\text{obj}}^* + E_{\text{ref}}^* E_{\text{obj}} + |E_{\text{obj}}|^2. \quad (2)$$

Рассмотрим случай $T_3/\Lambda_r \gg 1$ и $\mu T_3 \gg 1$, где T_3 – толщина анализатора, Λ_r – экстинкционная длина и μ – линейный коэффициент поглощения кристалла, тогда можно рассматривать только слабопоглощаемую моду σ -поляризации. Первые две пластины интерферометра можно выбрать с меньшей толщиной $T_1 = T_2 < T_3$, но так, чтобы выполнялось условие $\mu T_{1,2} \gg 1$. Поэтому в итоге во всех вычислениях можно оставить только слабопоглощаемую моду σ -поляризации. Для вычисления (2) используем гриновский формализм динамической теории дифракции рентгеновских лучей [22,23]. Согласно этой теории, амплитуду дифрагированной волны можно представить в виде свертки вдоль входной поверхности кристалла функции точечного источника и амплитуды падающей волны. Таким путем находим

$$E_{\text{ref}} = -\exp(i\sigma_0 T) / 8, \quad (3)$$

где $\sigma_0 = k\chi_0/(2\cos\theta) + \pi/\Lambda$, $T = 2T_1 + T_3$ – общая толщина всех трех пластин интерферометра, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число и λ – длина волны рентгеновских лучей, $\chi_0 = \chi_{0r} + i\chi_{0i}$ – нулевая Фурье-компонента поляризуемости кристалла, $\Lambda = \lambda \cos\theta / (\chi_h \chi_{-h})^{1/2}$ ($\Lambda_r = \text{Re}\Lambda$), θ – угол Брэгга, $\chi_h = \chi_{-h} = \chi_{hr} + i\chi_{hi}$ – Фурье-коэффициенты поляризуемости кристалла для отражений \mathbf{h} и $-\mathbf{h}$, соответственно, (без потери общности, рассматривается случай centrosymmetric кристалла, $\chi_h = \chi_{-h}$). Далее имеем

$$E_{\text{obj}} = \exp(2i\sigma_0 T_1) \int_{-\infty}^{\infty} G(x-x', T_3) t(x', y) dx' / 4. \quad (4)$$

Для рассматриваемой схемы (рис.1b) интегрирование фактически производится в пределах объекта от $-a_{\text{obj}}$ до a_{obj} , где $2a_{\text{obj}}$ – размер объекта вдоль оси x в плоскости дифракции. Так как мы рассматриваем толстый кристалл с поглощением ($\mu T_{1,2} \gg 1$), то для функции точечного источника G можно применять асимптотическое представление [22,23], аналогичное параксиальному приближению в оптике [24]. В итоге из (4) получим

$$E_{\text{obj}} = Q \int_{-a_{\text{obj}}}^{a_{\text{obj}}} \exp[-i\pi(x-x')^2 / (2\Lambda T_3 \tan^2 \theta)] t(x', y) dx', \quad (5)$$

где $Q = -\exp(i\sigma_0 T + i\pi/4) \operatorname{ctan}\theta (8\Lambda_r T_3)^{-1/2}/4$.

Для точечного объекта, когда под интегралом в аргументе экспоненты можно пренебречь x' , получим

$$E_{\text{obj}} = 2a_{\text{obj}} Q \exp[-i\pi x^2 / (2\Lambda T_3 \tan^2 \theta)] \bar{t}(y), \quad (6)$$

где $\bar{t}(y) = \int_{-a_{\text{obj}}}^{a_{\text{obj}}} t(x', y) dx' / (2a_{\text{obj}})$.

В случае объекта конечных размеров из формулы (5) имеем

$$E_{\text{obj}} = Q \exp[-i\pi x^2 / (2\Lambda T_3 \tan^2 \theta)] \int_{-a_{\text{obj}}}^{a_{\text{obj}}} \exp[i\Phi(x, x')] t(x', y) dx', \quad (7)$$

где $\Phi = \pi[-x'^2 / (2\Lambda T_3 \tan^2 \theta) + xx' / (\Lambda T_3 \tan^2 \theta)]$. Как видно из последнего выражения и формул (6) и (7), амплитуда объектной волны аналогична тому же выражению в случае френелевской голографии в оптике [2], поэтому этот метод можно назвать рентгеновской интерферометрической френелевской голографией. Однако здесь амплитуда объектной волны имеет вид сходящейся волны, тогда как в оптике объектная волна имеет вид расходящейся волны. Как видно из формулы (7), если можно пренебречь квадратичными относительно x' членами в аргументе подынтегральной экспоненты, то величина E_{obj} пропорциональна Фурье-образу комплексного амплитудного пропускания объекта. В этом случае, кроме рассмотренной схемы записи, можно использовать и другую схему записи, а именно, ограничивая с помощью щели также и опорную волну (узкая щель в роли точечного опорного источника) (рис.1d). Эта схема записи напоминает запись Фурье-голограмм в оптике света видимого диапазона [3] и может быть названа методом рентгеновской интерферометрической Фурье-голографии. Такая схема записи требует отдельного рассмотрения и в данной статье рассматриваться не будет.

В случае записи, когда весь фронт объектной волны остается открытым (рис.1с), из формулы (4) имеем

$$E_{\text{obj}} = -\exp(i\sigma_0 T) / 8 - \exp(2i\sigma_0 T_1) \int_{-a_{\text{obj}}}^{a_{\text{obj}}} G(x - x', T_3) S(x', y) dx' / 4, \quad (8)$$

где $S(x, y) = 1 - t(x, y)$ – коэффициент амплитудного рассеяния объекта. Фактически, первое слагаемое в правой части формулы (8) тоже играет роль опорной волны как и E_{ref} (см. формулу (3)), тогда как чисто объектной в этом случае является второе слагаемое в правой части (8). Для второго слагаемого в формуле (8), используя асимптотическое представление функции точечного источника, получим аналогичные (5)–(7) выражения с заменой $t(x, y)$ на $-S(x, y)$. Эту схему записи, по аналогии с оптикой видимого света, можно назвать фраунгоферовой рентге-

новской интерферометрической голографией [3,18]. Схема записи на рис.1с требует отдельного рассмотрения и в этой статье рассматриваться не будет.

В области CD записи голограмм, показанной на рис.1b–d, существенно не только поведение амплитудного пропускания объекта, но также поведение функции влияния точечного источника динамической дифракции. Это видно из выражений (5) и (8) амплитуды объектной волны.

Мы рассмотрели случай монохроматической падающей волны и проигнорировали размер источника в плоскости дифракции. Реальные источники имеют размер, и реальные волны обладают некоторой степенью некогерентности. Обсудим вкратце требования к пространственной (поперечной, связанной с размером источника в плоскости дифракции) и временной (продольной, связанной с полихроматичностью пучка) когерентности падающей на интерферометр рентгеновской волны. Соответствующие оценки можно сделать методом, описанным в [25], с заменой толщины одного кристалла суммарной толщиной всех трех пластин интерферометра. В итоге приходим к следующим условиям, при выполнении которых размер источника в плоскости дифракции и некогерентность не будут влиять на профиль распределения интенсивности голограммы: для пространственной когерентности $2a_s(2T_1 + T_3) < \lambda L_s / (2\sin\theta)$ и для временной когерентности $(2T_1 + T_3)\sin 2\theta \tan\theta < l_c \cos\theta$. Здесь $2a_s$ – размер источника в плоскости дифракции в направлении, перпендикулярном направлению распространения падающего на первую пластину интерферометра (расщепитель) пучка, L_s – среднее расстояние источника от кристалла, $l_c = \lambda^2 / (2\Delta\lambda)$ – продольная длина когерентности и $2\Delta\lambda$ – область длин волн рентгеновского пучка около средней длины волны.

3. Восстановление изображения объекта светом

Для восстановления изображения голограмма помещается на пути волны видимого света. Предполагается, что перпендикулярно к поверхности голограммы падает скалярная (поляризация не играет роли) сферическая монохроматическая волна с единичной амплитудой от находящегося на расстоянии L_0 точечного источника света. Также предполагается, что запись голограммы проведена так, что амплитудное пропускание голограммы пропорционально первой степени записанной на голограмме интенсивности. После прохождения через голограмму распространение поля описывается с помощью соответствующей функции Грина в параболическом приближении – с помощью пропагатора Кирхгофа $P(x, y, z)$ [12]

$$P(x, y, z) = -\frac{ik_0}{2\pi z} \exp\left[ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2z} \right]. \quad (9)$$

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, а λ_0 – длина используемой световой волны. Координатные оси

параллельны соответствующим координатным осям, использованным при описании дифракции в кристалле, но координата z теперь отсчитывается от плоскости голограммы. Так как амплитуду падающей волны в параксиальном приближении можно записать в виде $E^i(x, y) = \exp[ik_0(x^2 + y^2)/(2L_0)]/L_0$, то, согласно принципу Гюйгенса–Френеля, амплитуда света после прохождения голограммы на некотором расстоянии $z = L$ определяется с помощью свертки

$$E_{\text{rec}} = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x - x', y - y', L) E^i(x', y') I_h(x', y') dx' dy', \quad (10)$$

где интегрирование производится по плоскости голограммы, игнорируются конечные размеры голограммы и пределы интегрирования берутся бесконечными. Для одномерного $t(x)$ и двумерного $t(x, y)$ случаев необходимо различать две разные схемы восстановления изображения.

