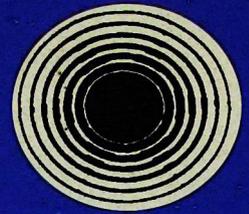


ISSN 0002-3035

ФИЗИКА-ՖԻԶԻԿԱ-PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԳՁԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

38, N4, 2003

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ԿՈՄ

38

№ 4

ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2003

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՄԻՎՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵՐԵՍ

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

EDITORIAL BOARD

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

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

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

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

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

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

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

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

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

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

5. Формулы следует вписывать четко и крупно, их нумерация должна быть сплошной по всей статье. Греческие буквы надо подчеркивать снизу красной чертой. Векторы не следует помечать стрелкой сверху, а следует подчеркивать снизу синей чертой. В тех случаях, когда заглавные и строчные буквы одинаковы и отличаются только размерами, необходимо в формулах заглавные буквы подчеркивать снизу двумя черточками, а строчные – двумя черточками сверху.

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

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

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

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

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

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

УДК 539.2

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНА В БЕСКОНЕЧНОМ ОДНОМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.Ж. ХАЧАТРЯН, Д.М. СЕДРАКЯН

Государственный инженерный университет Армении

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 июля 2002 г.)

Исследован энергетический спектр электрона в одномерной бесконечной периодической цепочке, состоящей из прямоугольных барьеров (модель Кронига-Пенни). Изучено поведение энергетических зон в зависимости от величины потенциала прямоугольных барьеров при фиксированном значении их ширины, а также в зависимости от ширины барьеров при фиксированном значении потенциала. Показано, что в общем случае для надбарьерных зон эти зависимости не являются монотонными функциями. Проведено исследование свойств симметрии волновых функций электрона, соответствующих краям зон, внутри элементарной ячейки периодического потенциала.

1. Введение

В связи со все возрастающими техническими возможностями по созданию низкоразмерных систем с наперед заданными структурными и композиционными характеристиками, задача всестороннего исследования физических свойств узких слоев и малых объемов в последнее время приобрела исключительно важное значение. Наряду с этим, неоднородные, пространственно ограниченные и слоистые системы привлекают к себе большое внимание в связи с широкими возможностями их практического применения [1-6]. Хорошо известно, что физические свойства упомянутых выше систем во многом определяются структурой их энергетического спектра для различных элементарных возбуждений. Так, свойства электропроводности и оптического поглощения в основном определяются электронным энергетическим спектром.

Одним из часто встречающихся и хорошо изученных спектров является электронный спектр для одномерного уравнения Шредингера с периодическим и бесконечным с обеих сторон потенциалом. Изучение свойств движения электрона в периодическом поле началось очень давно. Хорошо известно, что до сих пор одномерная модель Кронига-

Пенни служит основой для "грубого" описания спектра в зонной теории кристаллического твердого тела. Такой потенциал позволяет модулировать потенциальную энергию электрона в сверхрешетке, получающейся последовательным чередованием двух или нескольких полупроводниковых слоев вдоль некоторого направления. Получаемый таким образом периодический потенциал существенно меняет электронный спектр электрона по сравнению с исходными материалами, придавая ему мини-зонный характер.

В настоящей работе исследуется зонная структура спектра электрона для потенциала Кронига–Пенни в зависимости от величины потенциала и ширины прямоугольных барьеров. На наш взгляд, такая постановка задачи имеет как физический, так и практический интерес. Это в первую очередь связано с возможностями создания чередующих друг друга потенциальных барьеров и ям, параметры которых (глубина ямы, ширина барьера и т.д.) могут быть варьированы в достаточно широком диапазоне, а также с необходимостью прогнозирования структур с наперед заданными спектральными характеристиками.

2. Спектр потенциала Кронига–Пенни

Рассмотрим движение электрона в бесконечном с обеих сторон периодическом поле из прямоугольных потенциалов

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2} + u(x)\right)\psi(x) = \varepsilon\psi(x), \quad (1)$$

$$u(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} u\theta(x - (na - a/2 - d/2))\theta((na - a/2 + d/2) - x), \quad (2)$$

где $u(x) = 2mU(x)/\hbar^2$, $\varepsilon = 2mE/\hbar^2$, а $U(x)$ и E являются потенциальной и полной энергиями электрона, соответственно. В (2) параметр a является периодом потенциала, u , d есть высота и ширина прямоугольных барьеров ($d \leq a$). Заметим, что согласно (2) начало координат совпадает с центром прямоугольной ямы.

Как известно, в периодическом во всем пространстве поле энергетический спектр состояний электрона имеет зонный характер, а собственные функции являются функциями Блоха. Спектр состояний для рассматриваемого потенциала (2) также хорошо известен и определяется из условия выполнения следующего неравенства [7]:

$$|\cos \beta a| \leq 1, \quad \cos \beta a = \cos qd \cos kb - \frac{k^2 + q^2}{2kq} \sin qd \sin kb. \quad (3)$$

В (3) введены обозначения $b = a - d$ (ширина ям), $k^2 = \varepsilon$, $q^2 = (\varepsilon - u)$. Для

фиксированных значений параметров потенциала u, d, a те значения энергии электрона ε , для которых выполняется неравенство (3), принадлежат разрешенной зоне, в противном случае они относятся к запрещенной зоне.

Энергетический спектр, соответствующий потенциалу Кронига-Пенни (3), содержит в себе, в качестве предельных случаев, два известных спектра: спектр электрона для прямоугольной ямы конечной глубины и спектр для бесконечно глубокой ямы. Согласно (3), уравнения, определяющие границы энергетических зон, будут выглядеть следующим образом:

$$\cos qd \cos kb - \frac{k^2 + q^2}{2qk} \sin qd \sin kb = 1, \quad (4)$$

$$\cos qd \cos kb - \frac{k^2 + q^2}{2qk} \sin qd \sin kb = -1, \quad (5)$$

Запишем уравнения (4) и (5) через половинные углы $qd/2$ и $kb/2$. Тогда будем иметь

$$\operatorname{tg}^2(qd/2) + \operatorname{tg}^2(kb/2) + \frac{k^2 + q^2}{kq} \operatorname{tg}(qd/2) \operatorname{tg}(kb/2) = 0, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg}^2(qd/2) + \operatorname{ctg}^2(kb/2) - \frac{k^2 + q^2}{kq} \operatorname{tg}(qd/2) \operatorname{ctg}(kb/2) = 0. \quad (7)$$

Рассматривая полученные уравнения (6), (7) как квадратные уравнения относительно $\operatorname{tg}(kb/2)$, получим, что каждое уравнение эквивалентно двум уравнениям

$$\operatorname{tg}(kb/2) = -\frac{q}{k} \operatorname{tg}(qd/2), \quad \operatorname{tg}(kb/2) = -\frac{k}{q} \operatorname{tg}(qd/2), \quad (8)$$

$$\operatorname{tg}(kb/2) = \frac{q}{k} \operatorname{ctg}(qd/2), \quad \operatorname{tg}(kb/2) = \frac{k}{q} \operatorname{ctg}(qd/2). \quad (9)$$

Уравнения (8), (9) определяют границы запрещенных зон в надбарьерной области энергий. Уравнения, определяющие границы зон, находящихся в подбарьерной области энергий, получаются из (8), (9) путем аналитического продолжения $q = i\gamma = i\sqrt{u - \varepsilon}$:

$$\operatorname{tg}(kb/2) = \frac{\gamma}{k} \operatorname{th}(\gamma d/2), \quad \operatorname{tg}(kb/2) = -\frac{k}{\gamma} \operatorname{th}(\gamma d/2), \quad (10)$$

$$\operatorname{tg}(kb/2) = \frac{\gamma}{k} \operatorname{cth}(\gamma d/2), \quad \operatorname{tg}(kb/2) = -\frac{k}{\gamma} \operatorname{cth}(\gamma d/2). \quad (11)$$

Рассмотрим теперь подбарьерную зону ($\varepsilon < u$), когда барьеры, разделяющие потенциальные ямы, имеют большую ширину d , так что может быть принято $\gamma d \gg 1$. Подставляя для данного случая $\text{th}\{\gamma d/2\} \approx \text{cth}\{\gamma d/2\} \approx 1$, легко увидеть, что уравнения (10) и (11) переходят в уравнения, определяющие энергетический спектр состояний электрона с симметричными и асимметричными волновыми функциями в отдельной яме конечной глубины u , имеющей ширину b :

$$\text{tg}\{kb/2\} = \gamma/k \quad \text{и} \quad \text{tg}\{kb/2\} = -k/\gamma. \quad (12)$$

Энергетический спектр бесконечно глубокой ямы получается из (3) в предельном случае $\varepsilon \ll u$, когда значения энергий уровней, реализующихся внутри ямы, много меньше высоты потенциального барьера. Данный случай, как и случай ямы конечной глубины, предполагает подстановку $k = i\gamma = i\sqrt{u - \varepsilon}$, с последующей заменой $\text{ch}\{\gamma d\}$, $\text{sh}\{\gamma d\}$ на $\exp\{\gamma d\}$ и предельным переходом $\exp\{-\gamma d\} \rightarrow 0$:

$$\sin\{kb\} = 0 \quad \text{и} \quad kb = n\pi. \quad (13)$$

Таким образом, можно утверждать, что по мере увеличения высоты барьеров разрешенные зоны бесконечного с обеих сторон потенциала Кронига-Пенни (3) обращаются в уровни, которые соответствуют уровням энергии электрона внутри бесконечно глубокой ямы. При увеличении ширины барьера подбарьерные зоны стягиваются в уровни со значениями энергий, соответствующими спектру электрона внутри прямоугольной ямы конечной глубины. Заметим также, что для $U = 0$, а также для $d = 0$ ($a = b$) $\cos \beta = \cos\{ka\}$. Из этого, в частности, следует, что n -тая разрешенная зона как при увеличении высоты барьеров, так и при увеличении их ширины образуется из состояний свободного движения электрона со значениями энергий $\hbar^2(n-1)^2/(2ma^2) < E < \hbar^2 n^2/(2ma^2)$.

3. Поведение энергетических зон в зависимости от параметров периодического потенциала

Приступим теперь к рассмотрению поведения зон в зависимости от параметров периодического потенциала. На рис. 1 приведены положения энергетических зон в зависимости от величины потенциала барьера (ud^2) для шести различных значений отношения толщины барьера к ширине ямы (d/b). Как видно из рисунка, при увеличении значения ud^2 все зоны стремятся обратиться в уровни, причем чем ниже номер зоны, тем меньшие значения ud^2 требуются для ее окончательного перехода в уровень. Приведенные графики фактически описывают трансформацию спектра потенциала Кронига-Пенни в спектр электрона для отдельной потенциальной ямы.

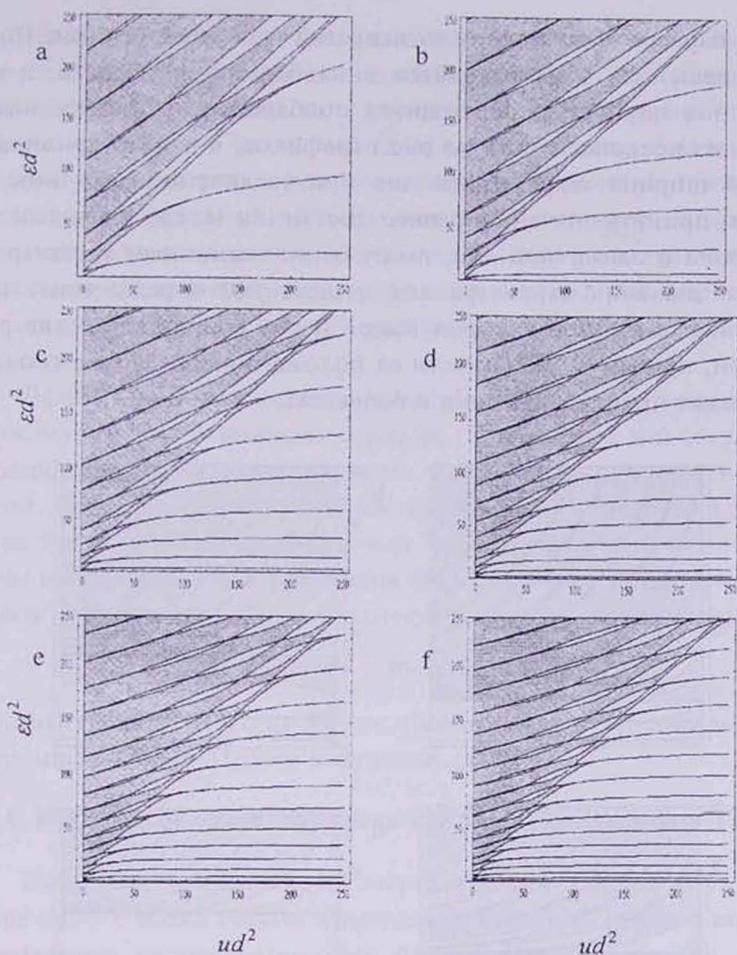


Рис.1. Положения разрешенных зон (затемненные области) в зависимости от величины ud^2 для шести различных значений параметра $b/d = 0.5$ (a); 1(b); 15(c); 2(d); 25(e); 3(f).

Из рассмотренных на рис.1 случаев также следует, что чем больше ширина потенциальной ямы по сравнению с толщиной барьеров, тем быстрее происходит переход зон в уровни. Так, при $b/d = 0.5$ (см. рис.1b), когда ширина барьеров вдвое больше толщины ям, при $ud^2 = 250$ вплоть до значений энергий $\epsilon d^2 = 250$ имеются три уровня и пять разрешенных зон, образовавшихся из первых трех разрешенных зон. Для $b/d = 3$ (см. рис.1f) при $ud^2 = 250$ вплоть до значений энергий $\epsilon d^2 = 250$ имеются четырнадцать сформировавшихся уровней и шесть разрешенных зон. Такое поведение зон легко понять, если вспомнить, что чем шире яма, тем реализующиеся в ней уровни обладают меньшими значениями энергий. Как видно из графиков, представленных на рисунке, в зависимости от значения переменной ud^2 положение разрешенной зоны может оказаться как ниже, так и выше величины потен-

циального барьера. Так, вплоть до значений $ud^2 = 89.2$ (см. рис.1b) четвертая разрешенная зона находится в надбарьерной области, а выше $ud^2 = 95.4$ она полностью переходит в подбарьерную область энергий. Как видно из представленных на рис.1 графиков, в надбарьерной области энергий ширина запрещенных зон при увеличении величины ud^2 , прежде чем принять значение, равное дистанции между уровнями энергий электрона в одиночной яме, имеет осцилляционный характер. Так, для любого значения параметра b/d существуют определенные значения величины ud^2 , при которых имеет место соприкосновение разрешенных зон, причем в зависимости от положения зон данное соприкосновение может происходить один и более раз.

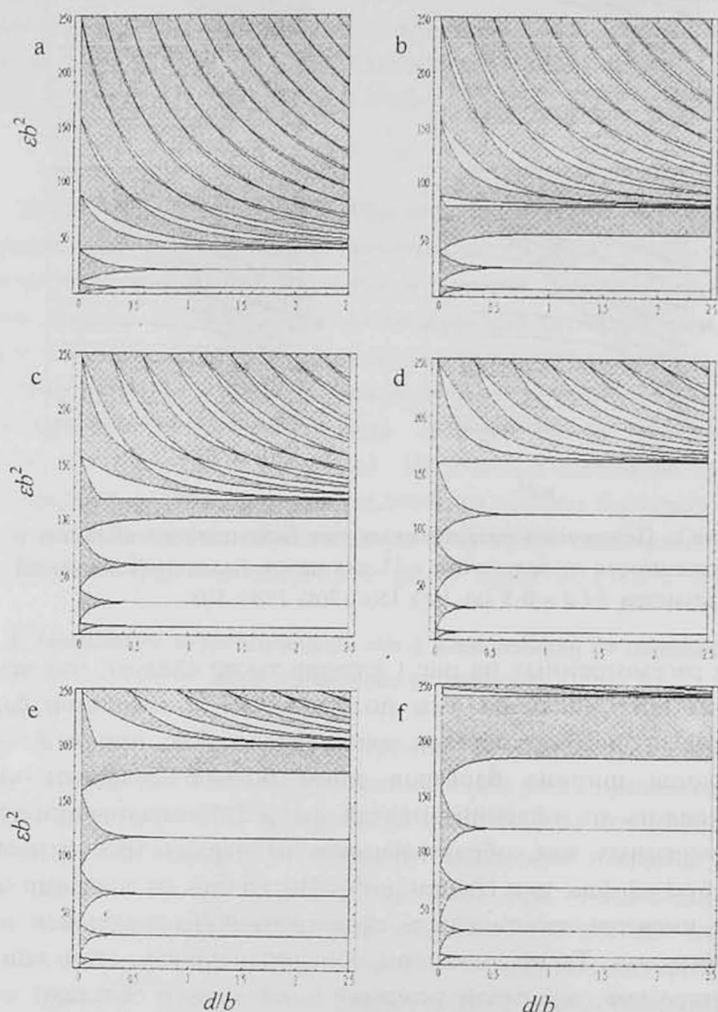


Рис.2. Положения разрешенных зон (затемненные области) в зависимости от d/b для шести различных значений параметра $ub^2 = 40$ (a); 80(b); 120(c); 160(d); 200(e); 240(f).

На рис.2 приведены положения разрешенных зон в зависимости от d/b для шести различных значений параметра ub^2 . Как видно из представленных графиков, при увеличении толщины потенциального барьера подбарьерные разрешенные зоны однозначно сужаются в уровни. Здесь, как и на рис.1, при определенных значениях параметров потенциала в надбарьерной области энергий имеет место эффект соприкосновения разрешенных зон. Зависимость ширины и положений разрешенных зон от ширины прямоугольного барьера для периодического потенциала Кронига–Пенни при различных значениях периода рассматривалась в работах [1,8].

Эффект соприкосновения разрешенных зон для тяжелых дырочных состояний был установлен в работе [1]. Тот факт, что соприкосновение разрешенных зон должно иметь место также для электронных состояний, может быть аналитически установлен из уравнений (8), (9). Равенство нулю ширины запрещенной зоны означает, что одновременно должны выполняться оба уравнения (8) и (9). Легко увидеть, что это может быть лишь тогда, когда выполняются следующие два равенства:

$$kb = \pi n_1 \quad \text{и} \quad qd = \pi n_2, \quad (n_1, n_2 = 1, 2, \dots). \quad (14)$$

Равенства (14) есть ничто иное, как требование выполнения условий интерферометра Фабри–Перо в различных слоях.

4. Волновая функция электрона для потенциала Кронига–Пенни

Выше мы рассмотрели энергетический спектр электрона для бесконечного с обеих сторон потенциала Кронига–Пенни в зависимости от параметров составляющих его прямоугольных барьеров. Ниже мы исследуем свойства волновой функции электрона для рассматриваемого потенциала.

Из общей теории движения электрона в периодическом поле известно, что волновая функция электрона на краю разрешенной зоны с точностью до произвольной комплексной константы является реальной функцией. Вследствие этого поток тока для этих состояний равен нулю. Так как рассматриваемый нами потенциал симметричен ($V(x) = V(-x)$), то волновые функции краев зон должны быть или симметричными, или антисимметричными относительно центра координат функциями. Вместе с тем, имеет смысл исследовать свойства симметрии волновых функций в пределе элементарной ячейки периодического потенциала по отношению к центру ямы и центру барьера. Ряд свойств симметрии блоховских состояний, полученных в данном параграфе, имеет место также для периодического бипараболического потенциала [9].

Обозначим через $x_n = a(n-1) + a/2$ координату середины n -ого прямоугольного барьера. Тогда решение уравнения Шредингера внутри

ям, расположенных левее и правее от n -ого барьера, может рассматриваться в следующем виде:

$$A_{n-1} \exp\{ikx\} + B_{n-1} \exp\{-ikx\}, \quad \text{когда } x_{n-1} + d/2 < x < x_n - d/2, \quad (15)$$

$$A_n \exp\{ikx\} + B_n \exp\{-ikx\}, \quad \text{когда } x_n + d/2 < x < x_{n+1} - d/2. \quad (16)$$

Волновая функция внутри барьера будет иметь вид

$$C_n \exp\{iqx\} + D_n \exp\{-iqx\}, \quad \text{когда } x_n - d/2 < x < x_n + d/2. \quad (17)$$

Из условия непрерывности волновой функции и ее производной в точке $x_n - d/2$ получим следующие линейные связи между коэффициентами решения левее барьера и внутри него:

$$C_n = \frac{k}{q} \frac{1}{t_{01}} A_{n-1} - \frac{k}{q} \frac{r_{01}^*}{t_{01}} B_{n-1}, \quad D_n = -\frac{k}{q} \frac{r_{01}}{t_{01}} A_{n-1} + \frac{k}{q} \frac{1}{t_{01}} B_{n-1}, \quad (18)$$

где t_{01} и r_{01} являются амплитудами рассеяния электрона вперед и назад на границе раздела двух однородных полубесконечных сред с потенциалами 0 и V , соответственно, соприкасающихся в точке $x_n - d/2$:

$$t_{01} = \frac{2k}{k+q} \exp\{i(x_n - d/2)(q-k)\}, \quad r_{01} = \frac{k-q}{k+q} \exp\{i(x_n - d/2)q\}. \quad (19)$$

Рассматривая условие непрерывности волновой функции и ее производной в точке $x_n + d/2$ и учитывая (18), получим связь между коэффициентами решения левее и правее от барьера:

$$A_n = \frac{1}{t_n} A_{n-1} - \frac{r_n^*}{t_n} B_{n-1}, \quad B_n = -\frac{r_n}{t_n} A_{n-1} + \frac{1}{t_n} B_{n-1}, \quad (20)$$

где t_n , r_n являются амплитудами прохождения и отражения электрона для прямоугольного барьера с центром в точке x_n , во всех точках левее и правее от которого значение потенциала равно нулю. Вследствие идентичности барьеров $t_n = t$ и $r_n = \exp\{i2kna\}r$, где t, r являются амплитудами рассеяния электрона для барьера с центром в точке $x = a/2$:

$$\frac{1}{t} = \exp\{ikd\} \left\{ \cos\{qd\} - i \frac{q^2 + k^2}{2kq} \sin\{qd\} \right\}, \quad \frac{r}{t} = i \frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin\{qd\} \exp\{ika\}. \quad (21)$$

Решение разностных уравнений (19) будет иметь вид

$$A_n = A_0 x^n \exp\{-ikan\}, \quad B_n = B_0 x^n \exp\{ikan\}, \quad (22)$$

где x дается формулой $x = \exp i\beta a$ и $\cos \beta$ определяется согласно (3). Между коэффициентами решения A_0 и B_0 имеем следующую связь:

$$\frac{B_0}{A_0} = \frac{r/t \exp\{-ika\}}{\exp\{-ika\}/t - \exp\{i\beta a\}}. \quad (23)$$

Используя то обстоятельство, что на краях зон величина βa равняется нулю или π , можно показать, что отношение амплитуд встречных волн внутри ямы в зависимости от энергии равно $+1$ или -1 ($B_0 = \pm A_0$). Последнее означает, что волновые функции краев зон должны быть либо симметричными, либо антисимметричными функциями по отношению к центру ямы функциями. Отношение B_0 / A_0 на краю зоны может быть записано в виде

$$\frac{B_0}{A_0} = \frac{r/t \exp\{-ika\}}{i \operatorname{Im}(\exp\{-ika\}/t)} = \pm 1. \quad (24)$$

Подставляя в (24) отношение r/t и $1/t$ в виде (21), можно получить следующие два уравнения:

$$\frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin qd + \sin kb \cos qd + \frac{q^2 + k^2}{2kq} \cos kb \sin qd = 0, \quad (25)$$

$$\frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin qd - \sin kb \cos qd - \frac{q^2 + k^2}{2kq} \cos kb \sin qd = 0, \quad (26)$$

где уравнение (25) соответствует отношению $B_0 / A_0 = +1$, а (26) соответствует $B_0 / A_0 = -1$. Переходя к половинным углам $qd/2$ и $kb/2$, легко увидеть, что каждое из уравнений (25) и (26) распадается на два уравнения, причем уравнение (25) оказывается равносильным двум первым уравнениям (8), (9), а уравнение (26) – двум вторым уравнениям (8), (9). Отсюда следует, что состояния, принадлежащие границам одной запрещенной зоны, по отношению к центру ямы имеют различную четность при любых значениях параметров задачи. Как показывает рассмотрение, области значений параметров, которым соответствуют волновые функции краев зон различной симметрии, непосредственно примыкают друг к другу в точках соприкосновения зон (т.е. при переходе через эти точки волновая функция меняет свою симметрию). Как видно из рис. 1 и 2, в зависимости от положения запрещенной зоны волновая функция на ее границе может изменить симметрию один и более раз. Для состояний, принадлежащих краям разрешенной зоны, волновые функции по отношению к центру ямы могут иметь как одинаковую, так и различную четность. Примечательно, что для асимптотических значений параметров задачи, соответствующих случаям ямы конечной глубины и бесконечно глубокой ямы, волновые функции краев одной разрешенной зоны имеют одинаковую симметрию, которая совпадает с симметрией волновой функции в одиночной яме.

Отметим также, что непосредственно в точке соприкосновения зон волновая функция не обладает определенной симметрией по отношению к центру ямы. Данное обстоятельство никоим образом не проти-

воречит сделанному выше утверждению, что на границах зон волновые функции должны иметь определенную четность. Дело в том, что при соприкосновении зон точка соприкосновения не может рассматриваться как точка, определяющая край зоны. Здесь мы имеем сформировавшуюся из двух соприкасающихся зон одну разрешенную зону, для которой точка соприкосновения является внутренней точкой.

Обсудим теперь вопрос о симметрии волновой функции краев разрешенных зон в пределах потенциального барьера по отношению к его центру. Рассмотрим первый потенциальный барьер, центр которого расположен в точке $a/2$. Представим волновую функцию внутри него в следующем виде:

$$\psi(x) = C_1 \exp\{iqa/2\} \exp\{iq(x - a/2)\} + D_1 \exp\{-iqa/2\} \exp\{-iq(x - a/2)\}. \quad (27)$$

Согласно (27), если $C_1 \exp\{iqa/2\} = D_1 \exp\{-iad\}$, то внутрибарьерная часть волновой функции симметрична относительно центра барьера. Когда $C_1 \exp\{iqa/2\} = -D_1 \exp\{-iad\}$, то волновая функция является асимметричной.

Так как на краях зон $B_0 = A_0$ и $B_0 = -A_0$, то согласно (18), (19) амплитуды встречных волн внутри барьера могут быть выражены через A_0 следующими формулами:

$$C_1 \exp\{iqa/2\} = A_0 [if_1(k) + f_2(k)], \quad D_1 \exp\{-iqa/2\} = A_0 [-if_1(k) + f_2(k)], \quad (28)$$

$$C_1 \exp\{iqa/2\} = A_0 [if_3(k) - f_4(k)], \quad D_1 \exp\{-iqa/2\} = A_0 [if_3(k) + f_4(k)]. \quad (29)$$

Введенные в (28), (29) величины $f_n(k)$ имеют такой вид, что уравнения $f_1(k) = 0$, $f_2(k) = 0$ совпадают с двумя первыми уравнениями (8), (9), а уравнения $f_3(k) = 0$, $f_4(k) = 0$ с двумя вторыми уравнениями (8), (9). Напомним, что случай $B_0 = A_0$ соответствовал первым уравнениям (8), (9), а случай $B_0 = -A_0$ – вторым. Из вышесказанного можно заключить, что вне зависимости от характера симметрии волновой функции относительно центра ямы, ее внутрибарьерная часть может оказаться как симметричной, так и антисимметричной относительно центра барьера.

5. Заключение

В данной работе нами проведено исследование зонной структуры спектра электрона для потенциала Кронига–Пенни в зависимости от значения потенциала и ширины прямоугольных барьеров. Как было показано, зависимость характеристик зон от параметров периодического потенциала в общем случае не является монотонной функцией. При определенном выборе значений параметров задачи в надбарьерной области значений энергий происходит соприкосновение ближайших друг к другу надбарьерных разрешенных зон.

Проведено исследование свойств симметрии волновых функций

электрона, соответствующих краям зон, внутри элементарной ячейки периодического потенциала. Показано, что при переходе через точку соприкосновения разрешенных зон, обусловленном вариацией параметров структуры, волновая функция краев зон меняет свою симметрию. В конце отметим, что часть полученных в данной работе результатов может быть обобщена для периодических потенциалов с элементарными ячейками, состоящими из двух симметричных потенциалов.

Авторы выражают благодарность академику Э.М.Казаряну и профессору А.Ж.Мурадян за обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Bastard. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Les Ulis, France, 1990.
2. E.L.Ivchenko and G.E.Pikus. Superlattices and Other Heterostructures. Springer, Heidelberg, 1997.
3. G.D. Senders, C.J.Stanton. Phys. Rev., B48, 11067 (1993).
4. X.D.Zhao, H.Yamamoto, K.Taniguchi. Superlattices and Microstructures, 23, 1309 (1998).
5. T.Osontchan, V.W.L.Chin, T.L.Tansley. J. Appl. Phys., 80, 5342 (1996).
6. K.Arino, N.Usami, Y.Shiraki. Physika E, 8, 323 (2000).
7. А.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, И.М.Тернов. Квантовая механика. М., Наука, 1962.
8. G.Bastard. Acta Electron., 25, 147 (1993).
9. А.Ж.Мурадян, Г.А.Мурадян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 3 (2003).

ԱՆՎԵՐՋ ՄԻԱԶԱՓ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ
ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ԵՎ ԱԼԻԲԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԻ
ՈՐՈՇ ԱՌԱՉՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրը ուղղանկյուն արգելներից կազմված անվերջ պարբերական ցանցի համար (Կրոնիգ-Պեննի մոդել): Հետազոտված է էներգիական գոտիների վարքը կախված ուղղանկյուն արգելների պոտենցիալից նրանց ֆիքսված հաստության դեպքում, ինչպես նաև արգելների հաստությունից պոտենցիալի ֆիքսված արժեքի համար: Ուսումնասիրված են թույլատրելի գոտիների եզրերին համապատասխանող էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի համաչափության հատկությունները:

SOME PROPERTIES OF ELECTRON ENERGY SPECTRUM AND WAVE FUNCTIONS IN AN INFINITE ONE-DIMENSIONAL PERIODIC FIELD

A.ZH. KHACHATRIAN, D.M. SEDRAKIAN

The electron energy spectrum for a one-dimensional infinite chain consisting of rectangular barriers (the Kronig-Penny model) is investigated. Behaviors of energy bands depending on the potential of rectangular barriers when their width is fixed, as well as depending on the barriers width, when the magnitude of potentials is fixed are studied. It is shown that in the general case these dependences are not monotonic functions. Symmetry properties of electron wave functions corresponding to the allowed band borders are investigated.

УДК 539.1

КРУПНОМАСШТАБНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИГОТОВЛЕННОГО АТОМА С ПОМОЩЬЮ ЕГО ДИФРАКЦИИ В ПОЛЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Ж. МУРАДЯН, Е.И. СТЕПАНЯН, А.А. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июля 2002 г.)

Предложена схема взаимодействия трехуровневого атома с импульсами лазерного излучения, при которой промежуточные импульсные состояния, предварительно генерированные с помощью резонансного эффекта Капицы–Дирака, могут быть эффективно подавлены, сохраняя при этом боковые состояния с относительно узкими распределениями. Показано также, что в зависимости от интенсивности лазерных импульсов релаксация населенности верхнего энергетического уровня может как ослабить, так и усилить эффективность процесса.

1. Введение

Управление поступательным движением атома посредством лазерного излучения в настоящее время привлекает повышенный интерес, в частности, в связи с успехами атомной интерферометрии [1]. В основе такой возможности лежит обмен импульсом между лазерным излучением и центром тяжести атома. В каждом акте поглощения или излучения фотона атом приобретает или теряет квант импульса $\hbar\mathbf{k}$, где \mathbf{k} есть волновой вектор излучения. Задача заключается в том, чтобы уметь выбрать условия взаимодействия так, чтобы процесс обмена импульсами приводил к поставленной цели. В атомной интерферометрии, например, требуется сперва расщепить волновой пакет центра тяжести атома, а потом снова собрать его, давая возможность интерферировать, в полной аналогии с оптической интерференцией. В действительности, из-за наличия внутреннего строения атома картина интерференции атомных волновых пакетов сложнее, чем в случае света, и в частности возможна интерференция между внутренними состояниями атома (внутренняя атомная интерференция). Однако мы не будем касаться этой стороны вопроса, поскольку будем рассматривать только возможность расщепления атомного волнового пакета, оставляя в стороне вопрос о наложении

таких волн.

Хорошо известно, что чувствительность интерференции зависит от угла расщепления и увеличивается с ростом этого угла при его малых значениях. Из-за относительно большого значения массы атома угол расщепления при однофотонных обменах импульсом между полем излучения и атомом оказывается очень малым. Поэтому делаются постоянные попытки поиска условий, при которых будет возможно его существенное увеличение. Решить эту задачу аналитически в общем виде невозможно, в первую очередь, из-за наличия большого числа параметров, определяющих характер взаимодействия (динамику обмена импульсов). Это интенсивность, поляризация, пространственная и частотно-временная структура действующих на атом полей, число вовлеченных во взаимодействие атомных уровней, включая магнитные подуровни и сверхтонкое расщепление, и наконец, квантовомеханическое состояние внутренней и поступательной степеней свободы атома до этапа расщепления волнового пакета. Тем не менее определенные успехи по увеличению угла расщепления уже достигнуты, как теоретические, так и экспериментальные. Была предложена, например, схема поочередного воздействия на атом противоположно распространяющимися сверхкороткими лазерными импульсами. Такая возможность была реализована в [2], используя моноэнергетический атомный пучок из теплового источника. Другая, менее чувствительная к неопределенностям экспериментальных параметров схема, основанная на адиабатическом переводе населенностей между магнитными подуровнями основного уровня атома, также была реализована [3]. В [4] была показана перспективность приготовления начального импульсного состояния атома в виде дискретного ряда с гауссовским видом огибающей, а также с помощью контр-интуитивной последовательности возбуждающих когерентных импульсов в виде пары стоячей и бегущей волн.

Надежды на возможные успехи в широкомасштабном расщеплении атомного волнового пакета часто связываются с резонансным эффектом Капицы–Дирака, представляющим собой когерентную дифракцию атомной (материальной) волны в квазирезонансном поле лазерной стоячей волны [5]. Заманчивость такой схемы заключается в том, что в акте единого кратковременного взаимодействия удается получать импульсные состояния для центра тяжести атома, удаленные на расстояния, определяемые практически лишь интенсивностью стоячей волны. Характерные лазерные интенсивности таковы, что могут обеспечить, в принципе, до $10^3 \hbar k$ импульсных расщеплений. Однако существенным недостатком такой схемы, делающим пока невозможным ее применение в атомной интерферометрии, является то, что, помимо этих далеко удаленных состояний, в спектре дифракции атома генерируются также

все отстоящие друг от друга на $2\hbar k$, промежуточные импульсные состояния. Поэтому надежды практического применения опираются на возможности "опустошения" этих промежуточных состояний, и чем эффективнее, тем лучше. Представленное в данной статье исследование относится именно к такой возможности.