3.1. Одномерный случай

В этом случае голограмма непосредственно освещается световой волной (без использования линз). Подставляя первое слагаемое из выражения (2) в (10) и выполняя интегрирование, для амплитуды восстановленной опорной волны на расстоянии $z = L$ от плоскости голограммы получим

$$E_{\text{rec1}} = \frac{\exp(-\mu_d T / \cos \theta)}{64(L + L_0)} \exp \left[ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2(L + L_0)} \right], \quad (11)$$

где $\mu_d = \mu(1 - \chi_{hi}/\chi_{oi})$ – дифракционный и μ – линейный коэффициент поглощения рентгеновских лучей, индекс 1 обозначает восстановленный член, соответствующий первому члену в формуле (2).

Представляет интерес восстановление, соответствующее второму и третьему члену в выражении (2). В отличие от оптики видимого света, третий член в выражении (2) ответственен за формирование восстановленного действительного изображения объекта (действительному изображению в оптике видимого света соответствует второй член в выражении (2)), а второй член ответственен за формирование мнимого изображения объекта.

3.1.1. Восстановление изображения точечного объекта

Для точечного объекта, используя (5) с учетом (6) и подставляя третий член (2) в (10), получаем, что действительное изображение формируется в плоскости, расстояние L_f которой определяется из выражения

$$1/L_0 + 1/L_f = 1/F, \quad (12)$$

где фокусное расстояние

$$F = T_3 \Lambda_r \tan^2 \theta_0 k_0 / \pi = \frac{2T_3 \tan^2 \theta_0 \cos \theta_0 \lambda}{|\chi_{hr}| \lambda_0}. \quad (13)$$

Для амплитуды восстановленного действительного изображения в плоскости фокусировки $z = L_f$ получаем

$$E_{\text{rec3}} = A_3 \exp[ik_0 x^2 / (2L_f)] \exp[ik_0 y^2 / [2(L_f + L_0)]] \times \exp[-k_0 F (x / L_f)^2 / (2\eta)] \bar{f}, \quad (14)$$

где $A_3 = 2a_{\text{obj}} [k_0 / (2\pi\eta F)]^{1/2} [64(L_f + L_0)]^{-1} \exp(-\mu_d T / \cos \theta)$, $\eta = \chi_{hi} / |\chi_{hr}|$. Как видно из (14), координата x_c центра действительного изображения

$$x_c = 0. \quad (15)$$

Полуширина Δ пика в распределении интенсивности изображения, согласно (14), составляет

$$\Delta = 2\sqrt{\eta L_f^2 / (k_0 F)}. \quad (16)$$

В случае плоской восстанавливающей волны

$$\Delta = 2\sqrt{\eta F / k_0}. \quad (17)$$

Из (16) и (17) следует, что увеличение полуширины пика, а следовательно и изображения двух точечных объектов, будет

$$M_x = L_f / F. \quad (18)$$

Вместе с тем, разрешающая способность, т.е. минимальное расстояние между двумя точечными объектами, которые еще можно будет различать на изображении, определяется выражением (17), т.к. расстояние между изображениями и полуширина пика изображения имеют то же увеличение M_x .

Для точечного объекта, используя (5) с учетом (6) и подставляя второй член (2) в (9), получаем, что мнимое изображение формируется в плоскости, расстояние L_{f1} которой определяется из выражения

$$1 / L_0 + 1 / L_{f1} = -1 / F. \quad (19)$$

В этом случае лучи «фокусируются» до голограммы (их продолжения пересекаются до голограммы) на отрицательном расстоянии L_{f1} от голограммы. Координата центра изображения

$$x_{c1} = 0. \quad (20)$$

Что касается четвертого члена в формуле (2) (автокорреляционный член), то в восстановленном изображении он сконцентрирован в средней части изображения, дефокусирован, пропорционален квадрату размеров объекта и достаточно мал. В дальнейшем этот член не рассматривается.

3.1.2. Восстановление изображения объекта конечных размеров

В этом случае, используя формулу (7) и подставляя третий член выражения (2) в (10), для амплитуды прямого действительного изображения в плоскости геометрической фокусировки $z = L_f$ получаем

$$E_{\text{rec3}} = A'_3 \exp[ik_0(x^2 + y^2) / [2(L_f + L_0)]] t(Fx / L_f), \quad (21)$$

где $A'_3 = [64(L_f + L_0)]^{-1} \exp[-\mu_d T / \cos\theta]$. Как видно из (21), координата центра изображения определяется из выражения (15), а увеличение – из выражения (18).

Точно так же, используя (7) и подставляя второй член выражения (2) в (10), получим, что мнимое изображение формируется перед голограммой на отрицательном расстоянии, определяемом из (19), и в плоскости фокусировки определяется функцией $t^*(-Fx/L_{f1})$ (знаком звездочка обозначена комплексно-сопряженная функция). Отсюда следует, что координата центра мнимого изображения определяется выражением (20), а увеличение – выражением (18).

3.2. Двумерный случай

В двумерном случае, когда комплексный коэффициент амплитудного

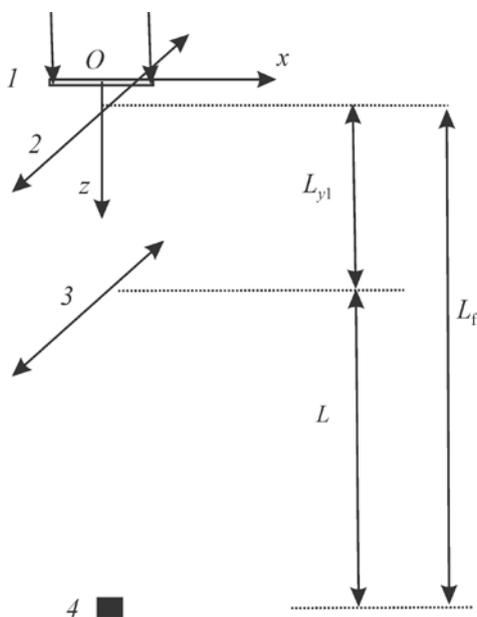


Рис.2. Схема восстановления изображения для двумерного объекта с взаимным расположением оптических элементов и падающего пучка света на голограмму 1; 2 и 3 – цилиндрические линзы с фокусными расстояниями f_{y1} и f_{y2} , соответственно, оси цилиндров лежат в плоскости xz , 4 – сфокусированное действительное восстановленное изображение объекта в плоскости геометрической фокусировки.

пропускания объекта зависит как от x , так и от y координаты, необходимо провести предварительное Фурье-преобразование по y . Для этого случая на рис.2 показана одна из возможных схем реконструкции. Голограмма помещается непосредственно до или после цилиндрической линзы с фокусным расстоянием f_{y1} в плоскости (yz) (ось линзы лежит в плоскости (xz)). Освещение голограммы видимым светом совершает Фурье-преобразование по y в плоскости, расстояние L_{y1} которой от плоскости голограммы находится из выражения

$$1/L_0 + 1/L_{y1} = 1/f_{y1}, \quad (22)$$

В этой же фокальной плоскости помещается цилиндрическая линза с фокусным расстоянием f_{y2} в плоскости (yz) (ось линзы опять лежит в плоскости (xz)). На расстоянии L , отсчитываемом от выходной поверхности этой линзы, получается обратное Фурье-преобразование по y . Расстояние L удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{L} + \frac{1}{L_{y1}} = \frac{1}{f_{y2}}. \quad (23)$$

В той же плоскости должно быть получено изображение объекта. Следовательно, должно выполняться соотношение

$$L + L_{y1} = L_f. \quad (24)$$

В этом случае формула (10) (принцип Гюйгенса–Френеля) должна быть применена в два этапа. На первом этапе – от плоскости голограммы к плоскости $z = L_{y1}$ и на втором этапе – от этой плоскости к плоскости $z = L_f$. На первом этапе в (10) добавляется множитель $\exp[-ik_0y^2/(2f_{y1})]$, а на втором этапе – множитель $\exp[-ik_0y^2/(2f_{y2})]$. Выполняя необходимое интегрирование, приходим к следующему выражению для амплитуды восстановленной опорной волны в плоскости геометрической фокусировки $z = L_f$:

$$E_{\text{rec1}} = \frac{\exp(-\mu_d T / \cos\theta)}{64LL_0} \sqrt{f_{y2}F} \exp\left[ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2(L_f + L_0)}\right] \exp\left[ik_0 \frac{y^2}{2L}\right]. \quad (25)$$