Расчеты проведены с учетом релаксации возбужденного энергетического уровня вне системы взаимодействующих уровней. Такая схема возможна, например, в возбужденном атоме He^* (переходы $2^3S_1-2^3P_1$ или $2^3S_1-2^3P_0$), где нижние уровни (магнитные подуровни термина 2^3S_1) являются метастабильными. Относительно релаксационной зависимости получен результат, несколько неожиданный с точки зрения интуитивного восприятия роли релаксационных процессов как подавляющих когерентные процессы, каковым является дифракция волнового пакета атома. Для значений интенсивности воздействующих стоячих волн, расположенных кусочно поочередно, релаксация приводит не к уменьшению эффективности процесса, а наоборот, к ее увеличению. Правда, до определенных, хотя и достаточно больших значений скорости релаксации. Дано объяснение такой зависимости, исходя из π -импульсного когерентного характера перевода населенности.

2. Модель и аналитическое решение

Рассмотрим аналитически решаемую модель [6] трехуровневого атома с релаксирующим вне системы возбужденным уровнем (рис.1) [7]. Нижние уровни $|1\rangle$ и $|3\rangle$ стабильны по крайней мере в течение взаимодействия с лазерными импульсами $\Omega_p(z,t)$ и $\Omega_s(z,t)$, связывающими уровни $|1\rangle$ и $|3\rangle$ соответственно с верхним уровнем $|2\rangle$. Релаксационные переходы из $|2\rangle$ на $|1\rangle$ и $|3\rangle$, а также из последних на более низкие энергетические уровни считаются маловероятными и пренебрегаются. Тогда временные уравнения для атомных амплитуд C_1 , C_2 и C_3 , прямо вытекающие из уравнения Шредингера для рассматриваемой системы, можно записать в виде [7]

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & \Delta - i\gamma_0 & \Omega_s \\ 0 & \Omega_s & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\Omega_p(z,t) = -d_{p,s}^* E_{p,s}(z,t)/\hbar$ суть половины частот Раби для соответствующих оптических переходов, $d_{p,s}(z,t)$ – матричные элементы этих дипольных переходов, $E_{p,s}(z,t)$ – амплитуды электрического поля лазерных импульсов, z – координата центра тяжести атома, Δ – расстройка резонанса лазерных волн от соответствующих оптических переходов (для обоих одинаковая), а γ_0 – скорость релаксации.

Зависимость полей от z (отсутствующая в [7]) требует объяснения

в смысле применимости ур.(1). Дело в том, что именно через эту зависимость математически описывается эволюция импульсных состояний атома, что, в принципе, требует привлечения оператора кинетической энергии атома в гамильтониан системы. Однако кратковременный режим взаимодействия дает возможность обойти это требование, считая выполненным режим Рамана-Ната, когда перемещение атома за время взаимодействия оказывается намного меньше пространственного периода поля (см., например, [8]).

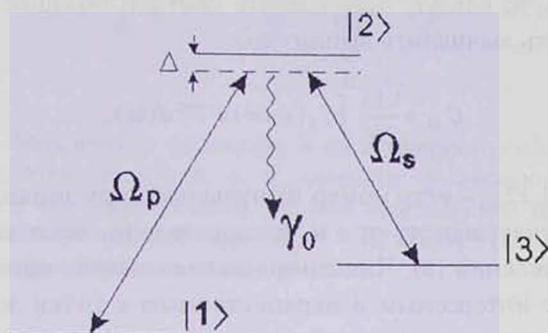


Рис.1. Схема энергетических уровней атома с воздействием на них лазерными импульсами $\Omega_p(z,t)$ и $\Omega_s(z,t)$.

Продолжая аналогию с [7], выберем временные огибающие световых импульсов одинаковыми,

$$\Omega_p(z,t) = \Omega_p(z)f(t), \quad \Omega_s(z,t) = \Omega_s(z)f(t), \quad (2)$$

и имеющими колоколообразную форму,

$$f(t) = \text{sech}(t/T), \quad (3)$$

где T – длительность импульсов, которая в дальнейшем считается фиксированной. Хотя задача имеет аналитическое решение и при отличных от нуля расстройках резонанса с возможной временной зависимостью определенных видов, здесь мы ограничимся случаем точного резонанса $\Delta=0$, легче всего реализуемым в эксперименте. Тогда ур.(1) для атомных амплитуд нижних энергетических уровней после взаимодействия имеет вид

$$C_1(z,+\infty) = (B \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) C_1(z,-\infty), \quad (4)$$

$$C_3(z,+\infty) = (B-1) \sin \theta \cos \theta C_1(z,-\infty), \quad (5)$$

где начальная ($t = -\infty$) амплитуда населенности $C_3(z,-\infty)=0$ и введены обозначения

$$\sin \theta = \sqrt{\Omega_p^2(z) + \Omega_s^2(z)}, \quad (6)$$

$$B = \frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{2} + \gamma\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + \gamma - \alpha\right)\Gamma\left(\frac{1}{2} + \gamma + \alpha\right)}, \quad \alpha = \sqrt{\Omega_p^2(z) + \Omega_s^2(z)}, \quad \gamma = \frac{1}{2}\gamma_0 T, \quad (7)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

Поскольку нас интересует импульсное рассмотрение после взаимодействия, то следует еще сделать соответствующее Фурье-преобразование, то есть вычислить амплитуды

$$C_{jn} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} C_j(z, +\infty) e^{-in kz} d(kz), \quad (8)$$

где $j=1,3$, а $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – есть номер импульсной гармоники. Параметры B и θ в общем случае зависят от z и, следовательно, дают вклад в вид конечного распределения (8). Численное исследование, однако, показывает, что наиболее интересным и перспективным с точки зрения атомной интерферометрии является случай, когда лазерные стоячие волны пространственно смещены по фазе на $\pi/2$ (отметим, что дифракция Капицы–Дирака неприспособленных в импульсном пространстве трехуровневых атомов при такой геометрии встречных волн рассмотрена в [9]; импульсный спектр атома при этом содержит три состояния, смещенных друг относительно друга на $2\hbar k$). Тогда параметр B больше не зависит от z и, согласно (5) и (8), одинаковым образом влияет на все импульсные гармоники, переводимые из $|1\rangle$ в первоначально незаселенный уровень $|3\rangle$. Следовательно, влияние суммарной интенсивности лазерных импульсов α и скорости релаксации γ , входящих в определение параметра B (и не входящих в определение параметра θ , который определяется относительной интенсивностью лазерных импульсов), можно сразу получить, рассматривая характер его зависимости от α и γ . Трехмерный график этой зависимости приведен на рис.2. Видно, что при малых значениях γ зависимость B от α имеет периодический характер (при $\gamma=0$ это синусоида). Согласно (5) такие же осцилляции претерпевает и амплитуда населенности уровня $|3\rangle$.

При увеличении γ от нуля до ~ 1 амплитуда осцилляций уменьшается и практически затухает. Поскольку $-1 \leq B \leq 1$, то такое поведение означает, что с увеличением γ возможно как ослабление, так и усиление процесса перевода населенности. Ослабление происходит для области малых интенсивностей ($0 < \alpha \leq 1/2$) и во всех последующих зонах $(2m-1)/2 \leq \alpha \leq (2m+1)/2$, $m=1,3,5,\dots$, $-1 \leq B \leq 0$. Усиление происходит во всех остальных зонах значений α , а более конкретно при $(2m-1)/2 \leq \alpha \leq (2m+1)/2$, $m=2,4,6,\dots$, где $0 \leq B \leq 1$.

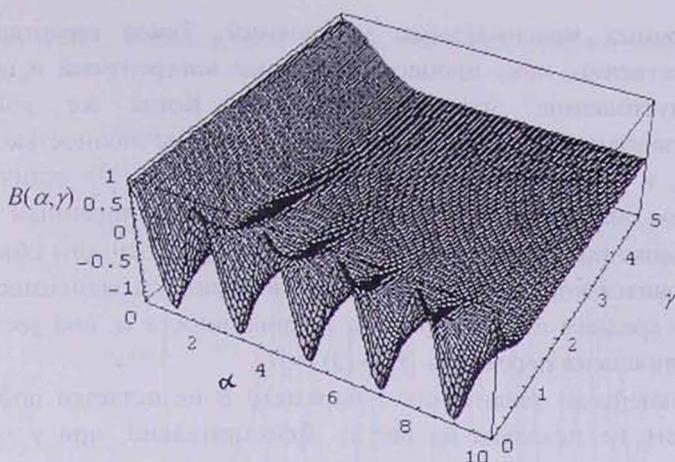


Рис.2. Зависимость параметра B от суммарной интенсивности воздействующих полей α и скорости релаксации верхнего уровня γ . Она универсальна для всех переведенных импульсных состояний и получена при $\Omega_p(z) = \Omega_p \cos(kz)$, $\Omega_s(z) = \Omega_s \sin(kz)$ с равными коэффициентами при них.

Такое, несколько странное на первый взгляд, поведение в зависимости от γ можно понять по аналогии с π -импульсными режимами возбуждения двухуровневых систем. Действительно, пока $\gamma=0$ и взаимодействие полностью когерентное, при $\alpha=1,3,5, \dots$, т.е. в центральных точках первых зон, перевод населенности на уровень $|3\rangle$ максимальный. Это означает, в частности, что при $\alpha=1$ за все время взаимодействия световых импульсов имеет место однонаправленный переход из $|1\rangle$ в $|3\rangle$. При $\alpha=3$ полный процесс перехода можно разбить на три этапа: за первую треть происходит максимальный переход на $|3\rangle$ (как и в случае $\alpha=1$), далее за вторую треть населенность полностью возвращается на $|1\rangle$ и, наконец, при последней трети переходит на $|3\rangle$. При больших α ($=5, \dots$) картина аналогична с соответственно большими числами промежуточных осцилляций населенности. Поэтому, если γ отлична от нуля, то когерентность процесса частично нарушается и количество населенности, переведенной с одного энергетического уровня на другой уменьшается. Это и приводит к уменьшению конечной населенности на уровне $|3\rangle$ по сравнению с когерентным случаем. Такая закономерность сохраняется, постепенно ослабевая в темпе, и для соседних с указанными значениями α до расстояний $|\Delta\alpha| = 1/2$. Поскольку однонаправленный переход населенности имеет место и при малых интенсивностях ($\alpha \leq 1/2$), то уменьшение эффективности из-за растущих γ имеет место и для них.

Если же рассматривать интенсивности, при которых $\alpha = 2,4,6, \dots$, то они соответствуют полному опустошению конечного уровня $|3\rangle$ после



его промежуточных максимальных заполнений. Такое опустошение возможно, естественно, пока процесс полностью когерентный и циклы "заполнение-опустошение" строго чередуются. Когда же $\gamma > 0$, то последующий заполнению цикл опустошения уже не полностью повторяет первый, и результирующая населенность уровня $|3\rangle$ отличается от нуля. Причем она тем больше, чем больше γ , пока описанный механизм является доминирующим (т.е. до $\gamma \sim 1$). Из приведенного объяснения сразу становится понятной и другая закономерность: зависимость от γ усиливается в среднем вместе с ростом интенсивности α : она увеличивает число циклических переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |1\rangle$.

При дальнейшем увеличении γ параметр B не остается постоянным (эта область не показана на рис.2). Действительно, при $\gamma \gg \alpha$ из первой формулы (7) следует $\Gamma(1/2 + \gamma - \alpha) \approx \Gamma(1/2 + \gamma)$, и соответственно $B \rightarrow 1$. А при этом, согласно (5), $C_3(z, +\infty) \rightarrow 0$. Физическую причину такой закономерности можно понять на спектральном языке. Для этого отметим, во-первых, что в общем случае как энергетический спектр, так и возбуждающее поле стоячих волн имеют определенную спектральную ширину, то есть распределение состояний и интенсивностей, соответственно. Поскольку мы считаем T фиксированным и, кроме того, $\Delta = 0$, то распределение интенсивностей фиксировано, а центр распределения состояний атомного уровня совпадает с его центром. Поэтому при $\gamma = 0$ все атомные состояния, будучи сконцентрированными в центре распределения интенсивностей, обеспечивают максимально возможную эффективность взаимодействия. При увеличении же γ атомные состояния постепенно расплываются по менее интенсивным частотным компонентам поля и эффективность взаимодействия уменьшается. При $\gamma \gg T^{-1}$ лишь ничтожная доля атомных состояний перекрывается со спектром поля, приводя к $C_3(z, +\infty) \rightarrow 0$.

3. Результаты численных расчетов

Приведем результаты численных расчетов амплитуд конечных импульсных состояний (8) для энергетических уровней $|1\rangle$ (первоначально населенных) и $|3\rangle$ (первоначально ненаселенных) при двух характерных значениях параметра интенсивности. Вид начального импульсного распределения уровня $|1\rangle$, полученного с помощью квазирезонансного эффекта Капицы–Дирака, показан на рис.3. Рис.4а и 4б представляют случай максимального перевода населенности (при $\alpha=1$). При начальном росте γ амплитуды на уровне $|3\rangle$ монотонно убывают, а на уровне $|1\rangle$ растут. При интенсивности же лазерных импульсов с $\alpha=2$ (рис.5а и 5б), наоборот, происходит рост на уровне $|3\rangle$ и уменьшение на уровне $|1\rangle$. При дальнейшем росте γ , как уже выяснили в конце предыдущего пункта, происходит постепенное восстановление начальных состояний

(рис.4б и 5б), а амплитуды переведенных состояний постепенно уменьшаются.

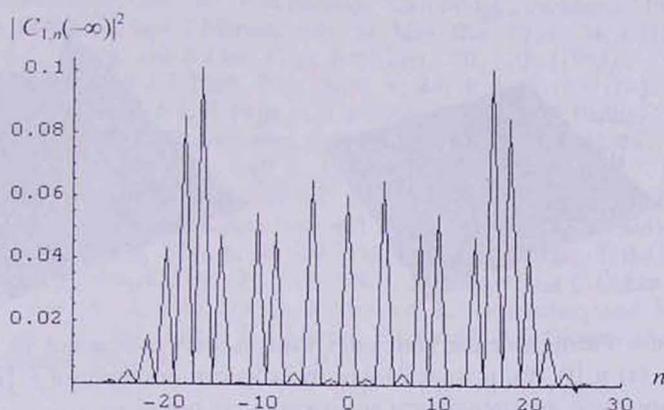


Рис.3. Начальное распределение импульсов на нижнем энергетическом уровне $|1\rangle$, являющееся Фурье спектром амплитуды $C_1(z, -\infty) = \exp(iU/\cos(2kz))$. Оно получается за счет предварительного воздействия на переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ далеко отстроенной от резонанса лазерной стоячей волны. Параметр U представляет собой произведение частоты Раби на длительность этой стоячей волны и выбран равным 10, соответствующим умеренным лазерным интенсивностям при дипольно разрешенных переходах. Для наглядности изображения соседние дискретные точки соединены прямыми линиями. Аналогичные соединения проведены также на рис.4 и 5. Спецификой выбранного приготовления является отсутствие всех импульсных состояний с нечетными номерами порядка.

Интересно, что при промежуточных значениях интенсивности ($\alpha \neq 1, 2, 3, \dots$) на приведенные выше зависимости накладываются ощутимые осцилляции.

Следует обратить внимание на особенность спектра переведенных импульсных состояний (рис.4а и 5а), что считаем главным результатом данной работы. Индуцированный спектр на первоначально ненаселенном уровне представляет собой далеко расщепленные две группы состояний, как раз требуемые для повышения чувствительности атомной интерферометрии.

Имея в виду, что все этапы использованной схемы взаимодействия: получение населенности только одного (нижнего) энергетического уровня с помощью оптической накачки, приготовление начального импульсного расщепления центра тяжести атома с помощью далеко отстроенной по частоте стоячей волны, а также генерация коротких и достаточно мощных световых импульсов, в настоящее время хорошо изучены и многогранно реализованы, можно заключить об экспериментальной перспективности предложенного метода.

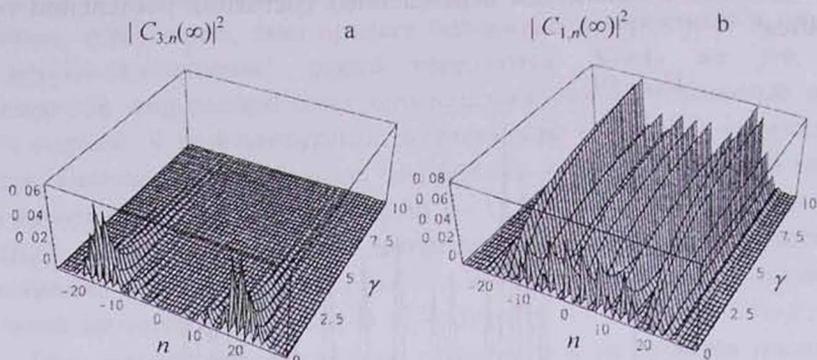


Рис.4. Распределение конечных импульсных состояний на уровнях $|3\rangle$ (а) и $|1\rangle$ (б), в зависимости от скорости релаксации γ . Параметр суммарной интенсивности возбуждающих полей $\alpha=1$.

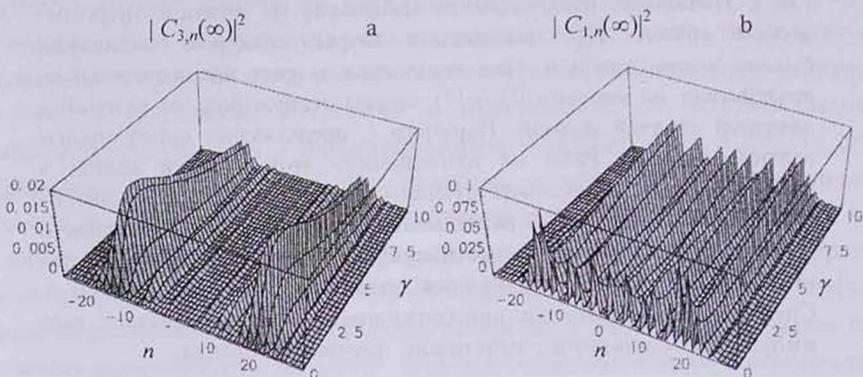


Рис.5. Распределения, аналогичные рис.4, при $\alpha=2$.

4. Заключение

Изучив взаимодействие трехуровневого атома, первоначально заселенного на один из нижних энергетических уровней с импульсным распределением резонансного эффекта Капицы-Дирака, с двумя импульсами стоячих волн, мы показали, что переведенное на другой нижний энергетический уровень импульсное распределение имеет специфический вид с двумя удаленными и относительно узкими группами состояний. Такое распределение может быть использовано в атомной интерферометрии для повышения чувствительности. Выявлена нетривиальная зависимость эффективности переброса населенности от скорости релаксации возбужденного уровня и дано ее физическое объяснение.

Работа выполнена в рамках гранта N0888 Министерства образования и науки Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atom Interferometry. Ed. by P.R.Berman. Cambridge, Academic Press, 1997: C.S.Adams, O.Cornel, and J.Mlynek. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **34**, 1 (1994).
2. D.S.Weiss, B.C.Young, and S.Chu. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2706 (1993).
3. P.Marte, P.Zoller, and J.L.Hall. *Phys. Rev. A*, **44**, R 4118 (1991); L.S.Goldner, C.Gerz, R.J.C.Spreeuw, S.L.Rolston, C.I.Westbrook, and W.D.Phillips. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 997 (1994); P.D.Featonby, G.S.Summy, J.I.Martin, H.Wu, K.P.Zetie, C.J.Foot, and K.Burnett. *Phys. Rev. A*, **53**, 373 (1996).
4. A.M.Ishkhanyan. *Phys. Rev. A*, **61**, 063611 (2000); *ibid.*, **61**, 063609 (2000).
5. В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян. Доклады АН Арм. ССР, **60**, 275 (1975); R.J.Cook and A.F.Bernhardt. *Phys. Rev. A*, **18**, 2533 (1978); А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.П.Яковлев. Письма ЖЭТФ, **31**, 542 (1980); J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1707 (1985); P.Meystre, E.Schumacher, and S.Stenholm. *Opt. Commun.*, **73**, 443 (1989); P.J.Martin, P.L.Gould, B.G.Oldaker, A.H.Miklich, and D.E.Pritchard. *Phys. Rev. A*, **36**, 2495 (1987).
6. Ю.Н.Демков, М.Кунике. Вестник ЛГУ, Физ., Хим., **16**, 39 (1969).
7. С.Е.Carroll and F.Т.Нюе. *J. Math. Phys.*, **29**, 487 (1988); N.V.Vitanov. *J. Phys. B*, **31**, 709 (1998).
8. E.Arimondo, A.Bambini, and S.Stenholm. *Opt. Commun.*, **37**, 103 (1981); A.F.Bernhardt and B.W.Shore. *Phys. Rev. A*, **23**, 1290 (1981).
9. А.С.Позгалеv, Ю.В.Рождественский. ЖЭТФ, **109**, 2005 (1996).

ՆԱԽԱՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ԱՏՈՄԻ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ
ՄԵԾԱՄԱՍՇՏԱՐ ԴԵՂՔՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԱՐԸ
ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ՆՐԱ ԴԻՖՐԱԿՅԱՅԻՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ա.Ճ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ե.Ի. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ, Ա.Ա. ՊՈԴՂՈՍՅԱՆ

Առաջարկված է եռամակարդակ ատոմի՝ լազերային իմպուլսների հետ փոխազդեցության սխեմա, որը ճնշում է նախապես ստացված լայն իմպուլսային քաշխման միջանկյալ արժեքներով վիճակները, պահպանելով դրանք իրարից առավելագույն հեռացված կողմնային մեղ շերտերում: Տույց է տրված նաև, որ, կախված լազերային իմպուլսների ինտենսիվության մեծությունից, վերին էներգիական մակարդակի ռելաքսացիան կարող է ինչպես փորձացնել, այնպես էլ մեծացնել պրոցեսի արդյունավետությունը:

LARGE-SCALE SPLITTING IN MOMENTUM STATES OF A PREPARED ATOM DUE TO ITS DIFFRACTION IN THE FIELD OF SHORT LASER PULSES

A.Zh. MURADYAN, Y.I. STEPANYAN, A.A. POGHOSYAN

We propose a scheme of interaction of a three-level atom with the pair of standing-wave laser pulses leading to the suppression of momentum states in the internal region of large preliminary distribution, preserving the narrow bands at the bounds. It is also shown that, depending on the value of pulse intensities, the relaxation of the upper energy level may lead both to the decrease and increase in the process effectiveness.

УДК 535.343.4

ОСОБЕННОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННОГО СЛОЯ ПАРОВ Rb НА ЛИНИИ D₁ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.Г. САРКИСЯН, Т.С. ВАРЖАПЕТЯН, А.В. ПАПОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 февраля 2003 г.)

Показано, что использование сверхтонкой ячейки (СТЯ) с парами атомов Rb позволяет спектрально разрешить и идентифицировать отдельные переходы между зеемановскими (магнитными) подуровнями сверхтонкой структуры линии D₁ ⁸⁷Rb (переходы F_g = 1 → F_e = 1,2 и F_g = 2 → F_e = 1,2) в спектре резонансной флуоресценции во внешнем магнитном поле ~200 Гс. Это дает уникальную возможность исследования "чистых" (невыврожденных) атомных переходов. Предложена система атомных уровней, перспективная для создания на ее основе простого магнитометра для измерения магнитных полей 50-500 Гс с субмикронным пространственным разрешением. Показано, что в обычной ячейке (длиной 1-10 см) в спектре флуоресценции во внешнем магнитном поле ~200 Гс переходы между зеемановскими подуровнями не разделяются (скрыты под доплеровски уширенным профилем).

В последние годы опубликован ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных спектроскопии атомарных паров с толщиной слоя L~10-1000 мкм [1-9]. Примечательно, что субдоплеровская структура с одним лучом резонансного излучения накачки проявляется уже при L~10 мкм [1-3,6], однако для ее выявления необходимо применять дополнительно частотную модуляцию (ЧМ) лазерной частоты [2,3].

Недавно было показано, что при использовании СТЯ с толщиной столба паров атомов L ~ 150-300 нм применение обычного лазерного диода (без ЧМ) достаточно для разрешения сверхтонких атомных переходов на D₂ линии Cs и на D₂ линии Rb [10,11]. Важно, что линейный режим (по интенсивности накачки) резонансной флуоресценции и поглощения, в противоположность спектроскопии насыщения поглощения, позволяет измерять вероятности переходов отдельных сверхтонких переходов [10,11].

Как отмечалось в [10], субдоплеровская ширина атомных переходов в СТЯ в случае флуоресценции более узкая, чем в случае пропускания, и поэтому в ряде случаев использование спектра флуоресценции

может быть более целесообразным. Целью настоящей работы является изучение возможности полного спектрального разрешения переходов между зеемановскими подуровнями в спектре флуоресценции с помощью СТЯ с Rb, в относительно небольшом магнитном поле.

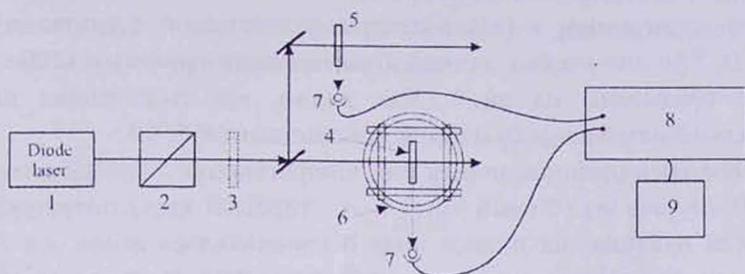


Рис.1. Схема оптической части экспериментальной установки. 1 – лазерный диод; 2 – призма Глана; 3 – просветленная четвертьволновая пластинка; 4,5 – сверхтонкие ячейки (СТЯ) с Rb; 6 – кольца Гельмгольца; 7 – фотоприемники (фотодиоды); 8 – осциллограф; 9 – компьютер.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Пучок (\varnothing 3 мм) одночастотного диодного лазера на длине волны $\lambda = 794$ нм, имеющего спектральную ширину ~ 25 МГц, направлялся на СТЯ под углом, близким к нормальному. Конструкция СТЯ (с гранатовыми окнами) аналогична приведенной в [10]. Температура верхней границы столба металлического Rb, как правило, составляла 120°C , что соответствует плотности паров $N \sim 2 \cdot 10^{13}$ ат/см³; для предотвращения конденсации паров Rb на окнах СТЯ температура окон поддерживалась на уровне $\approx 140^\circ\text{C}$.

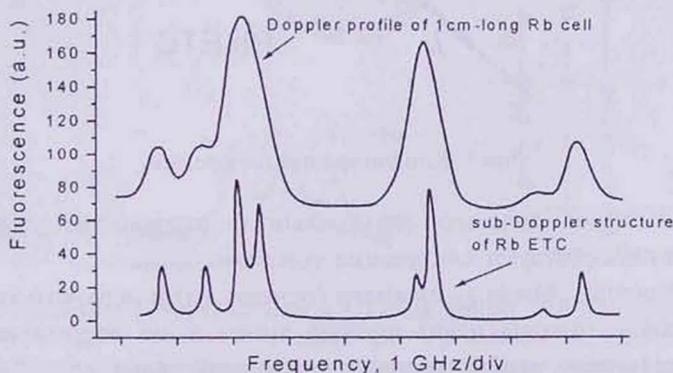


Рис.2. Спектры флуоресценции на линии D_1 Rb для ячейки длиной 1 см (верхняя кривая) и для СТЯ (нижняя кривая). Пики на нижней кривой соответствуют следующим сверхтонким переходам (слева направо): $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=1$; $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=2$; $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_c=2$; $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_c=3$; $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=2$; $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=3$; $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_c=1$; $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_c=2$.

Как было показано в [8], лучшее субдоплеровское спектральное разрешение достигается при толщине $L = \lambda/2$, где λ – длина волны лазера. По этой причине была реализована толщина столба атомарных паров Rb $L \approx \lambda/2 \sim 400$ нм (величина L определяется толщиной нанесенного покрытия Al_2O_3 на поверхности граната). Толщина L определяется методом, описанным в [11]. Спектры резонансной флуоресценции на линии D_1 ^{87}Rb для ячейки длиной 1 см (верхняя кривая) и СТЯ (нижняя кривая) приведены на рис.2. Как видно, все сверхтонкие переходы спектрально разрешены благодаря использованию СТЯ.

Измерения проводились по конфигурации, представленной на рис.3. В случаях σ^+ (левый круг) и σ^- (правый круг) поляризованного излучения накачки, магнитное поле \mathbf{B} направлялось вдоль оси z – в направлении распространения лазерного луча ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$). В случае линейно поляризованного (π) излучения магнитное поле \mathbf{B} направлялось вдоль оси x – в направлении поляризации лазерного излучения ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$). Флуоресценция паров Rb регистрировалась в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения лазера.

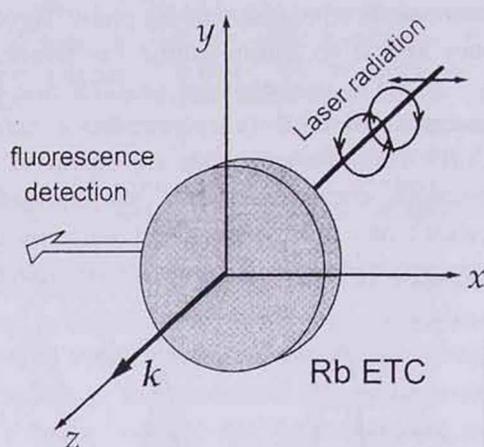


Рис.3. Конфигурация измерений.

Реализации лучшего спектрального разрешения зеемановских компонент способствуют следующие условия:

1) факторы Ланде g_F нижнего (основного) и верхнего (возбужденного) уровней должны иметь разные знаки и по возможности иметь большую величину, чтобы увеличить частотный сдвиг;

2) близкая к линейной зависимость частотного сдвига от магнитного поля (чтобы соседние зеемановские уровни не перекрывались и были при всех магнитных полях частотно разделены); частотное расстояние между компонентами сверхтонкой структуры как нижнего, так и верхнего уровней должно быть насколько возможно велико;

3) малое значение F нижнего и верхнего уровней, чтобы иметь небольшое число магнитных подуровней.

С этой точки зрения наиболее удобны системы переходов $F_g=1,2 \rightarrow F_e=1,2$ ^{87}Rb D_1 . Диаграммы зеемановских подуровней переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ и $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$ линии D_1 ^{87}Rb приведены на рис.4 и 5 соответственно (значения для сдвигов уровней приведены для линейного случая, когда внешнее магнитное поле невелико).

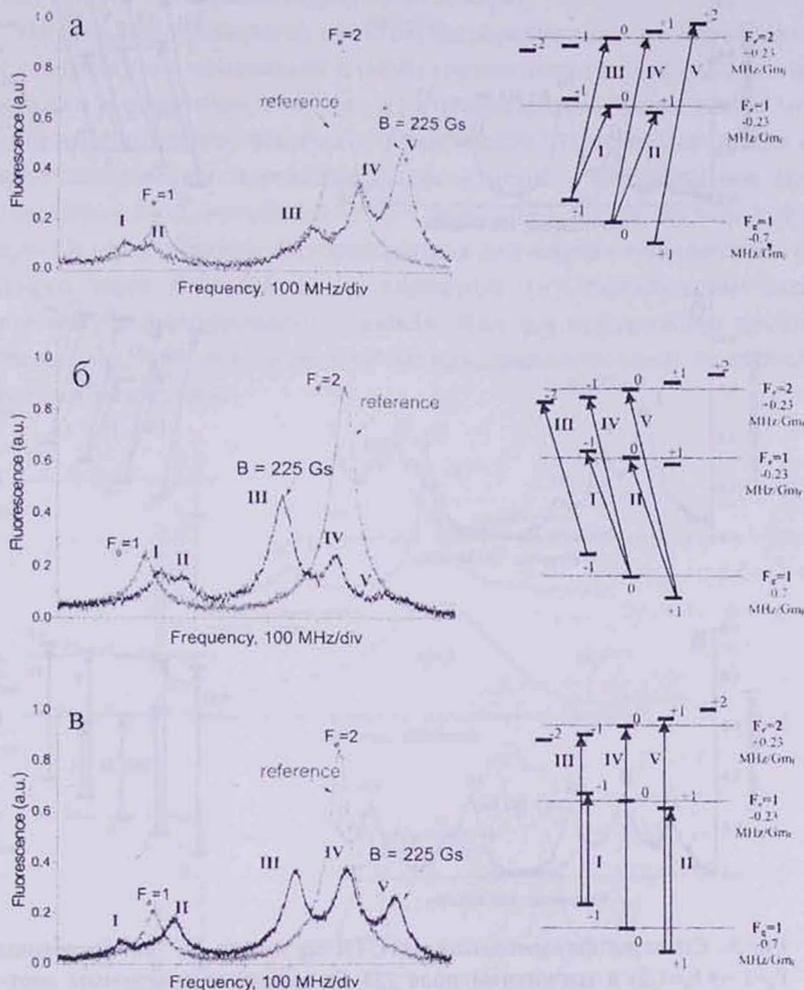


Рис.4. Спектры флуоресценции в СТЯ на линии ^{87}Rb D_1 (переходы $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$) в магнитном поле 225 Гс (слева) и диаграммы соответствующих зеемановских переходов со значениями сдвигов уровней (справа). Поляризация накачки: (а) σ^+ , (б) σ^- и (в) π .

СТЯ была расположена в центре 3 пар колец Гельмгольца, которые давали возможность создавать однородное магнитное поле в произвольном направлении. Частота излучения лазерного диода линейно сканировалась в области переходов $F_g=1,2 \rightarrow F_e=1,2$ линии D_1 ^{87}Rb . Для полу-

чения высокой степени поляризации излучения накачки использовалась призма Глана, а для формирования излучения накачки с круговой поляризацией использовалась $\lambda/4$ пластина, просветленная на 794 нм. Часть (50%) излучения накачки направлялась во вторую СТЯ с Rb, спектр флуоресценции которой использовался как частотный репер при $B = 0$.