Рассмотрим амплитуду действительного изображения в плоскости геометрической фокусировки $z = L_f$ в случае точечного объекта

$$E_{\text{rec3}} = A''_3 \exp[ik_0x^2 / (2L_f)] \exp[ik_0y^2 / (2L)] \times \exp[-k_0F(x/L_f)^2 / (2\eta)] \bar{f}(-yL_{y1}/L), \quad (26)$$

где $A''_3 = -i(2a_{\text{obj}})[k_0f_{y2}/(2\pi\eta)]^{1/2}(64LL_0)^{-1} \exp(-\mu_d T / \cos\theta)$. Как видно из (26), выводы те же, что и в одномерном случае, но изображение вследствие применения схемы восстановления с двумя линзами еще и перевернуто по y . Увеличение по y

$$M_y = L / L_{y1}. \quad (27)$$

Точно так же, для объекта конечных размеров

$$E_{\text{rec3}} = A'''_3 \exp[ik_0 x^2 / [2(L_f + L_0)]] \times \exp[k_0 y^2 / (2L)] t(Fx / L_f, -yL_{y1} / L), \quad (28)$$

где $A'''_3 = -i(f_{y2}F)^{1/2} (64LL_0)^{-1} \exp(-\mu_d T / \cos\theta)$.

4. Пример записи голограммы одномерного объекта

Рассмотрим запись голограммы простейшего одномерного объекта – щели с размером $2a_{\text{obj}}$ в плоскости дифракции по схеме френелевской голографии (рис.1б) и восстановление изображения с помощью плоской световой волны. В этом случае $t(x) = 1$ в области объекта. Рассматривается Si(220) отражение $\lambda = 0.71 \text{ \AA}$ (17.46 кэВ), $T_1 = T_2 = 1 \text{ мм}$ и $T_3 = 5 \text{ мм}$. Размер щели в плоскости дифракции $2a_{\text{obj}} = 1 \text{ мкм}$, длина волны видимого света $\lambda_0 = 0.65 \text{ мкм}$ и в этом случае $F = 19.8 \text{ мм}$.

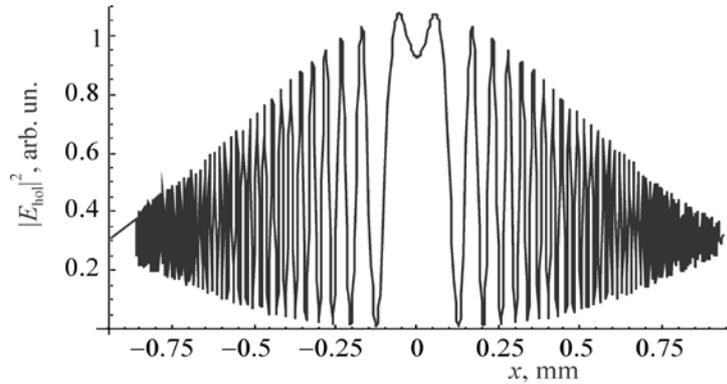


Рис.3. Распределение интенсивности на рентгеновской интерферометрической голограмме узкой щели с размером $2a_{\text{obj}} = 1 \text{ мкм}$ вдоль оси Ox .

На рис.3 показано численно рассчитанное на основе гриновского формализма динамической теории дифракции распределение интенсивности (2) на голограмме. Для амплитуды опорной волны использовано выражение (3), а для амплитуды объектной волны – выражение (4). Для улучшения контраста амплитуда опорной волны считается уменьшенной в 100 раз с помощью поглотителя соответствующей толщины, установленного перед падающим на анализатор объектным пучком.

На рис.4 представлено рассчитанное распределение интенсивности (10) восстановленного поля в плоскости фокусировки $z = F$. Разрешение в данном примере для голограммы бесконечных размеров составляет $\Delta \sim 2(\eta F/k_0)^{1/2} \approx 8$

мкм. Как видно из результатов численных расчетов, изображение щели полностью восстанавливается. Результаты численных расчетов совпадают с теоретическими предсказаниями.

Необходимые значения Фурье-коэффициентов поляризуемости взяты из работы [23].

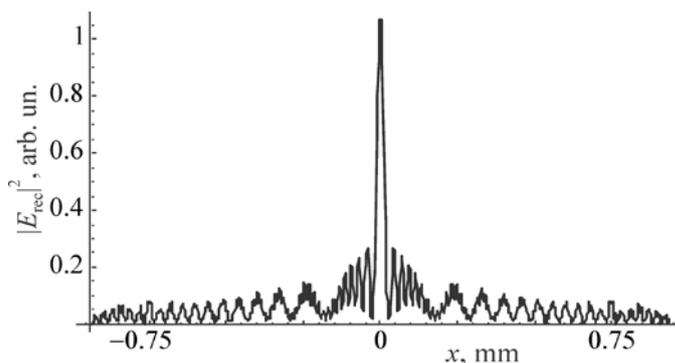


Рис.4. Распределение интенсивности действительного изображения щели, восстановленного с помощью освещенной светом голограммы в плоскости изображения $z = F$.

5. Заключение

Предложена и теоретически исследована рентгеновская френелевская интерферометрическая голография. Запись голограммы объекта можно осуществить либо в плосковолновой области влияния объекта (рис. 1а), либо в области влияния объекта ниже плосковолновой области (рис. 1б–д). Согласно динамической теории дифракции, в этой области дают вклад все точки объекта одновременно. Рассмотрена схема записи, представленная на рис. 1б, и показано, что на выходной поверхности анализатора (третий блок интерферометра) интерференционная картина есть рентгеновская интерферометрическая голограмма Френеля исследуемого объекта. Дальнейшее восстановление изображения осуществляется светом видимого диапазона, а также его можно осуществить численным методом. Найдены выражения для фокусного расстояния, разрешающей способности, а также оценены условия, налагаемые на степень пространственной и временной когерентности рентгеновского излучения. Для восстановления изображения используются два различных способа в случаях одномерного и двумерного объектов – безлинзовый и с помощью двух цилиндрических линз, соответственно. В качестве примера рассмотрена запись голограммы простейшего одномерного объекта – щели с шириной 1 мкм. С целью улучшения контраста

голограммы амплитуда опорного пучка в расчетах в 100 раз ослаблена с помощью поглотителя соответствующей толщины. Дальнейшее восстановление с помощью видимого света полностью воспроизводит изображение щели в геометрической плоскости фокусировки. Численный расчет подтверждает правильность выводов теоретического анализа. Из приведенного примера следует, что если имеется объект со «светлыми» и «темными» участками, то в пределах разрешения этого метода можно получить восстановленное изображение такого объекта.

Этот метод экспериментально можно осуществить с помощью синхротронных источников рентгеновского излучения, а также рентгеновских лазеров на свободных электронах. Он может быть применен в рентгеновской микроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин.** Оптическая голография. Москва, Мир, 1973.
2. **Р. Hariharan.** Basics of Holography. New York, Cambridge University Press, 2002.
3. Оптическая голография, в 2-х томах, под ред. Г. Колфида. Москва, Мир, 1982.
4. **V.V. Aristov, G.A. Ivanova.** J. Appl. Cryst., **12**, 19 (1979).
5. **А.М. Егиазарян, П.А. Безирганян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **15**, 35 (1980).
6. **А.М. Егиазарян.** Письма в ЖТФ, **24**, 55 (1998).
7. **А.М. Егиазарян, К.Г. Труни, А.Р. Мкртчян.** Письма в ЖЭТФ, **68**, 681 (1998).
8. **А. Momose.** Nucl. Instr. Meth., **A352**, 622 (1995).
9. **К.Т. Габриелян.** Письма в ЖТФ, **16**, 5 (1990).
10. **A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Schelokov.** Rev. Sci. Instrum., **66**, 5486 (1995).
11. **К.А. Nugent, Т.Е. Gureyev, D.F. Cookson, D. Paganin, Z. Barnea.** Phys. Rev. Lett., **77**, 2961 (1996).
12. **D.M. Paganin.** Coherent X-Ray Optics. Oxford, Oxford University Press, 2006.
13. **N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohogashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki, S. Aoki.** J. Phys IV France, **104**, 551 (2003).
14. **W. Leitenberger, A. Snigirev.** J. Appl. Phys., **90**, 538 (2001).
15. **H. Iwamoto, N. Yagi.** J. Synchrotron Rad., **18**, 564 (2011).
16. **В.В. Аристов, А.В. Куюмчян, А.Ю. Суворов, Т. Ишикава, А.А. Исоян, К.Г. Труни, Е. Саркисян.** Микросистемная техника, **11**, 26 (2004).
17. **М.К. Balyan.** Acta Cryst., **A66**, 660 (2010).
18. **М.К. Balyan.** J. Synchrotron Rad., **20**, 749 (2013).
19. **М.К. Balyan.** J. Synchrotron Rad., **21**, 449 (2014).
20. **М.К. Balyan.** J. Synchrotron Rad., **21**, 127 (2014).
21. **М.К. Balyan.** Изв. НАН РА, **50**, 529 (2015).
22. **A. Authier.** Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford, Oxford University Press, 2001.
23. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.
24. **И.Ш. Слободетский, Ф.Н. Чуховский.** Кристаллография, **15**, 1101 (1970).
25. **V. Mocella, Y. Epelboin, J.P. Guigay.** Acta Cryst., **A56**, 308 (2000).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԱԿԱՆ ՖՐԵՆԵԼՅԱՆ ՀՈԼՈԳՐԱՖԻԱ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Առաջարկված և տեսականորեն հետազոտված է ռենտգենյան ինտերֆերոմետրական ֆրենելյան հոլոգրաֆիայի մեթոդը: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում վերլուծիչ բյուրեղի (ինտերֆերոմետրի երրորդ բլոկը) ելքի մակերևույթին ձևավորված և գրանցված ինտերֆերենցային պատկերը հետազոտվող օբեկտի ռենտգենաինտերֆերամետրային հոլոգրամն է (ընդհանուր դեպքում՝ ֆրենելյան): Պատկերի հետագա վերականգնումն իրականացվում է տեսանելի տիրույթի լույսով կամ թվային եղանակով: Այս եղանակը կարող է կիրառվել ռենտգենյան մանրադիտակում և իրականացվել ռենտգենյան սինքրոտրոնային աղբյուրներով ինչպես նաև ռենտգենյան ազատ էլեկտրոնային լազերով:

X-RAY INTERFEROMETRIC FRESNEL HOLOGRAPHY

M.K. BALYAN

The X-ray interferometric Fresnel holography method is proposed and theoretically investigated. It is shown, that under certain conditions the recorded on the output surface of the analyzer (the third plate of the interferometer) interference pattern is the X-ray interferometric hologram (in general case Fresnel hologram) of the object under investigation. The subsequent reconstruction of the image is performed by means of visible light or numerical method. As an examples the hologram recording of the simplest object – a narrow slit and the image reconstruction by visible light are considered. This method can be used in X-ray microscopy and can be performed using X-ray synchrotron sources of radiation as well as X-ray free electron lasers.

УДК 535.417; 004.428.4

КОДИРОВАНИЕ ФУНКЦИЙ КЛАССАМИ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ В ОПТИКЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.А. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: levon.har@gmail.com

(Поступила в редакцию 28 октября 2015 г.)

Рассмотрена целесообразность использования принципов объектно-ориентированного программирования при численном моделировании в оптике жесткого рентгеновского излучения. Предлагаемый подход продемонстрирован на примере двухлучевого интерферометра с преломляющей призмой. Показано, что представленный метод кодировки существенно упрощает код основной программы, повышает его читабельность и легкость модификации.

1. Введение

Использование современных средств программирования, в частности объектно-ориентированного программирования (ООП), в численных задачах математической физики и при моделировании физических процессов долгое время ограничивалось такими простыми средствами, как создание типов для представления комплексных чисел, векторов, тензоров и т.д. Традиция была нарушена в 2007 г. третьим изданием программного обеспечения «Numerical Recipes» [1], в котором принципы ООП были использованы как для представления математических функций, так и для реализации численных алгоритмов.

Кодирование математических функций классами удобно для представления физических данных, задаваемых функциональной зависимостью (пространственное распределение плотности вещества, электромагнитное поле, волновая функция и т.д.). Такой подход позволяет: скрывать глобальные параметры, необходимые для вычисления функций; предоставляет удобное средство для предварительных вычислений, направленных на уменьшение процессорного времени при многократном вызове функции; способствует простоте и компактности кода программы. Введение абстрактного класса для таких функций позволяет абстрагироваться от способа представления функций (представление в виде таблицы с постоянным или переменным шагом, суперпозиция базисных функций, сплайн интерполяция и т.д.) и сосредоточиться на физической сущности основной за-

дачи. В представленной работе демонстрируется развитие такого подхода на примере оптики жесткого рентгеновского излучения.

В диапазоне длин волн, соответствующем жесткому рентгеновскому излучению, коэффициент преломления веществ мало отличается от единицы ($|n - 1| \ll 1$). Почти всегда это приводит к пренебрежимо малому смещению траектории рентгеновских лучей при распространении в веществе и отсутствию отраженной волны (исключение составляет брэгговская дифракция, падение излучения на объект под экстремально малым углом скольжения и т.д.). С другой стороны, в большинстве экспериментальных установок рентгеновской оптики расстояние объектов от источника излучения намного больше ширины рентгеновского пучка, так что угловое расхождение пучка, падающего на объект слишком мало. Таким образом, можно считать, что рентгеновский пучок распространяется по прямой вдоль оптической оси устройства, а объекты, расположенные на его пути плоскими. Влияние этих объектов на рентгеновское излучение можно описывать комплексным амплитудным коэффициентом пропускания, являющимся функцией от поперечных координат (координат в плоскости, перпендикулярной оптической оси). Фаза этого коэффициента описывает фазовый сдвиг излучения в объекте, а амплитуда – поглощение [2,3]. Эти допущения сильно упрощают задачу численного моделирования в области оптики жесткого рентгеновского излучения.

В данной работе предлагается пакет классов для таких задач, основанный на вышеприведенных принципах об использовании ООП в физике. Рассмотрим этот пакет на примере простого двухлучевого интерферометра с призмой [4].

2. Код основной программы и использованные классы для интерферометра с призмой

На рис.1 приведена схема устройства отображения рентгеновского фазового контраста с помощью двухлучевого интерферометра с призмой. Опорная волна образуется частью исходного пучка, падающего на призму и преломленного в ней, а объектная волна – частью пучка, проходящего выше призмы. При отсутствии тестируемого фазового объекта (объект из легких элементов, как

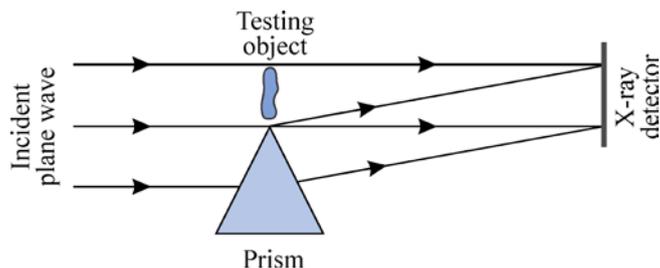


Рис.1. Принципиальная схема отображения фазового контраста с помощью двухлучевого интерферометра с призмой.

например, мягкие биологические ткани) на детекторе образуется интерференционная картина в виде параллельных полос с шагом $d = \lambda/\varphi$, где λ – длина рентгеновской волны, а φ – угол преломления рентгеновских лучей в призме. Наличие тестируемого фазового объекта на пути объектной волны приводит к перераспределению фазы объектной волны, что отражается на интерференционной картине соответствующим искривлением интерференционных полос. Восстановление двумерного распределения фазового сдвига, произведенного тестируемым объектом, по регистрируемой интерференционной картине, осуществляется специальными алгоритмами «Метод преобразования Фурье» [5] и «Метод сканирования полос» [6].

Ниже приводится упрощенный код основной программы для вычисления интерференционной картины, образованной в вышепредставленном интерферометре:

```
#include "X_Ray_Opt.h"
int main() {
    Rectangle wave_dom( ... );           // X-ray domain
    Test_obj object( ... );              // the test object
    Priam_obj prism( ... );             // the refracting prism
    X_Ray wave( &wave_dom, ... );        // initial plain wave
    wave.put_object( object );           // test object crosses the beam
    wave.put_object( prism );           // prism crosses the beam
    wave.propagation( /*distance prism - detector*/ );
    wave.output_intens( /*file name*/ ); }
```

Иерархия использованных в программе классов приведена на рис.2. Здесь Funct_2D – абстрактный класс, представляющий комплексную функцию от двух вещественных переменных:

```
class Funct_2D {
    Funct_2D( const Domain * = 0 );
    std::complex<double> operator() ( double, double ) const=0;
    ..... };
```

Вызов значений функции осуществляется простым выражением $F(x,y)$, где x и y – аргументы функции, а F – объект потомка класса Funct_2D, реализующий

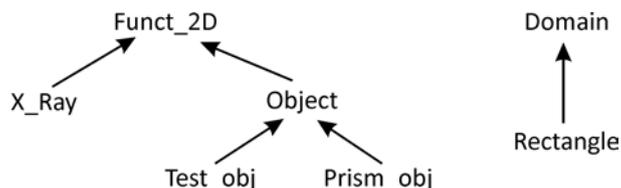


Рис.2. Иерархия наследования использованных классов.