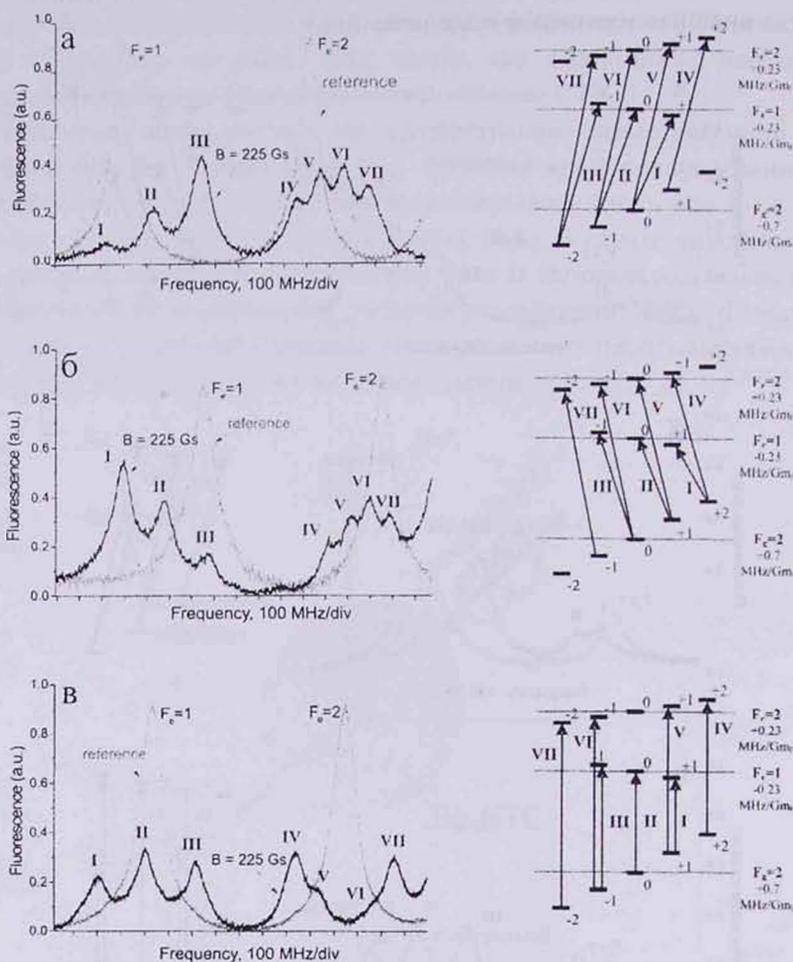


Рис.5. Спектры флуоресценции в СТЯ на линии D_1 ^{87}Rb (переходы $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$) в магнитном поле 225 Гс (слева) и диаграммы соответствующих зеемановских переходов со значениями сдвигов уровней (справа). Поляризация накачки: (а) σ^+ , (б) σ^- и (в) π .

На рис.4а,б приведены спектры флуоресценции на переходах $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ для случая продольного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$) магнитного поля $B = 225$ Гс при возбуждении излучением накачки с σ^+ и σ^- поляризацией. Все пики флуоресценции на рисунках могут быть легко идентифицированы: в частности, 5 пиков на рис.4а соответствуют следующим переходам (пе-

речислены в направлении возрастания частоты и обозначены соответствующими римскими цифрами): $F_g=1, m_f=-1,0 \rightarrow F_e=1, m_f=0,+1$ и $F_g=1, m_f=-1,0,+1 \rightarrow F_e=2, m_f=0,+1,+2$. Спектр флуоресценции для случая поперечного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) магнитного поля $B = 225$ Гс и линейной (π) поляризации накачки приведен на рис.4в. Из рисунка видно, что все возможные переходы между зеемановскими подуровнями спектрально разрешены. Заметим, что переход между магнитными подуровнями $F_g=1, m_f=0 \rightarrow F_e=1, m_f=0$ отсутствует (запрещен правилами отбора).

На рис.5а,б приведены спектры флуоресценции на переходах $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$ для случая продольного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) магнитного поля $B = 225$ Гс и при возбуждении излучением с σ^+ и σ^- поляризацией. Здесь также можно легко идентифицировать все пики: в частности, 7 пиков на рис.5а соответствуют следующим переходам (перечислены в направлении возрастания частоты): $F_g=2, m_f=-2,-1,0 \rightarrow F_e=1, m_f=-1,0,+1$ и $F_g=2, m_f=-2,-1,0,+1 \rightarrow F_e=2, m_f=-1,0,+1,+2$. Спектр флуоресценции для случая поперечного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) магнитного поля $B = 225$ Гс и линейной (π) поляризации возбуждающего излучения приведен на рис.5в. Как и в предыдущем случае, из рисунка видно, что все переходы между зеемановскими подуровнями спектрально разрешены.

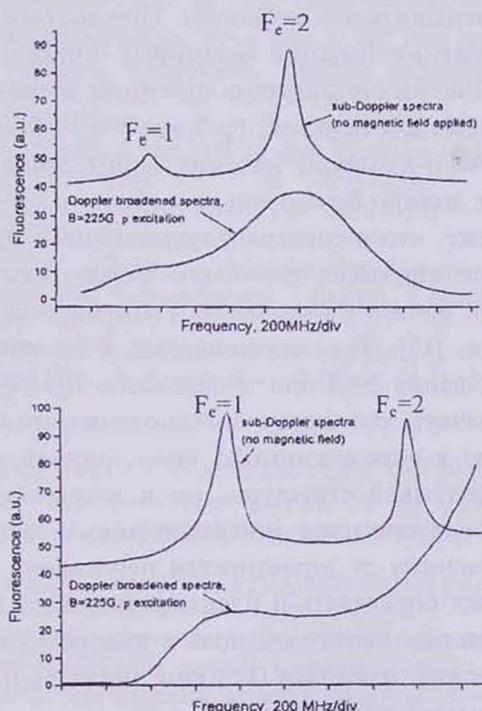


Рис.6. Спектры флуоресценции в СТЯ без внешнего магнитного поля (верхние кривые) и доплеровски уширенные спектры флуоресценции ячейки с Rb длиной 1 см в магнитном поле 225 Гс: (а) – для переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ линии D_1 , (б) – для переходов $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$.

Важно отметить, что в ячейке обычной длины нет никаких "следов" проявления субдоплеровской структуры при используемых магнитных полях $B \sim 200$ Гс. На рис.6а,б приведены (нижние кривые) доплеровски уширенные спектры переходов $F_g=1 \rightarrow F_c=1,2$ и $F_g=2 \rightarrow F_c=1,2$ (ячейка длиной 1см) во внешнем магнитном поле $B = 225$ Гс. Спектры резонансной флуоресценции на линии D_1 ^{87}Rb СТЯ (верхние кривые) приведены в качестве репера. Отметим, что на рис.6б (нижняя кривая) высокочастотное крыло кривой быстро поднимается, что обусловлено влиянием большого пика флуоресценции перехода $F_g=2 \rightarrow F_c=3$ (см. рис.2), смещенным (из-за магнитного поля) в низкочастотную область.

В работе [12] для аналогичного спектрального разрешения зеемановских переходов в парах Rb в ячейке длиной ~ 1 см прикладывались магнитные поля >1000 Гс. В работе [13] для спектрального разрешения в магнитном поле зеемановских переходов в парах Cs (в ячейке длиной ~ 1 см) использовался процесс селективного отражения.

Фактически, переходы между зеемановскими подуровнями линии D_1 ^{87}Rb разделяются в спектре флуоресценции уже при полях $B \sim 50$ Гс, но для их лучшего разрешения должны быть приложены поля ~ 200 Гс (использование диодного лазера со спектральной шириной 1 МГц позволит уменьшить эту величину). При магнитных полях $B > 200$ Гс частотные положения (сдвиги) некоторых пиков начинают отклоняться от положений, рассчитанных в линейном зеемановском режиме. В частности, на рис.4в для перехода $F_g=1, m_f=0 \rightarrow F_c=2, m_f=0$ наблюдается отклонение (35 ± 5) МГц в сторону высоких частот, тогда как в линейном режиме отклонение должно быть равным нулю.

Заметим также, что в спектре флуоресценции соотношения амплитуд пиков, соответствующих переходам между зеемановскими подуровнями (рис.4а,б), близки к отношениям относительных вероятностей для этих переходов [12]. Так, соотношение 6:3:1 для σ^\pm переходов (рис.4а,б) и соотношение 3:4:3 для π переходов (рис.4в) примерно выполняется. Это означает, что частые столкновения атомов Rb со стенками ячейки приводят к перемешиванию заселенностей на нижних уровнях не только сверхтонкой структуры, но и зеемановских подуровней (вследствие чего устанавливается линейный режим зависимости амплитуд пиков флуоресценции от вероятностей переходов). Итак, использование СТЯ позволяет определять и идентифицировать положение атомных уровней во внешнем магнитном поле и измерять относительные вероятности зеемановских переходов (которые могут быть модифицированы в сильном магнитном поле).

Из рис.5а,б следует, что частотное расстояние между переходами $F_g=2, m_f=-2 \rightarrow F_c=1, m_f=-1$ и $F_g=2, m_f=+2 \rightarrow F_c=1, m_f=+1$ в магнитном поле наибольшее по сравнению с другими переходами и составляет ~ 3.1 МГц/Гс (расчетное значение ~ 3.2 МГц/Гс). Кроме того, ярко выражен-

ные пики этих переходов делают их перспективными для создания на их основе простого магнитометра для измерения магнитных полей в интервале 50–500 Гс с субмикронным пространственным разрешением.

В заключение отметим, что использование СТЯ, помещенной в относительно небольшое магнитное поле, позволяет получать (а также, что важно, идентифицировать) “чистые” (невыврожденные) атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре флуоресценции Rb D₁ линии.

Расчеты показывают, что использование СТЯ позволит также получить “чистые” атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре флуоресценции D₁ линии Cs, K и других атомов.

Авторы выражают благодарность А.Саркисяну за большой вклад в разработку и изготовление СТЯ, а также А.Хачатрян и А.Саркисяну за техническое содействие. Работа финансирована республиканскими грантами №1351 и №1323 и грантом ANSEF №PS18-01.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. *Europhys. Lett*, **35**(5), 337 (1996).
2. S.Briaudeau, S.Saltiel, G.Nienhuis, D.Bloch, M.Ducloy. *Phys. Rev. A*, **57**, R3169 (1998).
3. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. *Phys. Rev. A*, **59**, 3723 (1999).
4. S.Briaudeau, S.Saltiel, J.R.R.Leite, M.Oria, A.Bramati, A.Weis, D.Bloch, M.Ducloy. *J. Phys. IV France*, **10**, Pr8-145 (2000).
5. D.M.Petrosyan, Yu.P.Malakyann. *Phys. Rev. A*, **61**, 053820 (2000).
6. A.Izmailov. *Laser Physics*, **3**, 507 (1993); *Opt. Spectrosc.*, **74**, 25 (1993).
7. T.A.Vartanyan, D.L.Lin. *Phys. Rev. A*, **38**, 5197 (1995).
8. B.Zambon, G.Nienhuis. *Opt. Commun.*, **143**, 308 (1997).
9. R.H.Romer, R.H.Dicke. *Phys. Rev.*, **99**, 532 (1955).
10. D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy. *Opt. Commun.*, **200**, 201 (2001).
11. Д.Саркисян, А.Папоян, Т.Варжапетян, Т.Беккер, Г.Вальтер. *Изв. НАН Армении, Физика*, **37**, 342 (2002).
12. P.Tremblay, A.Nichaud, M.Levesque, et al. *Phys. Rev. A*, **42**, 2766 (1990).
13. N.Papageorgiou, A.Weis, V.A.Sautenkov, D.Bloch, M.Ducloy. *Appl. Phys. B.*, **59**, 123 (1994).

PECULIARITIES OF FLUORESCENCE ON THE D₁ LINE OF A SUBMICRON LAYER OF Rb VAPOR IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

D.H.SARKISYAN, T.S.VARZHAPETYAN, A.V.PAPOYAN

We demonstrate that the employment of an extremely thin cell (ETC) with Rb vapor allows one to resolve and identify separate transitions between the Zeeman (magnetic) sublevels of the ⁸⁷Rb D₁ line hyperfine structure (transitions F_g=1→F_e=1.2 and F_g=2 → F_e=1,2) in the spectra of resonant fluorescence in the external magnetic field ~200 Gs. This makes possible to study “pure” (nondegenerate) atomic transitions. A system of atomic levels is proposed as a base for construction of a magnetometer in the range of 50-500Gs with submicron spatial resolution. It is also demonstrated that in the fluorescence spectra of an ordinary cell (1-10 cm long) the transitions between Zeeman sublevels are not resolved in the magnetic field of ~200 Gs (they are hidden in the Doppler-broadened profile).

УДК 535.343.1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ЛИНИЙ МЕЖШТАРКОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Г.Г. ДЕМИРХАНЫАН¹, В.Г. БАБАДЖАНЫАН²¹Армянский государственный педагогический университет²Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 декабря 2002 г.)

В рамках теории косвенных дипольных переходов выведена формула для сил линий электродипольных переходов между штарковскими состояниями примесного иона в диэлектрических кристаллах. Количественные расчеты, проведенные для кристалла YAG:Yb³⁺, приводят к вполне приемлемым результатам. Предлагаемый подход особенно эффективен при вычислении спектроскопических характеристик кристаллов, легированных ионами Yb³⁺ и Ce³⁺, и может служить основой для теоретических исследований оптических свойств кристаллов, активированных этими ионами.

1. Введение

Для объяснения наличия интенсивных спектральных линий в электронных спектрах поглощения и излучения кристаллов, легированных примесными трехвалентными ионами группы редких земель (РЗ³⁺), электродипольные (ЭД) переходы между уровнями которых ввиду одинаковой четности запрещены правилом Лапорта, Джалдом [1] и Офельтом [2] была развита полуфеноменологическая теория косвенных электродипольных переходов. В рамках этой теории сила линии ЭД перехода (S_{J-O}) представляется в виде

$$S_{J-O}(J_1 J_2) = \sum_t \Omega_t \left\langle J_1 \| U_t \| J_2 \right\rangle^2, \quad (1)$$

где $\langle J_1 \| U_t \| J_2 \rangle$ – приведенные матричные элементы единичного неприводимого тензорного оператора U_t , а полуфеноменологические параметры интенсивности Ω_t ($t=2,4,6$) определяются из сравнения расчетных величин интегральных коэффициентов поглощения с экспериментальными значениями. Однако, для примесей со скудными электронными спектрами, что имеет место, например, для ионов Yb³⁺ и Ce³⁺, нашедших в последние годы весьма широкое применение в качестве активаторных ионов различных сцинтилляторов и активных элементов лазеров [3-6],

такая параметризация малоприспособна, так как число параметров Ω_i , подлежащих определению, превосходит число независимых экспериментальных данных (одна спектральная линия, соответствующая переходу между основным и единственным возбужденным мультиплетом). Кроме того, в подходе Джадда-Офельта не учитывается штарковская структура энергетических уровней, необходимая для понимания механизмов их заселения, для выяснения условий получения эффективного излучения, для анализа динамики формирования генерации и т.п.

В настоящей работе, в рамках тех же теоретических построений, проведена несколько иная параметризация теории, позволяющая получить аналитические выражения для сил линий межштарковских переходов. Количественные вычисления проведены для наиболее хорошо изученного кристалла иттрий-алюминиевого граната, легированного трехвалентным иттербием.

2. Расчет силы линии межштарковского перехода

Известно, что сила линии ЭД перехода между штарковскими состояниями ν и μ определяется соотношением

$$S_{\nu\mu} = e^{-2} \sum_i \left| \langle \nu | P_i | \mu \rangle \right|^2, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, P_i – декартовые компоненты электрического дипольного момента, которые можно представить через сферические функции Y_{lm} в виде

$$P_i = \sum_n a_{in} r Y_{ln}. \quad (3)$$

Здесь r – радиус-вектор оптического электрона примесного иона, a_{im} – численные коэффициенты, равные $a_{xm} = (4\pi/3)^{1/2}(1,0,-1)$; $a_{ym} = i(4\pi/3)^{1/2}(1,0,1)$; $a_{zm} = (2\pi/3)^{1/2}(1, \sqrt{2}, -1)$. Очевидно, что $\sum_i a_{im}^* a_{ik} = (4\pi/3)\delta_{mk}$. Волновые функции штарковских подуровней мультиплета $^{2S+1}L_J$ в представлении JM имеют вид

$$|\nu\rangle = \sum_M b_{JM}^{(\nu)} |JM\rangle, \quad (4)$$

где численные коэффициенты $b_{JM}^{(\nu)}$ удовлетворяют стандартным условиям нормировки $\sum_M b_{JM}^{(\nu)*} b_{JM}^{(\mu)} = \delta_{\nu\mu}$. Подставляя (3) и (4) в (2), получим

$$S_{\nu\mu} = \sum_i \left| \sum_{M_1 M_2 m} b_{J_1 M_1}^{(\nu)*} \cdot b_{J_2 M_2}^{(\mu)} \cdot a_{im} \langle J_1 M_1 | r Y_{lm} | J_2 M_2 \rangle \right|^2. \quad (5)$$

Далее, применяя теорему Вигнера-Эккарта [7]

$$\langle J_1 M_1 | r \cdot Y_{lm} | J_2 M_2 \rangle = (-1)^{2l} C_{J_2 M_2, l m}^{J_1 M_1} \frac{\langle J_1 \| r \cdot Y_l \| J_2 \rangle}{\sqrt{2 \cdot J_1 + 1}}. \quad (6)$$

нетрудно преобразовать выражение для силы линии перехода между штарковскими состояниями ν и μ мультиплетов $^{2S+1}L_{J_1}$ и $^{2S+1}L_{J_2}$ к следующему виду:

$$S_{\nu\mu} = \frac{1}{(2J_1 + 1)} \sum_l \left| \sum_{mM_1 M_2} b_{J_1 M_1}^{*(\nu)} b_{J_2 M_2}^{(\mu)} a_{lm} C_{J_1 M_1, l m}^{J_2 M_2} \right|^2 \left| \langle J_1 \| r Y_l \| J_2 \rangle \right|^2. \quad (7)$$

С другой стороны, из (2), суммируя по штарковским состояниям и используя правило сумм для коэффициентов Клебша–Гордана $C_{J_2 M_2, l m}^{J_1 M_1}$, для силы линии межмультиплетных ЭД переходов получим:

$$S_0 = \frac{4\pi}{3} \cdot \left| \langle J_1 \| r Y_1 \| J_2 \rangle \right|^2. \quad (8)$$

Очевидно, что прямое вычисление приведенного матричного элемента в (8) между электронными состояниями основной конфигурации ($4f^n$ -конфигурация) приведет к нулевому вкладу ввиду правила отбора по четности. Поэтому, следуя Джадду и Офельту, необходимо учесть в первом порядке теории возмущений смешивание электронных состояний конфигураций противоположных четностей нечетными компонентами либо статического кристаллического поля, либо, при наличии центра инверсии в кристалле, динамического кристаллического поля. Однако мы поступим несколько иначе, считая величину S_0 параметром теории, величину которого можно определить, например, из спектров поглощения. Комбинируя (8) и (7), получим

$$S_{\nu\mu} = A_{\nu\mu}(J_1 J_2) \cdot S_0, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$A_{\nu\mu}(J_1 J_2) = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{2J_1 + 1} \sum_l \left| \sum_{mM_1 M_2} b_{J_1 M_1}^{*(\nu)} b_{J_2 M_2}^{(\mu)} a_{lm} C_{J_1 M_1, l m}^{J_2 M_2} \right|^2. \quad (10)$$

Полученные выражения (9) и (10), являясь по существу неким аналогом теоремы Вигнера–Эккарта, позволяют при известных волновых функциях штарковских подуровней вычислить основные спектроскопические характеристики исследуемых материалов. Примечательно, что при этом коэффициенты ветвления межштарковских переходов не зависят от параметра S_0 .

Отметим, что в определенных случаях необходим учет так называемых J - J смешиваний. При этом “хорошими” квантовыми числами являются орбитальный и спиновый моменты и их проекции (LS -представление). Переход от LM -представления к LS -представлению осуществляется по известной формуле [7]

$$\langle J_1 \| Y_i \| J_2 \rangle = (-1)^{J_1+S+J_2+i} \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)} \cdot \begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & i \\ L_2 & L_1 & S \end{Bmatrix} \cdot \langle L_1 \| Y_i \| L_2 \rangle, \quad (11)$$

где $\{\dots\}$ – $6j$ -символы, численные значения которых табулированы [8]. С учетом J - J смешивания волновые функции штарковских состояний можно записать в виде

$$|v\rangle = \sum_{M_1} b_{J_1 M_1}^{(v)} |J_1 M_1\rangle + \sum_{M_2} d_{J_2 M_2}^{(\mu)} |J_2 M_2\rangle. \quad (12)$$

Отсюда нетрудно получить аналогичное выражение, где коэффициенты $A_{v\mu}$ имеют вид

$$\begin{aligned} A_{v\mu} = \sum_i \left[\sum_{M_1 M_2 m} a_{im} \cdot \left[(-1)^{J_1+J_2} \cdot \sqrt{2J_1+1} \begin{Bmatrix} J_1 & J_1 & 1 \\ L_1 & L_1 & S \end{Bmatrix} \cdot C_{J_1 M_1 1 m}^{J_2 M_2} b_{J_1 M_1}^{*(v)} \cdot b_{J_1 M_2}^{(\mu)} + \right. \right. \\ + (-1)^{J_1+J_2} \cdot \sqrt{2J_2+1} \begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & 1 \\ L_2 & L_1 & S \end{Bmatrix} \cdot C_{J_2 M_2 1 m}^{J_1 M_1} b_{J_1 M_1}^{*(v)} \cdot d_{J_2 M_2}^{(\mu)} + \\ + (-1)^{J_2+J_2} \cdot \sqrt{2J_1+1} \begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & 1 \\ L_2 & L_1 & S \end{Bmatrix} \cdot C_{J_1 M_1 1 m}^{J_2 M_2} d_{J_2 M_2}^{*(v)} \cdot b_{J_1 M_1}^{(\mu)} + \\ \left. \left. + (-1)^{J_2+J_2} \cdot \sqrt{2J_2+1} \begin{Bmatrix} J_2 & J_2 & 1 \\ L_2 & L_2 & S \end{Bmatrix} \cdot C_{J_2 M_2 1 m}^{J_1 M_1} d_{J_2 M_2}^{*(v)} \cdot d_{J_2 M_1}^{(\mu)} \right] \right]^2. \quad (13) \end{aligned}$$

Нетрудно проверить, что при отсутствии J - J смешиваний (т.е. при $d_{J_2 M_2}^{(\mu)} = b_{J_1 M_1}^{(\mu)} = 0$) выражение (13) перейдет в (10), если вернуться снова к JM -представлению.

3. Расчет сил линий межштарковских переходов в кристаллах YAG:Yb^{3+}

Известно, что свободный ион Yb^{3+} (электронная конфигурация $4f^{13}$) имеет всего два мультиплета (основной ${}^2F_{7/2}$ вырожден восьмикратно, а возбужденный ${}^2F_{5/2}$ – шестикратно), разделенных друг от друга энергетической щелью порядка 10000 см^{-1} [5]. В кристаллическом поле матрицы эти мультиплеты расщепляются на близкорасположенные штарковские подуровни. Для расчета сил линий переходов с подуровней мультиплета $J_1 = {}^2F_{5/2}$ на подуровни мультиплета $J_2 = {}^2F_{7/2}$ подставим в (10) $J_1 = J_2 - 1$ и значения соответствующих коэффициентов Клебша–Гордана [8]. После суммирования по $i = x, y, z$ получим

$$A_{v\mu}(J_1 \rightarrow J_2) = \frac{1}{2(J_1+1)(2J_1+3)(2J_1+1)} \cdot \left[\sum_{M_1} b_{J_1 M_1}^{*(v)} b_{J_2 M_1-1}^{(\mu)} \cdot \sqrt{(J_1-M_1+1)(J_1-M_1+2)} \right]^2 +$$

$$+ \left| \sum_{M_1} b_{J_1 M_1}^{*(v)} b_{J_2 M_1+1}^{(\mu)} \sqrt{(J_1+M_1+2)(J_1+M_1+1)} + 2 \left| \sum_{M_1} b_{J_1 M_1}^{*(v)} b_{J_2 M_1}^{(\mu)} \sqrt{(J_1-M_1+2)(J_1-M_1+1)(J_1+M_1+1)} \right| \right|^2 \quad (14)$$

Выражение (14) является основной расчетной формулой для определения сил линий переходов со штарковских состояний возбужденного мультиплета. Очевидно, из (10) можно получить аналогичное выражение для сил линий переходов со штарковских подуровней основного мультиплета.

В кристаллической решетке YAG примесный ион Yb^{3+} занимает положения с локальной симметрией группы D_2 , которая приводит к максимально возможному снятию вырождений как основного, так и возбужденного мультиплетов [7]. Определению схемы энергетических уровней и волновых функций иона Yb^{3+} в YAG посвящено много работ с большим разбросом результатов (см., например, [9-11]). Это обусловлено специфической особенностью ионов Yb^{3+} проявлять сильное электрон-фононное взаимодействие, приводя к определенным трудностям при интерпретации регистрируемых спектров. Для проведения численных расчетов по формулам (9), (10) и (14) мы использовали волновые функции, найденные в [9]*. В табл.1 приведены результаты расчета сил линий переходов $\mu_1 \rightarrow \nu_1, \nu_2, \nu_3$, соответствующих поглощению с нижнего подуровня основного мультиплета ($J_1 = 7/2 \rightarrow J_2 = 5/2$), и $\nu_1 \rightarrow \mu_4, \mu_3, \mu_2, \mu_1$, соответствующих люминесценции с нижнего подуровня возбужденного мультиплета ($J_1 = 5/2 \rightarrow J_2 = 7/2$). Представлены также значения вероятностей электродипольных спонтанных переходов с уровня μ_1 , коэффициентов ветвления люминесценции и поглощения, рассчитанные по формулам

$$W(v \rightarrow \mu) = \frac{64 \cdot \pi^4 \cdot e^2}{3h\lambda^3} \cdot \frac{n(n^2+2)^2}{9} \cdot \frac{1}{g_v} \cdot A_{v\mu}(J_1 \rightarrow J_2) \cdot S_0, \quad (15)$$

$$\beta(v_1 \rightarrow \mu_4) = \frac{W(v_1 \rightarrow \mu_4)}{\sum_i W(v_1 \rightarrow \mu_i)}, \quad (16)$$

$$\frac{1}{N_0} \int k(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 e^2 \lambda}{3 \cdot c \cdot h} \cdot \frac{(n^2+2)^2}{9n} \cdot \frac{1}{g_\mu} \cdot S_{\mu\nu}. \quad (17)$$

Здесь N_0 – концентрация примеси, h – постоянная Планка, n – показатель преломления на длине волны перехода, λ – длина волны перехода, g_v –

* В [9] волновые функции определены в LS -представлении с учетом J - J смешиваний. Однако здесь для проведения оценок мы пренебрегли этими смешиваниями в волновых функциях и от LS -представления перешли к JM -представлению.

степень вырождения состояния n . Как видно из табл.1, суммарная вероятность ЭД переходов с уровня n_1 равна $643.2 \cdot 10^{20} \cdot S_0 \text{ сек}^{-1}$. Если для S_0 принять характерное значение $\sim 10^{-20} \text{ см}^2$ [12], то для вероятности спонтанных ЭД переходов получим 643.3 сек^{-1} , что для времени жизни возбужденного состояния дает 1.554 мс. Измеренное в работе [11] время жизни этого уровня при 300 К равно 1.25 мс. Очевидно, учет магнитно-дипольных и электрических квадрупольных переходов несколько уменьшит расчетное значение времени жизни уровня n_1 , приближая его к измеренному значению.

Табл.1.

Переход	Длина волны, А	Сила линии $S_{\mu\nu}$, $S_0 \text{ см}^2$	Вероятность ЭД переходов, $S_0 \cdot 10^{20} \text{ сек}^{-1}$	Коефф. ветвления, %	Коефф. поглощения, $S_0 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$
$\nu_1 \rightarrow \mu_1$	9683	0.1236	270.1	42	—
$\nu_1 \rightarrow \mu_2$	10244	0.0529	96.2	15	—
$\nu_1 \rightarrow \mu_3$	10293	0.1021	185.7	28.9	—
$\nu_1 \rightarrow \mu_4$	10480	0.0530	91.3	14.1	—
$\mu_1 \rightarrow \nu_1$	9683	0.1236	—	—	9.72
$\mu_1 \rightarrow \nu_2$	9413	0.0415	—	—	3.17
$\mu_1 \rightarrow \nu_3$	9173	0.0833	—	—	6.21

Таким образом, предлагаемый метод расчета спектроскопических характеристик легированных кристаллов, включающий всего один, легко определяемый из спектров поглощения параметр, приводит к вполне приемлемым результатам и, на наш взгляд, может служить хорошей основой для теоретических исследований оптических свойств кристаллов, активированных ионами иттербия и церия.

Работа финансирована частично грантами №1496 и №1307 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.R.Judd. Phys. Rev., 127, 750 (1962).
2. G.S.Ofelt. J. Chem. Phys., 37, 511 (1962).
3. Proceedings of the 5th International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications. V.V.Mikhailin (ed.), Moscow, 2000.
4. A.Lempichki, C.Brecher, D.Wisniewski, E.Zych. In Proc. Intern. Conf. on Inorganic Scintillators and their Applications (SCINT95), Delft University Press, 1995, p.340.
5. W.F.Krupke. IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics, 6, 1287 (2000).
6. A.Brenier. J. Luminescence, 92, 199 (2001).
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1974.
8. Д.А.Варшолович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.

9. R.A.Buchanan, K.A.Wickersheim, J.J.Pearson, G.F.Herrmann. Phys. Rev., **159**, 245 (1967).
10. M.T.Hutchings, W.P.Wolf. J. Chem. Phys., **41**, 617 (1964).
11. Г.А.Богомолова, Д.Н.Вылегжанин, А.А.Каминский. ЖЭТФ, **69**, 860 (1975).
12. T.Kushida. J. Phys. Soc. Japan, **34**, 1318 (1973).

ՄԻՋՇՏԱՐԿՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ԳԾԵՐԻ ՈՒՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ԼԵԳԻՐՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Գ.Գ.ԴԵՄԻՐԻՆԱՆՅԱՆ, Վ.Գ.ԲԱԲԱՅԱՆՅԱՆ

Անուղղակի դիպոլային անցումների տեսության շրջանակներում արտածված է խառնուրդային իոնի շտարկյան վիճակների միջև էլեկտրա-դիպոլային անցումների գծի ուժի հաշվման բանաձև: Քանակական հաշվումները, որոնք կատարվել են YAG:Yb³⁺ բյուրեղի համար, հանգեցնում են բավարար արդյունքի: Առաջարկվող մոտեցումը առավել արդյունավետ է Yb³⁺ և Ce³⁺ իոններով ակտիվացված բյուրեղների սպեկտրադիտական բնութագրերի հաշվարկի համար և կարող է այդ իոններով լեգիրված բյուրեղների օպտիկական հատկությունների տեսական ուսումնասիրությունների հիմք հանդիսանալ:

DETERMINATION OF LINE STRENGTHS
OF INTER-STARK TRANSITIONS IN DOPED CRYSTALS

G.G. DEMIRKHANYAN, V.G. BABAJANYAN

In the framework of the indirect dipole transitions theory a formula for line strengths of electro-dipole transitions between the Stark sublevels of rare-earth impurities in doped crystals is derived. Quantitative calculations performed for the YAG:Yb³⁺ crystal lead to quite tolerant results. The proposed approach is especially effective in calculations of spectroscopic characteristics of Yb³⁺- or Ce³⁺-doped crystals and can serve as a basis for theoretical studies of optical properties of crystals doped with these impurities.

УДК 534.29

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРЕ С УЧЕТОМ КОАГУЛЯЦИИ КАПЕЛЬ И КОНДЕНСАЦИИ ПАРОВ

А.Г. БАГДОЕВ, А.В. ШЕКОЯН

Институт механики НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 июля 2002 г.)

Рассмотрено распространение акустической волны в среде, состоящей из газа, пара и капель. Учтены эффекты коагуляции капель и конденсации паров на каплях. Выведено линейное дисперсионное уравнение. Получено более точное условие генерации инфразвука. Приведены формулы, описывающие изменение концентрации капель по размерам в зависимости от различных параметров, характеризующих волну и среду.

Введение

Задачи распространения акустической волны в атмосфере, содержащей капельную систему, изучаются давно, в первую очередь, в связи с их применением на практике. В [1-3] сделан обзор и обобщение опубликованных работ по данной теме. В первых исследованиях ограничивались изучением движений одной капли в атмосфере под влиянием акустической волны. Из этих работ следует, что капля в атмосфере под воздействием акустической волны увлекается воздушным потоком и начинает колебаться с отличной от газа скоростью и фазой.

При дальнейшем развитии теории учитывалось взаимодействие капель друг с другом посредством различных механизмов. Эти результаты подробно описаны в монографии [3], а также в более поздних работах [4-6]. При соударении капли могут укрупняться либо упруго отталкиваться. Первый случай более вероятен, когда соударяется маленькая капля с большой, а второй – при соударении двух больших капель.

Как указано в монографиях [7-9], капли совершают сложное хаотическое движение под воздействием броуновского, турбулентного движения газа, гравитационных и других сил. Могут возникнуть также коллективные взаимодействия [10], приводящие к усилению коагуляции (слияния) капель. Капельную систему можно описать методами, которые используются при изучении гетерогенных и композитных сред

[10-13]. Кроме того, такая капельная система напоминает молекулярный идеальный газ, неравновесное состояние которого описывается кинетическими уравнениями. Таким подходом описана капельная система в работах [7,14-15]. Обобщенное кинетическое уравнение выведено в статье [16], а в статье [14] численно решено кинетическое уравнение, с помощью которого определяются зависимости концентрации от размеров капель.

Кроме коагуляции, в поле акустической волны происходят также изменения температуры, давления, которые нарушают термодинамическое равновесие и воздействуют на процесс испарения и конденсации паров на каплях. Такие исследования проведены в работах [17-19]. В [18,19] изучена конденсация паров на каплях, используя уравнения термодинамики и гидродинамики. Показано, что при определенных условиях конденсация может генерировать инфразвук. В этих работах, в отличие от [1-3], предполагалось, что капли и воздух имеют одинаковые скорости.

Подытоживая вышеизложенное, можно утверждать, что воздух, состоящий из различных газов, паров (насыщенных и ненасыщенных) и капель, представляет сложную среду, где происходят различные физические процессы. Поэтому при изучении распространения акустической волны следует учитывать все эти явления с учетом их взаимодействия.

Целью настоящей статьи является развитие теории распространения акустической волны, которая учитывает все вышеизложенные механизмы взаимодействия.

Постановка задачи

Рассмотрим сплошную газовую среду, состоящую из газов, паров (насыщенных и ненасыщенных), в которой имеются капли жидкости. Предполагается, что в газовой среде распространяется акустическая волна, которая увлекает капли, заставляя их совершать колебательные движения, при которых капли могут соударяться и коагулировать, меняя первоначальное распределение концентрации капель по размерам.