данную функцию.

Абстрактный класс `Domain` предоставляет двумерную область, а `Rectangle` – его реализация в виде прямоугольника. Класс `Domain` используется в `Funct_2D` для задания области определения функции.

Класс `Object` представляет общий интерфейс для различных объектов, расположенных на пути рентгеновского пучка. Его цель – вычисление амплитудного коэффициента пропускания объектов, задаваемого в виде функции от двух пространственных координат. Помимо используемых в этой задаче тестового фазового объекта (`Test_obj`) и призмы (`Prism_obj`), потомками этого класса могут быть различные диафрагмы, ножи, френелевские зонные пластины, рефракционные линзы и другие устройства, используемые в рентгеновской оптике для управления пучком излучения.

Класс `X-Ray` описывает когерентный рентгеновский пучок:

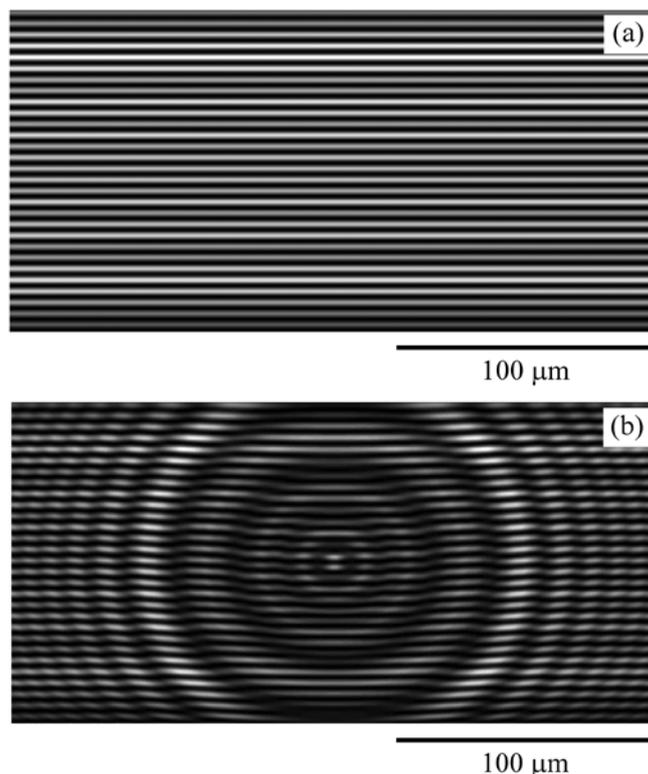


Рис.3. Численно моделированная интерференционная картина при (a) отсутствии и (b) наличии тестируемого объекта. Значения основных параметров интерферометра выбраны согласно [4]: длина волны рентгеновского излучения – 0.1 нм, удаление рентгеновского детектора от призмы – 5.4 м, угол преломления рентгеновских лучей в призме – 23 мкрад. Тестовый объект является шаром из акриловой смолы диаметром 49.6 мкм. Смещение фазы рентгеновского луча при прохождении по центру шара составляет -10.1 рад.

```

class X-Ray :public Funct_2D {
    . . . . . ;
    X-Ray( const Rectangle*, /* incident wave parameters */...);
    void put_object( Object & );
    void propagation( double /*prop. Distance*/ );
    void output_intens( const char * /*output file name*/ ); };

```

В зависимости от параметров инициализации объекты этого класса могут представлять как плоскую волну, так и волну со сферическим или цилиндрическим волновым фронтом. Член-функция `put_object(Object &)` описывает влияние на рентгеновскую волну объекта, расположенного на его пути. Его задача сводится к умножению электрической напряженности рентгеновской волны на амплитудный коэффициент пропускания этого объекта. Член-функция `propagation(double)` описывает распространение рентгеновского пучка в вакууме, а `output_intens(const char *)` записывает на жесткий диск двумерный массив, представляющий распределение интенсивности рентгеновского излучения на плоскости, перпендикулярной оптической оси, в частности, распределение интенсивности на детекторе рентгеновского излучения.

На рис.3 представлены численно моделированные интерференционные картины при (а) отсутствии и (б) наличии тестируемого объекта. Искривление интерференционных полос во втором случае обусловлено смещением фазы объектной волны в шарообразном тестируемом объекте.

3. Заключение

Таким образом, использование принципов ООП в численном моделировании задач оптики жесткого рентгеновского излучения позволяет создавать библиотеку классов, в которой каждому оптическому устройству соответствует определенный класс. При этом основная программа сводится к определению и последовательному «включению» в программу устройств, используемых в экспериментальной установке по ходу распространения рентгеновского пучка вдоль оптической оси. В результате программа становится компактной и хорошо отражает физическую сущность задачи, код программы выигрывает в читабельности и легкости модификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery.** Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing. New York, Cambridge University Press, 2007.
2. **В.Г. Кон, М.А. Орлов.** Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **11**, 76, 2010.
3. **V.G. Kohn, I.I. Snigireva, A.A. Snigirev.** Crystallography Reports, **51**, S4 (2006).
4. **Y. Suzuki.** Jpn. J. Appl. Phys., **41**, L1019 (2002).

5. **M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi.** J. Opt. Soc. Am., **72**, 156 (1982).
6. **J.H. Bruning, D.R. Herriott, J.E. Gallagher, D.P. Rosenfeld, A.D. White, D.J. Brangaccio.** Appl. Opt., **13**, 2693 (1974).

ՖՈՒՆԿՑԻՄԱՆԵՐԻ ԿՈԴԱՎՈՐՈՒՄԸ ԴԱՍԵՐՈՎ,
ԿՈՇՏ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՅԻ
ԹՎԱՅԻՆ ՍՈՂԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ԽՆԴԻՐՆԵՐՈՒՄ

Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է կոշտ ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկայի թվային մոդելավորման խնդիրներում օբյեկտային-կողմնորոշված ծրագրավորման սկզբունքների կիրառման նպատակահարմարությունը: Առաջարկված մոտեցումը ցուցադրված է հատվածակողմով երկճառագայթային ինտերֆերաչափի օրինակի վրա: Ցույց է տրված, որ կոդավորման առաջարկված եղանակը էապես պարզեցնում է հիմնական ծրագրի կոդը, այն դարձնելով հեշտ ընթեռնելի և հեշտ ձևափոխելի:

CODING OF FUNCTIONS BY CLASSES FOR NUMERICAL SIMULATION IN HARD X-RAY OPTICS

L.A. HAROUTUNYAN

The advantage of implementation of object-oriented programming principles in numerical simulation in the hard X-ray optics was considered. The suggested approach was demonstrated on the example of the two-beam X-ray interferometer with refracting prism. It was shown that the proposed coding technique significantly simplifies the main program code by reducing its size, as well as making it easier to read and modified.

УДК 541.64

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ НЕМОНОТОННОГО ПОВЕДЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА СПИРАЛЬ–КЛУБОК В ДВУХКОМПОНЕНТНОМ РАСТВОРИТЕЛЕ

Ш.А. ТОНОЯН, А.В. АСАТРЯН*, Д.Л. АЙРАПЕТЯН,
Е.Ш. МАМАСАХЛИСОВ, В.Ф. МОРОЗОВ

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: asarevik@gmail.com

(Поступила в редакцию 25 сентября 2015 г.)

На простейших моделях, в рамках обобщенной модели полипептидной цепи (ОМПЦ), было исследовано концентрационное поведение температуры перехода спираль–клубок биополимера в двухкомпонентном растворителе. Показано, что если растворитель и лиганд взаимодействуют с биополимером в различных местах посадки и даже, если обе компоненты действуют на спиральную структуру одинаковым образом, модель позволяет получить немонотонный характер поведения температуры плавления биополимера в зависимости от концентрации лиганда. Показано, что смена режима стабильности спиральной структуры не всегда связана с конкуренцией стабилизационного и дестабилизационного взаимодействия компонент смеси, но может быть результатом кумулятивного эффекта обеих компонент.

1. Введение

Биологическая клетка является сложной средой, наполненной разными по химической структуре низко- и высокомолекулярными соединениями, находящимися в водном окружении. По этой причине исследования биологических макромолекул, таких как белки, нуклеиновые кислоты, как правило, проводятся в водных растворах в присутствии других химических соединений [1,2]. Как известно, *in vivo* биополимеры проявляют свою биологическую активность также в сложном водно–солевом окружении. Водные растворы биологических макромолекул являются сложнейшими системами. Их сложно исследовать экспериментально, их численные исследования требуют огромных ресурсов, а чисто теоретические исследования практически невозможны. Однако исследование таких систем необходимо для понимания биологических процессов. В этой связи является важным построение простейших моделей взаимодействия биополимер–водный раствор, которые позволят хотя бы частично решить существующие проблемы.

В сложном водном растворе существует множество механизмов для взаимодействия биологических макромолекул с молекулами раствора. Вода может как конкурировать с повторяющимися единицами биополимеров за образование водородных связей, так и не конкурировать, и связываться с повторяющимися единицами, изменяя картину внутримолекулярных взаимодействий. Аналогичным образом могут действовать и другие растворенные в воде низкомолекулярные вещества – лиганды. Практически все биологические явления связаны с взаимодействиями макромолекул с лигандами. В наших предыдущих публикациях [3–6] мы рассматривали различные модели, учитывающие разнообразные взаимодействия биополимер–растворитель–лиганд. В результате получен ряд интересных эффектов влияния различных механизмов взаимодействия на такие параметры, как степень спиральности, корреляционная длина, теплоемкость и т.д. Результаты свидетельствуют о разнообразии конформационных переходов, включающих в себя как плавление, так и выстраивание (холодовая денатурация) [5–6].

Настоящая работа посвящена изучению таких механизмов влияния лигандов, которые могут привести к наблюдаемой на эксперименте [7–8] смене режима стабилизации спиральной структуры биополимера.

2. Гамильтониан биополимера в вакууме и в двухкомпонентном растворителе

Как и в предыдущих наших публикациях [3–6,9–16], посвященных переходу спираль–клубок, исследования проводятся в рамках модели ОМПЦ. Базовый гамильтониан ОМПЦ выглядит следующим образом:

$$-\beta H = J \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta)} . \quad (1)$$

Здесь $J = U/T$ энергия водородной связи, приведенная к температуре, γ_i – переменная, описывающая конформацию одной повторяющейся единицы и принимающая значения от 1 до Q и $\delta(\gamma_i, 1)$ – символ Кронекера. Благодаря произведению символов Кронекера $\delta_i^{(\Delta)} = \sum_{k=\Delta-1}^0 \delta(\gamma_{j-k}, 1)$ приведенная энергия J отличается от нуля только в том случае, когда Δ соседних повторяющихся единиц находятся в спиральной конформации, обозначенной нами номером 1. Именно в этом случае в цепи образуется водородная связь.

Рассмотрим простейший гамильтониан для системы биополимер–растворитель–лиганд, когда растворитель и лиганд взаимодействуют с повторяющейся единицей биополимера, связанной водородной связью. При этом лиганд и растворитель присоединяются к повторяющейся единице в разных местах, то есть

присоединение лиганда и растворителя к каждой повторяющейся единице происходит независимым образом. Пусть молекулы лиганда и растворителя равномерно окружают повторяющуюся единицу, причем количество окружающих молекул n , первые p молекул являются лигандами, а остальные $n - p$ молекул являются растворителем. Отсюда концентрация лиганда $c = p/n$. Введем переменную f^L для места посадки лиганда и f^S для места посадки растворителя. Обе переменные изменяются от 1 до n . Для такой модели гамильтониан будет иметь вид

$$-\beta H = \sum_{i=1}^N \left[J \delta_i^\Delta + J_L \delta_i^\Delta H(p - f_i^L) \delta(l_i, 1) + J_S \delta_i^\Delta H(f_i^S - p) \delta(s_i, 1) \right]. \quad (2)$$

Здесь $J_i = U_i/T$. U – энергия внутримолекулярной водородной связи, U_L и U_S энергии взаимодействия спирали с лигандом и с растворителем, соответственно, $H(x)$ – функция Хевисайда, определенная следующим образом:

$$H(X) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x \geq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Гамильтониан состоит из трех частей. Первая из них – гамильтониан базовой модели. Второе слагаемое определяет взаимодействие лиганда с повторяющейся единицей, связанной водородной связью. Третье слагаемое определяет взаимодействие растворителя с этой же повторяющейся единицей. Параметры l_i и s_i определяют ориентацию молекул лиганда и растворителя и могут принимать значения от 1 до q_L и q_S , соответственно, а функции $\delta(l_i, 1)$ и $\delta(s_i, 1)$ обеспечивают образование связи при той ориентации, которая реализует взаимодействие. Таким образом, гамильтониан (2) включает в себя взаимодействия с растворителем и лигандом. Эти взаимодействия носят характер стабилизации спиральной структуры только тогда, когда повторяющаяся единица связана водородной связью.

3. Статистическая сумма и преобразование параметров

Статистическая сумма для данной модели определяется выражением

$$Z = \sum_{\{l\}} \sum_{\{f\}} \sum_{\{l\}} \sum_{\{s\}} e^{-\beta H}. \quad (4)$$

После суммирования по параметрам растворителя и лиганда статистическая сумма приобретет следующий вид [6]:

$$Z = n^{2N} q_l^N q_s^N \sum_{\{l\}} \prod_{i=1}^N (1 + (e^J - 1) \delta_i^\Delta) (1 + c(D_L - 1) \delta_i^\Delta) (1 + (1 - c)(D_S - 1) \delta_i^\Delta), \quad (5)$$

где $D_j = 1 + (e^{J_j} - 1)/q_j$. После дальнейшего преобразования получим

$$Z = n^{2N} q_l^N q_s^N \sum_{\{j\}} \prod_{i=1}^N (1 + (W - 1) \delta_i^A), \quad (6)$$

где

$$W = e^J (1 + c(D_L - 1))(1 + (1 - c)(D_S - 1)). \quad (7)$$

Таким образом, система с гамильтонианом (2) сводится к системе с базовым гамильтонианом (1) с переопределенным температурным параметром W . Как и в предыдущих наших работах [3–6,13], модель с гамильтонианом, учитывающим взаимодействие с однокомпонентным растворителем, приводит к переопределению температурного W и конформационного Q параметров базовой ОМПЦ модели. Аналогично для случая двухкомпонентного растворителя были получены выражения для преобразования параметров теории [6] с гораздо более сложной зависимостью от концентрации. В отличие от [6], где преобразование параметров содержит только первые степени от концентрации, преобразование температурного параметра W для гамильтониана (2) включает в себя член, содержащий c^2 , т.е. в выражение W включено немонотонное его поведение в зависимости от концентрации.

4. Результаты и их обсуждение

Как было показано ранее [3–6], температура перехода спираль–клубок определяется из уравнения

$$W = Q. \quad (8)$$

Из формулы (7) получим уравнение для определения точки перехода T_m :

$$e^{U/T_m} \left(1 + c \frac{e^{U_L/T_m} - 1}{q_L} \right) \left(1 + (1 - c) \frac{e^{U_S/T_m} - 1}{q_S} \right) = Q. \quad (9)$$

Из уравнения (9) видно, что зависимость температуры перехода от концентрации содержит член c^2 . Из гамильтониана (2) и уравнения (9) следует, что чистый лиганд и чистый растворитель являются стабилизаторами спиральной структуры, т.е. температура плавления модели в чистом растворителе ($c = 0$) и чистом лиганде ($c = 1$) выше, чем для базовой модели ($U_L = U_S = 0$). Тем не менее, наличие квадратичного члена в уравнении (9) может привести к ситуации, когда зависимость температуры плавления от концентрации проходит через максимум.

На рис.1 показаны зависимости приведенной температуры плавления T_m / U от концентрации лиганда. Из рисунка видно, что при некоторых соотношениях параметров (кривые 1 и 2) наблюдается немонотонное поведение температуры перехода от концентрации, при других соотношениях параметров (кривая 3) максимум зависимости температуры плавления от концентрации не наблюдается в области $0 \leq c \leq 1$.

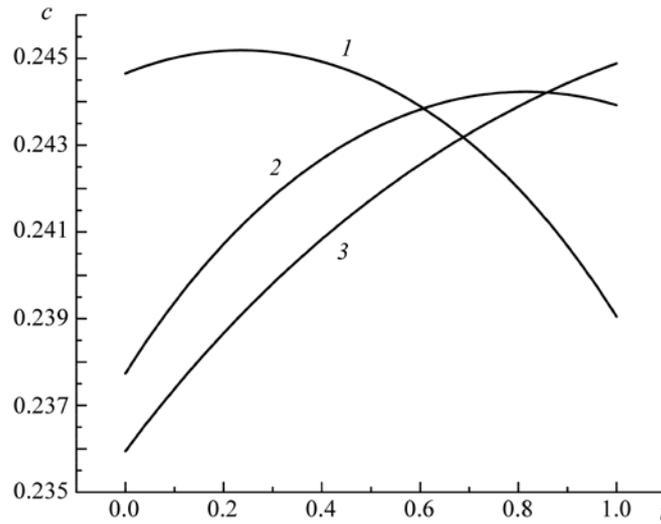


Рис.1. Зависимость приведенной температуры ($t = T/U = 1/J$) перехода спираль–клубок от концентрации для модели с гамильтонианом (2) при $\alpha_L = 0.438$, $\alpha_L = 0.502$, $Q = 100$ (кривая 1), $\alpha_L = 0.494$, $\alpha_L = 0.425$, $Q = 100$ (кривая 2), и $\alpha_L = 0.42$, $\alpha_L = 0.296$, $Q = 86.4$ (кривая 3).