Акустическая волна создает периодическое расширение и уплотнение газа, причем процесс происходит адиабатически с изменением температуры среды, что приводит к испарению и конденсации, разрушая первоначальное термодинамическое равновесие. Следует отметить, что все перечисленные процессы взаимосвязаны. Исходя из вышеизложенной физической картины, систему уравнений, описывающую эти процессы, можно записать в следующем виде:

$$\xi \rho_1 \frac{dV_d}{dt} + (1 - \xi) \rho_2 \frac{dv_2}{dt} = -\nabla P, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_2 \mathbf{v}_2 = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_v \mathbf{v}_2 = -\sigma(\rho_v - \rho_s) + q, \quad (3)$$

$$C_p \rho_2 \frac{dT}{dt} = \frac{dP}{dt} + L\sigma(\rho_v - \rho_s) + Q, \quad (4)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D}{r\rho_l}(\rho_v - \rho_s) + M + \frac{G_1}{r^2} \frac{dn}{dt}, \quad (5)$$

$$P = R\rho_2 T, \quad (6)$$

$$\sigma = 4\pi r n D, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n \mathbf{V}_d = - \int_0^\infty n(r') n(r) f(r', r) dr' + \frac{1}{2} \int_0^r n(r') n(r-r') f(r', r-r') dr', \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \rho_l \frac{d\mathbf{V}_d}{dt} = \frac{9\mu}{2r^2} (\mathbf{v}_2 - \mathbf{V}_d) + \rho_2 \frac{d\mathbf{v}_2}{dt} + \frac{1}{2} \rho_2 \left(\frac{d\mathbf{v}_2}{dt} - \frac{d\mathbf{V}_d}{dt} \right) + \\ + 6\sqrt{\pi\mu\rho_l} r^2 \int_{-\infty}^t \frac{d\mathbf{V}_d}{dt_1} \frac{dt_1}{\sqrt{t-t_1}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где \mathbf{v}_2 – скорость движения газа, P – давление в среде (одинаковое для всех фаз), ρ_2 – эффективная плотность воздуха, ρ_v – плотность пара, ρ_s – плотность насыщенного пара, Q , q и M – источники тепла, пара и капель, определяемые из уравнений (3), (4) и (5) в невозмущенном состоянии, T – температура, C_p – теплоемкость газа, L – удельная теплота конденсации, D – коэффициент диффузии пара, r – текущий радиус капель, ρ_l – плотность жидкости, n – концентрация капель, \mathbf{V}_d – скорость движения капель, f – число столкновений капель в единице объема в единицу времени, μ – динамический коэффициент вязкости газа, ξ – доля воды в единице объема, G_1 – коэффициент, обусловленный изменением радиуса капель из-за их коагуляции, R – газовая постоянная, t – время.

Предполагается, что массы воды плюс паров в единице объема сохраняются. В уравнении (9) не учитывается сила тяжести капель, так как она очень мала [3].

Решить систему уравнений (1)-(9) в общем виде не удастся из-за значительных математических трудностей. Поэтому приходится прибегать к упрощениям. В уравнении (8) интегральную часть можно заметить на $G\tilde{n}$, где G – коэффициент акустической коагуляции аэрозолей (капель). Это можно сделать, следуя [3] в предположении, что капельная система состоит из капель больших размеров с начальным радиусом r и концентрацией n_1 , причем $n_1 \ll n$, где n в данном случае есть концен-

трация малых капель. Большие капли являются центрами коагуляции, их число остается постоянным, меняется только n . Тогда $G_1 = (1/3)r_1^3 n_1^{-1}$, где r_1 – начальное значение радиуса малых капель.

Предполагается, что возмущения малы, поэтому можно уравнения (1)-(9) линеаризовать. Отклонение от термодинамически равновесного состояния тоже мало, так что $\rho_s(T, r)$ можно разложить в ряд Тейлора. Последние два слагаемых в (9) малы [3], поэтому ими можно пренебречь.

Учитывая вышесказанное, представляя искомые величины в виде $P = P_0 + \tilde{P}$, $\rho_2 = \rho_2^0 + \tilde{\rho}_2$, $\rho_v = \rho_v^0 + \tilde{\rho}_v$, $T = T_0 + \tilde{T}$, $r = r_0 + \tilde{r}$, $n = n_0 + \tilde{n}$, $\tilde{\rho}_s = \rho_s - \rho_s^0$, предполагая, что при $t=0$ $\mathbf{V}_d^0 = \mathbf{v}_2^0 = 0$, переходя к одномерному приближению и линеаризируя систему уравнений (1)-(9), получим

$$\xi \rho_l \frac{\partial \mathbf{V}_d}{\partial t} + (1-\xi) \rho_2^0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_2}{\partial t} + \rho_2^0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial x} = 0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho}_v}{\partial t} + \rho_v^0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial x} = & -4\pi D \left[r_0 \tilde{n} (\rho_v^0 - \rho_s^0) + n_0 \tilde{r} (\rho_v^0 - \rho_s^0) + \right. \\ & \left. + r_0 n_0 \tilde{\rho}_v - r_0 n_0 \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial T} \tilde{T} + \frac{\partial \rho_s}{\partial r} \tilde{r} \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \rho_2^0 C_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = & \frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} + 4\pi DL \left[(n_0 \tilde{r} + r_0 \tilde{n}) (\rho_v^0 - \rho_s^0) + \right. \\ & \left. + r_0 n_0 \tilde{\rho}_v - r_0 n_0 \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial T} \tilde{T} + \frac{\partial \rho_s}{\partial r} \tilde{r} \right) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \tilde{r}}{\partial t} = \frac{D}{r_0 \rho_l} \left\{ \tilde{\rho}_v - (\rho_v^0 - \rho_s^0) \frac{\tilde{r}}{r_0} - \left[\frac{(\gamma-1)T_0}{\rho_2^0} \frac{\partial \rho_s}{\partial T} \tilde{\rho}_2 + \frac{\partial \rho_s}{\partial r} \tilde{r} \right] \right\} + \frac{G_1}{r_0^2} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t}, \quad (14)$$

$$\tilde{T} = \frac{(\gamma-1)T_0}{\rho_2^0} \tilde{\rho}_2, \quad (15)$$

$$\tilde{\sigma} = 4\pi D (n_0 \tilde{r} + r_0 \tilde{n}), \quad (16)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + n_0 \frac{\partial \mathbf{V}_d}{\partial x} = -G \tilde{n}, \quad (17)$$

$$\rho_l \frac{\partial \mathbf{V}_d}{\partial t} = \frac{9\mu}{2r_0^2} (\mathbf{v}_2 - \mathbf{V}_d) + \rho_2^0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t}. \quad (18)$$

При выводе системы уравнений (10)-(18) было использовано разложение

$$\rho_s = \rho_s^0 + \frac{\partial \rho_s}{\partial T} (T - T_0) + \frac{\partial \rho_s}{\partial r} (r - r_0)$$

и учтено, что в исходном состоянии имеет место

$$q = 4\pi D r_0 n_0 (\rho_v^0 - \rho_s^0), \quad Q = -L \sigma_0 (\rho_v^0 - \rho_s^0), \quad M = -\frac{D}{r_0 \rho_l} (\rho_v^0 - \rho_s^0).$$

Дисперсионное уравнение

Решение системы уравнений (10)-(18) будем искать в виде плоской гармонической волны $\exp(ikx - i\omega t)$, причем для удобства сохраняем для амплитуд те же обозначения, что и для функций. Тогда получится следующее дисперсионное уравнение:

$$\frac{\omega^2}{k^2} \left[\xi \frac{\omega_1 - i\omega}{\omega_2 - i\omega} + 1 - \xi \right] - C^2 = (1 - \gamma) LN, \quad (19)$$

где

$$N = i\omega [\omega_4 \omega_6 - \omega^2 - i\omega(\omega_4 + \omega_5)]^{-1} (\omega_2 - i\omega)^{-1} (G - i\omega)^{-1} (\omega_5 - i\omega) \times \\ \times \left\{ (\delta_4 - \delta_1) [\omega_2 G - \omega^2 - i\omega(\omega_2 + G)] + (\omega + i\omega_1) \left[\frac{\delta_2 \omega \omega_4}{\omega_3} - i \left(\frac{\delta_2 \omega^2}{\omega_3} + \delta_5 \omega_4 \right) \right] \right\} + \\ + \left[\delta_4 + \frac{\delta_2 \omega^2 (\omega_1 - i\omega)}{\omega_3 (\omega_2 - i\omega) (G - i\omega)} \right], \quad (20)$$

$$\omega_1 = 9\mu (2\rho_2 r_0^2)^{-1}, \quad \omega_2 = 9\mu (2\rho_1 r_0^2)^{-1}, \quad \omega_3 = D r_0^{-2}, \quad \omega_4 = 4\pi D n_0 r_0,$$

$$\omega_5 = \frac{D}{\rho_1 r_0^2} \left(\rho_v^0 - \rho_s^0 + r_0 \frac{\partial \rho_s}{\partial r} \right), \quad \omega_6 = 2 \frac{D}{r_0 \rho_l} \frac{\partial \rho_s}{\partial r}, \quad \delta_1 = \frac{\rho_v^0}{\rho_2^0},$$

$$\delta_2 = \frac{n_0 G_1}{r_0^3}, \quad \delta_3 = \frac{\rho_l}{\rho_2^0}, \quad \delta_4 = \frac{T_0}{\rho_2^0} (\gamma - 1) \frac{\partial \rho_s}{\partial T}, \quad \delta_5 = \frac{\rho_v^0 - \rho_s}{\rho_l}.$$

В соотношениях (19), (20) ω_1 и ω_2 обусловлены стоковским трением. Коэффициент G характеризует кинетику, δ_2 – коагуляционный рост капель, а $\delta_4 - \delta_1$ и δ_5 – конденсацию. Остальные коэффициенты обусловлены диффузией капель, δ_3 характеризует водность.

Если нет конденсации паров, следует положить в (19) $L = 0$ и можно получить дисперсионное соотношение и коэффициент поглощения, обусловленные наличием в газе капель, которые под воздействием акустической волны колеблются и воздействуют на волну, приводя к дисперсии и диссипации. В этом приближении взаимодействие капель между собой мало и не учитывается, что выполняется при достаточно малой концентрации капель. Дисперсионное соотношение и коэффици-

ент диссипации имеют вид

$$K_0 = \frac{\omega}{C} a, \quad \alpha = \frac{\omega(\omega_1 - \omega_2)}{2C(\omega_2^2 + \omega^2)} \xi, \quad a = 1 + \frac{\omega_2(\omega_1 - \omega_2)}{(\omega_2^2 + \omega^2)} \xi. \quad (21)$$

Так как всегда $\rho_1 > \rho_2$, то $\omega_1 > \omega_2$, и капельная система приводит к диссипации акустической волны.

Когда $L \neq 0$, то дисперсионное уравнение (19) будем исследовать для случаев а) $n_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 10^{-4} \text{ см}$ и б) $n_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 10^{-3} \text{ см}$ для двух диапазонов частот $\omega \geq 100 \text{ с}^{-1}$ и $\omega \leq 1 \text{ с}^{-1}$. Характерные величины, пользуясь исходными данными работ [3,7,19], можно взять в виде $LC^{-2} \approx 20$, $\xi \approx 10^{-3}$, $G \approx 1 \text{ с}^{-1}$,

$$\text{а) } \omega_1 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_2 \approx 4 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_3 \approx 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_4 \approx 2 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_5 \approx 2 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1},$$

$$\omega_6 \approx 4 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}, \quad \delta_1 \approx 10^{-2}, \quad \delta_2 \approx 30, \quad \delta_3 \approx 10^2, \quad \delta_4 \approx 9 \cdot 10^{-2}, \quad \delta_5 \approx 10^{-10};$$

$$\text{б) } \omega_1 \approx 4 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_2 \approx 4 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_3 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_4 \approx 2 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_5 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1},$$

$$\omega_6 \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad \delta_1 \approx 10^{-2}, \quad \delta_2 \approx 3, \quad \delta_3 \approx 10^3, \quad \delta_4 \approx 9 \cdot 10^{-2}, \quad \delta_5 \approx 10^{-10}.$$

Напишем волновое число в виде $k = K_0 + K_1 + i\alpha$, где K_1 - дисперсия, обусловленная конденсацией, диффузией паров и коагуляцией капель. В случае а) при частоте $\omega \geq 100 \text{ с}^{-1}$ упрощение выражений (19) и (20) дает для K_1 и α следующие выражения:

$$K_1 = \frac{La\omega^{-1}(\gamma-1)}{2C^3(\omega^2 + \omega_2^2)} \left[-\delta_1(\omega^4 + \omega^2\omega_2^2) - \delta_4\omega_5(\omega_4 + \omega_5)(\omega^2 + \omega_2^2) + \frac{\delta_2\omega^2\omega_1}{\omega_3}(\omega_5^2 + \omega_4^2 + \omega_4\omega_5) \right], \quad (22)$$

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2aC(\omega_2^2 + \omega^2)} \left\{ (\omega_1 - \omega_2)\xi + \frac{(\gamma-1)La^2}{\omega^2 C^2} [(\delta_4 - \delta_1)\omega_4(\omega^2 + \omega_2^2) - \frac{\delta_2}{\omega_3}[\omega^2 + \omega_1(\omega_2 + G)](\omega_4^2 + \omega_4\omega_5 + \omega_5^2)] \right\}. \quad (23)$$

Если в (23) положить $L = 0$, то получится (21).

В случае б), но при частоте $\omega \approx 1 \text{ с}^{-1}$ упрощения (19) и (20) дают следующие выражения:

$$K_1 = \frac{La\omega(\gamma-1)}{2C^3} \left[\delta_4 - \frac{(\delta_4 - \delta_1)\omega^2}{G^2 + \omega^2} \right], \quad (24)$$

$$\alpha = \frac{\omega^2(\omega_1 - \omega_2)}{2aC(\omega_2^2 + \omega^2)}\xi + \frac{aL(\gamma - 1)}{2C^3(G^2 + \omega^2)} \left\{ (\delta_4 - \delta_1) \left[(\omega^2 + G^2)(\omega_4 + \omega_5) - \omega^2 G \right] + \frac{\omega^4 \delta_2 \omega_1}{\omega_2 \omega_3} \right\}. \quad (25)$$

Если в (25) пренебречь коагуляцией, то есть принять $G = \delta_2 = 0$ и еще считать $\xi = 0$, то условие усиления ($\alpha < 0$) совпадает с [18]. Из (23) и (25) видно, что, в отличие от [18], усиление волны может быть при $\delta_4 > \delta_1$, что обусловлено коагуляцией.

В случае б) при частоте $\omega \geq 100^{-1} \text{ с}^{-1}$ упрощение формул (19) и (20) для K_1 и α приводит к (22) и (23). В этом случае коагуляция усиливает диссипацию, а достаточным условием усиления будет $\delta_4 < \delta_1$. При $\delta_4 > \delta_1$ коагуляция может привести к усилению. В [18] это условие является необходимым и достаточным.

В случае б), но при частоте $\omega \approx 1 \text{ с}^{-1}$ получаются следующие формулы:

$$K_1 = \frac{\omega(\gamma - 1)La \left[(\omega_2 G - \omega^2)^2 + \omega^2(\omega_2 + G)^2 \right] (\omega^2 \delta_1 + \omega_4^2 \delta_4)}{2C^3(\omega_2^2 + \omega^2)(G^2 + \omega^2)(\omega_2^2 + \omega^2)}, \quad (26)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{2aC} \left\{ \frac{\omega(\omega_1 - \omega_2)}{\omega_2^2 + \omega^2} \xi + \frac{(\gamma - 1)La^2}{C^2(\omega_2^2 + \omega^2)(G^2 + \omega^2)} \left[\frac{\delta_2 \omega^3 \omega_1 (G + \omega_2)}{\omega_3} + \frac{\omega \omega_4 (\delta_4 - \delta_1)}{\omega^2 + \omega_4^2} \left[(\omega_2 + G)^2 \omega^2 + (\omega_2 G - \omega^2)^2 \right] \right] \right\}. \quad (27)$$

Если в (25) положить $\xi = G = \delta_2 = 0$, то с точностью до малых членов (они существенны при $\omega \approx 10^{-1} \text{ с}^{-1}$) оно совпадает с решением работы [19], при этом для $\delta_4 < \delta_1$, $\alpha < 0$ условие усиления совпадает с условием, выведенным в [18]. Формула (27) обобщает условие $\alpha < 0$, выведенное в [18, 19], показывая существенную роль коагуляции, когда условие $\delta_4 < \delta_1$ является необходимым, но не достаточным.

Влияние акустической волны на размеры и концентрацию капель

При изучении влияния акустической волны на облако и туманы важно знать, как интенсивность акустической волны влияет на размеры капель, а также как распределение капель по размерам меняется под воздействием волны.