Таким образом, согласно гамильтониану (2), даже если обе компоненты растворителя действуют на температуру перехода спираль–клубок одинаковым образом (в данном случае увеличивают), то возможно появление максимума на кривой концентрационной зависимости температуры плавления. Это приводит к кажущейся дестабилизации при концентрациях выше, чем концентрация, соответствующая максимуму. Следовательно, наличие такого максимума необязательно связано с конкуренцией стабилизирующего и дестабилизирующего воздействий. Достаточно, чтобы даже для однотипно воздействующих растворителя и лиганда, обе компоненты имели различные места посадки.

Для проверки этого утверждения мы рассмотрели и другие простые модели. Вышеприведенная модель учитывала взаимодействие растворителя и лиганда со спиральной структурой. Рассмотрим модель, где стабилизируется клубкообразное состояние. Гамильтониан такой модели взаимодействия будет иметь вид

$$-\beta H = \sum_{i=1}^N \left[J \delta_i^A + I_L (1 - \delta_i^A) H(p - f_i^L) \delta(l_i, 1) + I_S (1 - \delta_i^A) H(f_i^S - p) \delta(s_i, 1) \right]. \quad (10)$$

Проведя аналогичные гамильтониану (2) преобразования, получим переопределенный температурный параметр

$$W = \frac{e^J}{(1+c(D_L-1))(1+(1-c)(D_S-1))}. \quad (11)$$

Для этой модели поведение температуры плавления от концентрации через условие (8) приведет к

$$\frac{e^{U/T_m}}{\left(1+c\frac{e^{U/T_m}-1}{q_L}\right)\left(1+(1-c)\frac{e^{U/T_m}-1}{q_S}\right)} = Q. \quad (12)$$

На рис.2 изображена концентрационная зависимость температуры плавления системы с гамильтонианом (10). Из гамильтониана (10) видно, что обе компоненты – лиганд и растворитель дестабилизируют спиральную структуру. Тем не менее, при определенных соотношениях параметров кривая проходит через минимум.

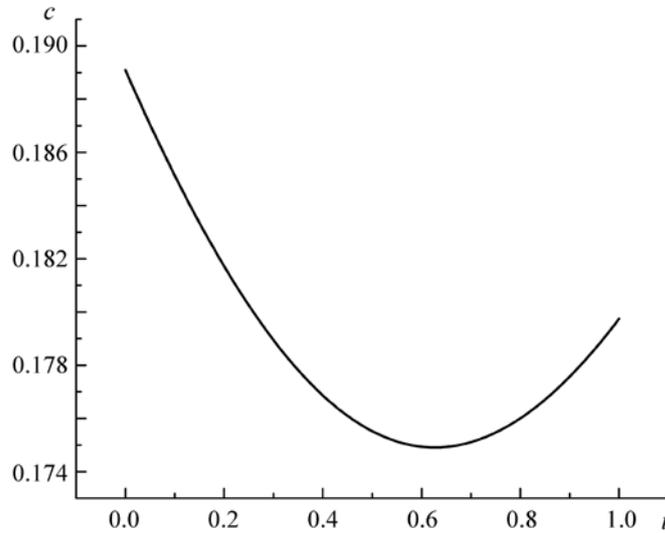


Рис.2. Зависимость приведенной температуры ($t = T/U = 1/J$) перехода спираль–клубок от концентрации для модели с гамильтонианом (10) при $\alpha_L = 0.51$, $\alpha_S = 0.45$, $Q = 100$.

Мы рассмотрели также другие гамильтонианы, например

$$\begin{aligned} -\beta H = \sum_{i=1}^N & \left[J\delta_i^A + I_L(1-\delta_i^{(1)})H(p-f_i^L)\delta(l_i,1) \right. \\ & \left. + I_S(1-\delta_i^{(A)})H(f_i^S-p)\delta(s_i,1) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Гамильтониан (13) отличается от гамильтониана (10) тем, что лиганд стабилизирует всего одну повторяющуюся единицу в клубкообразной конформации. Для

такого гамильтониана переопределяются оба параметра W и Q , тем не менее поведение точки плавления при определенных параметрах подобно тому, как изображено на рис.2.

5. Заключение

Показано, что во всех моделях, соответствующих стабилизации спиральной структуры, точка перехода спираль–клубок проходит через максимум. Для моделей, стабилизирующих клубкообразную конформацию, напротив, точка перехода проходит через минимум. Исследованию более сложных соотношений стабилизации и дестабилизации будет посвящено отдельное исследование.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках проекта № 13-1F063.

ЛИТЕРАТУРА

1. **C. Cantor, T. Shimmel.** Biophysical Chemistry. San Francisco, Freeman and Co., 1980.
2. **B. Alberts, D. Bray, J. Lewis, K. Roberts, D. Watson.** Molecular Biology of the Cell. New York–London, Garland Publishers, 1983.
3. **V.F. Morozov, A.V. Badasyan, A.V. Grigoryan, M.A. Sahakyan, E.Sh. Mamasakhlisov.** Biopolymers, **75**, 434 (2004).
4. **A. Badasyan, Sh. Tonoyan, A. Giacometti, R. Podgornik, V.A. Parsegian, Y. Mamasakhlisov, V. Morozov.** Phys. Rev. E, **89**, 022723 (2014).
5. **A. Badasyan, Sh. Tonoyan, A. Giacometti, R. Podgornik, V.A. Parsegian, Y. Mamasakhlisov, V. Morozov.** Phys. Rev. Lett., **109**, 068101 (2012).
6. **Ս.Ա. Тоноян, А.В. Асатрян, С. Миртавуси, Е.Ս. Мамасакхлисов, В.Ф. Морозов.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 503 (2015).
7. **M. Daune.** Studia Biophys, **24**, 287(1970).
8. **G.L. Eichhorn, J.A. Shin.** J. Amer. Chem. Soc., **90**, 7323 (1968).
9. **N.S Ananikyan, Sh.A. Hayryan, E.Sh. Mamasakhlisov, V.F. Morozov.** Biopolymers, **30**, 357 (1990).
10. **Sh.A. Hayryan, E.Sh. Mamasakhlisov, V.F. Morozov.** Biopolymers, **35**, 75 (1995).
11. **V.F. Morozov, Sh.A. Tonoyan, L.V. Melkonyan, N.L. Poghosyan, Sh.A. Sargsyan.** J. Biomolec. Struct. Dyn., **31**, 110 (2013).
12. **Sh.A. Tonoyan, A.V. Asatryan, A.K. Andriasyan, Y.Sh. Mamasakhlisov, V.F. Morozov.** J. Biomolec. Struct. Dyn., **33**, 126 (2015).
13. **A.V. Asatryan, Sh.A. Tonoyan, S. Mirtavoosi, Y.Sh. Mamasakhlisov, V.F. Morozov.** J. Biomolec. Struct. Dyn., **33**, 126 (2015).
14. **Е.Ս. Мамасакхлисов, А.В. Бадасян, В.Ф. Морозов, А.В. Григорян, А.В. Царукян.** Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 111 (2005).
15. **Ս.Ա. Тоноян, Г.Н. Айрапетян, А.В. Иванов, И.В. Багдян, А.В. Царукян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 456 (2009).
16. **Ս.Ա. Тоноян, А.С. Мирзаханян, Г.Н. Айрапетян, А.В. Царукян, В.Ф. Морозов.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 133 (2010).

ԵՐԿԿՈՄՊՈՆԵՆՏ ԼՈՒԾԻՉՈՒՄ ՊԱՐՈՒՅՐ-ԿՕՒԿ ԱՆՑՄԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ
ՈՉ ՄԻԱԼԱՐ ՎԱՐՔԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ՄԵՖԱՆԻՉՄԸ

Շ.Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Ա.Վ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Դ.Լ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ,
Ե.Շ. ՄԱՄԱՍԱԽԼԻՍՈՎ, Վ.Ֆ. ՄՈՐՈԶՈՎ

Պոլիպեպտիդային շղթայի ընդհանրացված մոդելի (ՊՇԸՄ) շրջանակներում, պարզագույն մոդելների վրա ուսումնասիրված է երկկոմպոնենտ լուծիչում կենսապոլիմերի պարույր-կծիկ անցման ջերմաստիճանի կոնցենտրացիոն վարքը: Ցույց է տրված, որ եթե լուծիչը և լիգանդը կապվում են կենսապոլիմերի հետ կապման տարբեր տեղերում, և նույնիսկ եթե երկու կոմպոնենտը պարուրային վիճակի վրա նույն կերպ են ազդում, ապա մոդելը թույլ է տալիս ստանալ կենսապոլիմերի հալման ջերմաստիճանի կոնցենտրացիոն կախվածության ոչ միալար բնույթ: Ցույց է տրված, որ պարուրային կառուցվածքի կայունության փոփոխությունը ոչ միշտ է պայմանավորված խառնուրդի կոմպոնենտների կայունացնող և ապակայունացնող փոխազդեցությունների մրցակցությամբ, այլ կարող է լինել երկու կոմպոնենտների համատեղ ազդեցության արդյունքը:

POSSIBLE MECHANISM OF NON-MONOTONE BEHAVIOR OF HELIX-COIL
TRANSITION TEMPERATURE IN TWO-COMPONENT SOLVENT

SH.A. TONOYAN, A.V. ASATRYAN, D.L. HAYRAPETYAN,
Y.SH. MAMASAKHLISOV, V.F. MOROZOV

On the simplest models, in frame of generalized model of polypeptide chain (GMPC), the concentration behavior of helix-coil transition temperature of biopolymer in two-component solvent was observed. It is shown, that if solvent and ligand interact with biopolymer in different binding sides, and even if both components influence on helical state in the same way, the model allows to obtain the non-monotone character of the melting temperature behavior of biopolymer depending on ligand concentration. It is shown, that changes in regime of helical state stability is not always connected with competition of stabilizing and destabilizing interactions of blend components, but can be result of both components of cumulative effect.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Գ.Մ. Այվազյան, Հ.Ռ. Գուլքանյան, Վ.Ս. Պողոսով, Լ.Ա. Պողոսյան. Կալիֆորնիումի տրոհման հազվադեպ կանալների որոնումը.....	3
Կ.Բ. Հովհաննիսյան. Առանց վերաբնակեցման ազատ էլեկտրոնային լազերների, իրականացման որոշ յուրահատկություններ.....	15
Ա.Ռ. Թամազյան, Գ.Յու. Կրյուչկյան. Ֆոտոնային զույգերի սպեկտրալ բաշխումը չիրպավորված ալիքատարում	20
Է.Ա. Գազազյան. Ֆեմտավայրկյանային իմպուլսների փոխազդեցությունը Λ տիպի ատոմների հետ.....	30
Գ.Գ. Դեմիրխանյան, Է.Պ. Կոկանյան, Հ.Գ. Դեմիրխանյան, Դ.Մարդար, Մ.Այլերի. $\text{LiNbO}_3\text{-Ho}^{3+}$ բյուրեղը որպես նյութ օպտիկական սառեցման համար	37
Գ.Կ. Աբգարյան, Յու.Հ. Ավետիսյան, Ա.Հ. Մակարյան, Վ.Ռ. Թադևոսյան. Միադոմեն LiNbO_3 բյուրեղում աստիճանաձև դիմակի միջոցով գեներացված Shg իմպուլսների պարամետրերի հետազոտումը.....	46
Ս.Ռ. Հարությունյան. Թելանման նանոբյուրեղների պատրաստումը և նրանց բնութագրումը.....	53
Է.Ե. Էլբակյան. Li- ով և Ga- ով լեգիրացված ZnO թաղանթների ֆոտոէլեկտրական հատկությունները.....	62
Ա.Հ. Գևորգյան. Քվանտային փոսում ազատ լիցքակիրների կողմից լույսի կլանումը իոնիզացված խառնուկների վրա ցրման հաշվառումով.....	70
Ա.Վ. Եզանյան, Ա.Ս. Կուզանյան, Վ.Ն. Ստատոպոուլոս. Ամորֆ դիէլեկտրիկների ջերմային ընդարձակման և ջերմահաղորդականության գործակիցների գնահատումը բարձր ջերմաստիճաններում.....	79
Ռ.Ց. Գաբրիելյան. Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի առանձնահատկությունները միաձույլ բյուրեղական համակարգերում	84
Լ.Վ. Լևոնյան, Հ.Մ. Մանուկյան. Ռենտգենյան սֆերիկ ալիքի դինամիկական դիֆրակցիան գերցանցում.....	95
Մ.Կ. Բայյան. Ռենտգենյան ինտերֆերոմետրական ֆրենելյան հոլոգրաֆիա.....	102
Լ.Ա. Հարությունյան. Ֆունկցիաների կողավորումը դասերով, կոշտ ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկայի թվային մոդելավորման խնդիրներում	116
Շ.Ա. Տոնոյան, Ա.Վ. Ասատրյան, Դ.Լ. Հայրապետյան, Ե.Շ. Մամասախիսով, Վ.Ֆ. Մորոզով. Երկկոմպոնենտ լուծիչում պարույր-կծիկ անցման ջերմաստիճանի ոչ միալար վարքի հնարավոր մեխանիզմը.....	122

CONTENTS

G.M. Ayvazyan, H.R. Gulkanyan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan. Search for rare decay modes of californium.....	3
K.B. Oganessian. Some features of realization of free electron lasers without inversion.....	15
A.R. Tamazyan, G.Yu. Kryuchkyan. Spectral distribution of photon pairs in a chirped waveguide	20
E.A. Gazazyan. Interactions of femtosecond pulses with λ -type atoms	30
G.G. Demirkhanyan, E.P. Kokanyan, A.G. Demirkhanyan, D. Sardar, M. Aillerie. LiNbO ₃ -Ho ³⁺ crystal: material for optical cooling.....	37
G.K. Abgaryan, Yu.H. Avetisyan, A.H. Makaryan, V.R. Tadevosyan. Investigation of parameters of terahertz pulses generated in single-domain LiNbO ₃ crystal by step-wise phase mask	46
S.R. Harutyunyan. Fabrication methods and study of nanowires	53
E.Y. Elbakyan. Photoelectric properties of Ga- and Li-doped ZnO films	62
A.H. Gevorgyan. Free-carrier absorption in a parabolic quantum well with consideration of scattering on ionized impurities.....	70
A.V. Yeganyan, A.S. Kuzanyan, V.N. Stathopoulos. Estimation of thermal expansion and thermal conductivity coefficients of amorphous dielectrics at high temperatures	79
R.Ts. Gabrielyan. X-ray diffraction features in monolithic crystalline systems	84
L.V. Levonyan, H.M. Manukyan. Dynamical diffraction of spherical X-ray wave on superlattice	95
M.K. Balyan. X-ray interferometric Fresnel holography	102
L.A. Haroutunyan. Coding of functions by classes for numerical simulation in hard X-ray optics.....	116
Sh.A. Tonoyan, A.V. Asatryan, D.L. Hayrapetyan, Y.Sh. Mamasakhlisov, V.F. Morozov. Possible mechanism of non-monotone behavior of helix-coil transition temperature in two-component solvent	122

СОДЕРЖАНИЕ

Г.М. Айвазян, Г.Р. Гулкянян, В.С. Погосов, Л.А. Погосян. Поиск редких мод распада калифорния	3
К.Б. Оганесян. Некоторые особенности реализации лазеров на свободных электронах без инверсии	15
А.Р. Тамазян, Г.Ю. Крючкян. Спектральное распределение фотонных пар в чирпированном волноводе	20
Э.А. Газазян. Взаимодействия фемтосекундных импульсов с атомами Λ -типа	30
Г.Г. Демирханян, Э.П. Коканян, А.Г. Демирханян, Д. Сардар, М. Айлери. Кристалл $\text{LiNbO}_3\text{-Ho}^{3+}$: материал для оптического охлаждения	37
Г.К. Абгарян, Ю.О. Аветисян, А.О. Макарян, В.Р. Татевосян. Исследование параметров терагерцовых импульсов, генерируемых в однодоменном кристалле LiNbO_3 с помощью ступенчатой фазовой маски.....	46
С.Р. Арутюнян. Способы приготовления и исследование нитевидных нанокристаллов	53
Э.Е. Элбакян. Фотоэлектрические свойства легированных Ga и Li пленок ZnO	62
А.О. Геворгян. Поглощение свободными носителями в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на ионизированных примесях.....	70
А.В. Еганян, А.С. Кузаян, В.Н. Статопулос. Оценка коэффициентов теплового расширения и теплопроводности аморфных диэлектриков при высоких температурах.....	79
Р.Ц. Габриелян. Особенности дифракции рентгеновских лучей в монокристаллических системах	84
Л.В. Левонян, А.М. Манукян. Динамическая дифракция сферической рентгеновской волны на сверхрешетке.....	95
М.К. Балян. Рентгеновская интерферометрическая френелевская голография	102
Л.А. Арутюнян. Кодирование функций классами при численном моделировании в оптике жесткого рентгеновского излучения.....	116
Ш.А. Тоноян, А.В. Асатрян, Д.Л. Айрапетян, Е.Ш. Мамасахлисов, В.Ф. Морозов. Возможный механизм немонотонного поведения температуры перехода спираль–клубок в двухкомпонентном растворителе	122

Заказ № 649

Тираж 150. Сдано в набор 09.12.2015.

Подписано к печати 16.12.2015. Печ. л. 8.25.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.