В данном параграфе мы приведем связь между безразмерными амплитудой концентрации газа и величиной размеров капель, а также связь концентраций капель с размерами капель. Они имеют вид

$$\left| \frac{\tilde{\rho}_2}{\rho_2^0} \right| = M_1(\omega, \omega_i, \delta_i) \left| \frac{\tilde{r}}{r_0} \right|, \quad (28)$$

где

$$\begin{aligned}
 M_1 = & \frac{\delta_3}{\omega} \left[(\omega_4 \omega_6 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\omega_4 + \omega_5)^2 \right]^{1/2} (\omega_2^2 + \omega^2)^{1/2} (G^2 + \omega^2)^{1/2} \times \\
 & \times \left\{ [-(\delta_4 - \delta_1) - (\omega_2 G - \omega^2) \omega_3 + \delta_2 \omega^2 \omega_4 + \omega_1 (\delta_2 \omega^2 + \delta_5 \omega_3 \omega_4)]^2 + \right. \\
 & \left. + \omega_3^2 \left[\frac{\delta_2 \omega_1 \omega \omega_4}{\omega_3} - (\delta_4 - \delta_1) (\omega_2 + G) \omega - \omega \left(\frac{\delta_2 \omega^2}{\omega_3} + \delta_5 \omega_4 \right) \right]^2 \right\}^{-1/2} \\
 & \left| \frac{\tilde{n}_1}{n_0} \right| = M_2(\omega, \omega_1, \delta_1) \left| \frac{\tilde{r}}{r_0} \right|, \quad (29)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 M_2 = & (\omega_1^2 + \omega^2)^{1/2} \left[(\omega_4 \omega_6 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\omega_4 + \omega_5)^2 \right]^{1/2} \left\{ [\omega_1 \delta_2 \omega \omega_4 - \right. \\
 & \left. - \delta_4 (\omega_2 + G) \omega \omega_3 - \omega (\delta_2 \omega^2 + \delta_5 \omega_4 \omega_3) - \delta_1 \omega \omega_3 (\omega_2 + G)]^2 + \right. \\
 & \left. + \left[\delta_4 (\omega_2 G - \omega^2) \omega_3 + \omega^2 \delta_2 \omega_4 + \omega_1 (\delta_2 \omega^2 + \omega_3 \omega_4 \delta_5) + \omega_3 \delta_1 \left(\frac{G}{2} - \omega \right) \omega^2 \right]^2 \right\}^{-1/2}.
 \end{aligned}$$

Оценим величины M_1 и M_2 , пользуясь данными в случаях а) и б), указанными выше. Мы дадим оценки M_i в обоих случаях для частот $\omega = 100 \text{ с}^{-1}$ и $\omega = 10 \text{ с}^{-1}$.

$$\text{а) } \omega = 100 \text{ с}^{-1}, \quad M_1 = 0,04, \quad \omega = 10 \text{ с}^{-1}, \quad M_1 = 0,005,$$

$$\text{б) } \omega = 100 \text{ с}^{-1}, \quad M_1 = 5, \quad \omega = 10 \text{ с}^{-1}, \quad M_1 = \frac{2}{5}.$$

Отсюда видно, что в случае б) при большой частоте увеличение радиуса капель очень мало, при малых частотах оно возрастает приблизительно в десять раз. А в случае а) даже при больших значениях частоты увеличение радиуса капель довольно большое, а при малых частотах очень велико, что согласуется с условием выпадания осадков в [14].

Поскольку имеют место соотношения акустики $|\tilde{\rho}_2 / \rho_2^0| = v_2 / C$, $\rho_2^0 v_2^2 C = J$, где J - интенсивность волны, то можно для данной интенсивности волны получить ее связь с $|\tilde{r} / r_0|$, что важно для расчетов выпадения осадков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.А.Фукс. Механика аэрозолей. М., изд. АН СССР, 1955.
2. Н.А.Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., изд. АН СССР, 1958.

3. Е.П.Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М., изд. АН СССР, 1963.
4. Д.Б.Дианов, А.А.Подольский, В.И.Турубаров. Акустический ж., 13, 367 (1967).
5. В.И.Тимашенко. Акустический ж., 16, 570 (1970).
6. М.А.Мионов. Акустический ж., 22, 941 (1976).
7. А.Х.Хргян. Физика атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1969.
8. Э.Э.Госсард, У.Х.Хук. Волны в атмосфере. М., Мир, 1978.
9. Л.Г.Качурин. Физические воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеоиздат, 1978.
10. Б.Е.Немцов, В.Я.Эйдман. Акустический ж., 35, 882 (1989).
11. Р.И.Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М., Наука, 1978.
12. А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян. Акустический ж., 45, 149 (1999).
13. В.И.Ерофеев. Волновые процессы в твердых телах с микроструктурой. М., изд. МГУ, 1999.
14. М.Р.Foster, Y.C.Pfaum. J. of Geophysical Research, 93, 747 (1988).
15. В.И.Смирнов. Труды ЦАО, вып. 47. М., Гидрометеоиздат, с.33, 1963.
16. В.М.Буйков. Труды ВНМС, 5, 122-128 (1963).
17. Э.Л.Александров, Ю.С.Седунов. Труды инст. геофизики, вып.1, 25-35 (1965).
18. Б.Е.Немцов. Доклады АН СССР, 314, 355 (1990).
19. С.Н.Нетреба. Изв. РАН, Физика атмосферы и океана, 33, 412 (1997).

ՉԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ՄԹՆՈԼՈՐՏՈՒՄ
ԿՈԱԳՈՒԼԱՄԱՆ ԵՎ ԿՈՆԴԵՆՍԱՑՄԱՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԸ

Ա.Գ. ԲԱԳԴՅԱՆ, Ա.Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Դիտարկված է ձայնային ալիքի տարածումը միջավայրում, որը բաղկացած է գազից, գոլորշիներից և հեղուկի կաթիլներից: Հաշվի են առնվում կաթիլների կոագուլումը և գոլորշիների կոնդենսացումը կաթիլների վրա: Արտածված է զծային դիսպերսային հավասարումը:

PROPAGATION OF ACOUSTIC WAVES IN THE ATMOSPHERE
WITH ALLOWANCE FOR THE COAGULATION
OF DROPS AND CONDENSATION OF VAPORS

A.G. BAGDOEV, A.V. SHEKOYAN

The propagation of acoustic waves in media containing gas, vapor and drops is considered. The effects of coagulation of drops and condensation of vapor on the drops are taken into account. The linear dispersion equation is derived. The more accurate condition of infrasonic generation is obtained. The formulas describing the variation of drop concentration on sizes as a function of various characteristic parameters of the wave and medium are presented.

УДК 534.29

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ДИСКРИМИНАТОР ЭНЕРГИИ ДЛЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 100 кэВ

Л.А. КОЧАРЯН, С.О. АРУТЮНЯН, А.Л. КОЧАРЯН, А.К. ЯГУБЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 октября 2002 г.)

Предложен низкофоновый, быстродействующий, с высоким разрешением кристаллический дискриминатор энергии на основе монокристалла кварца для выделения из сложного спектра радиоактивных источников гамма-излучения нужной энергии и управления его параметрами. Работа дискриминатора основана на явлениях дифракции и полной переноски проходящего излучения данной энергии в направлении дифракции под воздействием температурного градиента или акустического поля.

Во многих экспериментах, в частности, в экспериментах по эффекту Мессбауэра требуется дискриминация по энергии, т.е. возможность выделить из сложного спектра мессбауэровского источника гамма-кванты нужной энергии. Для этой цели используется электронный амплитудный дискриминатор импульсов, который устанавливается после детектора гамма-квантов. Так как разрешающая способность применяемых в экспериментах детекторов недостаточна для разрешения сложных спектров, то получается наложение линий различных энергий. Когда окно электронного амплитудного дискриминатора импульсов устанавливается на соответствующий участок спектра источника излучения, чтобы выделить интересующую линию, одновременно с какой-то эффективностью регистрируется и другое излучение, создающее фон. Отношение полезных импульсов к фону зависит от разрешающей способности детектора и его эффективности. Обычно в мессбауэровских экспериментах применяются сцинтилляционные, пропорциональные, полупроводниковые детекторы, эффективные в различных энергетических диапазонах. Применение резонансного детектора, не требующего амплитудной дискриминации импульсов, ограничено, так как в этом случае необходимо иметь большую величину сечения резонансного захвата гамма-лучей.

В настоящей работе предлагается низкофоновый, быстродействующий, с высоким разрешением, кристаллический дискриминатор

энергии на основе монокристалла кварца для выделения из сложного спектра радиоактивных источников гамма-излучения нужной энергии, который в экспериментах заменит электронный амплитудный дискриминатор импульсов.

Как в ранних работах, так и в работах [1,2] показано, что с помощью температурного градиента или акустического поля можно эффективно управлять параметрами дифрагированного рентгеновского излучения. Аналогичные эксперименты проведены нами и для высокомонокроматического гамма-излучения, испускаемого радиоактивными источниками, и получено, что с помощью температурного градиента или акустического поля, создаваемого в некоторых монокристаллах, интенсивность дифрагированного гамма-излучения можно увеличить вплоть до полной переброски проходящего пучка в дифрагированное направление. При этом имеет место также управляемая фокусировка дифрагированного излучения и увеличение прозрачности кристалла для дифрагированного пучка. Полученные результаты использованы для создания кристаллического дискриминатора, который позволяет выделить из сложного энергетического спектра радиоактивных источников линии нужной энергии без применения электронного дискриминатора. Ниже приводится сущность предлагаемого метода и принцип работы дискриминатора энергии.

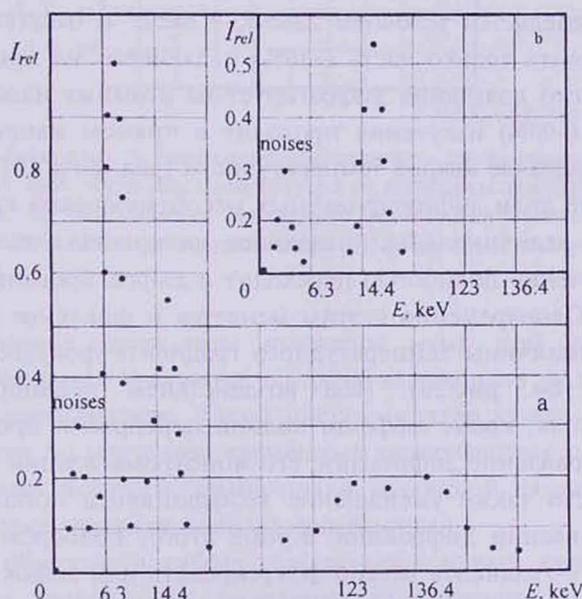


Рис.1. Энергетический спектр источника Co^{57} , полученный сцинтилляционным детектором: а) до кристаллического дискриминатора, б) после дискриминатора.

Работа дискриминатора основана на дифракционном методе выделения из сложного спектра излучения источника линии нужной энергии с одновременным усилением интенсивности дифрагированного пучка, его фокусировкой или дефокусировкой с помощью создаваемого в кристалле-дискриминаторе температурного градиента или акустического поля определенной величины и направления. В качестве источника высокомономохроматических гамма-квантов использован мессбауэровский источник Co^{57} , в энергетическом спектре которого присутствуют линии с энергиями: $E_1 = 6,3$ кэВ; $E_2 = 14,4$ кэВ; $E_3 = 123$ кэВ; $E_4 = 136,4$ кэВ (см. рис.1а). В качестве кристаллического дискриминатора выбран монокристалл пьезокварца в виде дискообразной пластинки толщиной $d = 0,3$ мм, установленный на гониометрическом устройстве. С помощью нагревательного элемента в монокристалле кварца создается температурный градиент. Коллимированное гамма-излучение падает на монокристалл кварца, установленный под углом Брэгга к падающему пучку, и дифрагирует в геометрии Лауэ на его атомных плоскостях. Для выделения из спектра источника мессбауэровской линии с энергией $E_2 = 14,4$ кэВ ($\Delta E/E = 10^{-12}$) выбирается соответствующая атомная плоскость и угол Брэгга. Дифрагированное излучение регистрируется сцинтилляционным детектором, а импульсы от детектора анализируются многоканальным анализатором. Связь между выделяемой из спектра энергией излучения (E), углом Брэгга (Θ_B) и межплоскостным расстоянием (d) определяется условием $2d\sin\Theta_B = nhc/E$. В отсутствие температурного градиента только часть (~10%) падающего на кристалл кварца мессбауэровского излучения дифрагирует на атомных плоскостях, а основная часть (~90%) излучения проходит в прямом направлении. При создании в кристалле кварца температурного градиента ($\Delta T/\Delta X$) происходит увеличение доли дифрагированных мессбауэровских квантов, и при определенной величине $\Delta T/\Delta X$ падающее на кристалл кварца мессбауэровское излучение полностью переходит в дифрагированное направление (рис.2а). Одновременно с этим меняется и фокусное расстояние: с увеличением величины температурного градиента фокусное расстояние уменьшается (см. рис.2б). Под воздействием неоднородного температурного поля, кроме эффекта полной переброски проходящего излучения в направление дифракции, его мономохроматизации и фокусировки, имеет место также уменьшение коэффициента поглощения кристалла в направлении дифракции. Кроме этого, подбором направления температурного градиента можно фокусировать или дефокусировать пучок за выходной поверхностью кристаллического дискриминатора. В предлагаемом методе кристаллический дискриминатор располагается перед детектором и на детектор падает только отобранное дискриминатором излучение нужной энергии. Детектор в этом методе располагается под углом $2\Theta_B$ к падающему излучению и не «видит» источника излуче-

ния и поэтому фон от других линий отсутствует (см. рис.1б). Разрешающая способность дискриминатора зависит от ширины кривой качания дифрагированного пучка ($\Delta\theta_p$). Для применяемого кристалла-дискриминатора ширина кривой качания равна 10-20 угловых секунд (для кристаллов высокого качества ширина кривой качания равна нескольким угловым секундам) и в этом случае кристаллический дискриминатор позволяет разделить линии, отличающиеся по энергии на несколько десятков электронвольт и выделить из сложного энергетического спектра источника нужную линию.

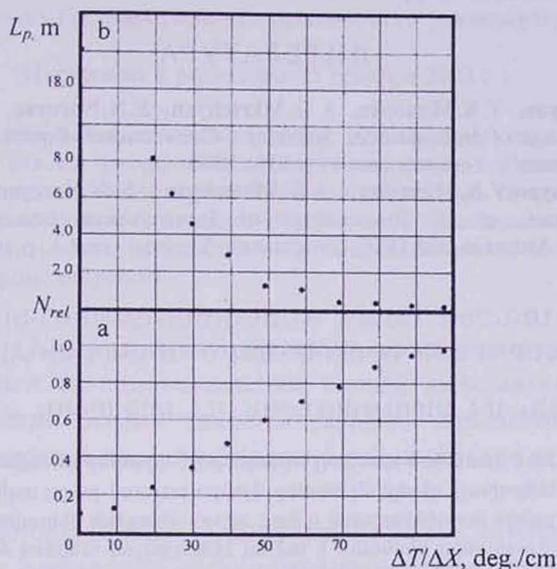


Рис.2. а) Зависимость относительной скорости счета гамма-квантов с $E_2 = 14,4$ кэВ после дискриминатора от величины температурного градиента, б) Зависимость фокусного расстояния гамма-пучка с $E_2 = 14,4$ кэВ после дискриминатора от величины температурного градиента.

Аналогичные результаты получены нами при использовании вместо температурного градиента ультразвукового поля, возбуждаемого в кварцевом дискриминаторе. Такой дискриминатор можно использовать в экспериментах по изучению временных характеристик процессов, так как он позволяет получить гамма-пучки различной формы и длительности, задаваемые ультразвуковыми колебаниями.

Таким образом, в работе предлагается новый кристаллический дискриминатор энергии для выделения из сложного энергетического спектра радиоактивных источников гамма-квантов нужной энергии практически без потери их интенсивности, который заменит в экспериментах электронный дискриминатор импульсов. Предлагаемый дискриминатор имеет ряд преимуществ по сравнению с электронным дискри-

минатором: большое быстродействие, высокое энергетическое разрешение, низкий фон, высокая стабильность и надежность, простота в изготовлении. Он позволяет управлять интенсивностью и угловой расходимостью выделенного излучения, фокусировать или дефокусировать пучок и в больших пределах менять фокусное расстояние. Это делает его привлекательным для использования в мессбауэровских экспериментах и в тех областях экспериментальной науки и техники, где требуется выделить из сложных энергетических спектров источников излучений монохроматическое излучение нужной энергии и управлять его параметрами в пространстве и во времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.R.Mkrtchyan, V.K.Mirzoyan, A.G.Mkrtchyan, S.N.Noreyan, L.A.Kocharyan, et al. Proceedings of International Seminar "Conversional Potential of Armenia and ISTC Programs", Yerevan, part I, p.139, 2000.
2. A.R.Mkrtchyan, V.K.Mirzoyan, A.G.Mkrtchyan, S.N.Noreyan, A.S.Melkonyan, L.A.Kocharyan, et al. Proceedings of International Seminar "Conversional Potential of Armenia and ISTC Programs", Yerevan, part I, p.147, 2000.

ՄԻՆՉԵՎ 100 կԷՎ ԳԱՄՄԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԴԻՍԿՐԻՄԻՆԱՏՈՐ

Լ.Ա. ԶՈՉԱՐՅԱՆ, Ս.Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Լ. ԶՈՉԱՐՅԱՆ, Հ.Կ. ՅԱԳՈՒԲՅԱՆ

Առաջարկված է ցածր ֆոն ունեցող, արագագործ և բարձր լուծելիության կվարցի միաբյուրեղի հիմքով էներգիայի դիսկրիմինատոր մյուսբաուերյան բարդ սպեկտրից տվյալ էներգիայով ճառագայթման առանձնացման և նրա պարամետրերի ղեկավարման համար: Դիսկրիմինատորի աշխատանքը հիմնված է տվյալ էներգիայով անցնող ճառագայթման դիֆրակցիայի և դիֆրակցիայի ուղղությամբ լրիվ վերամղման երևույթների վրա ջերմային գրադիենտի կամ ակուստիկ դաշտի ազդեցությամբ:

CRYSTALLINE ENERGY DISCRIMINATOR FOR UP TO 100 keV GAMMA RAYS

L.A. KOCHARYAN, S.H. HARUTYUNYAN, A.L. KOCHARYAN, A.K. YAGUBYAN

We propose a low-background, high-speed, high-resolution, quartz single crystal-based energy discriminator for extraction of a certain energy out of a complex spectrum of gamma-sources and for controlling its parameters. The operation of the discriminator relies on the phenomena of the diffraction and total transfer of the passing given-energy radiation into the diffraction direction under influence of a temperature gradient or an acoustic field.

УДК 537.226

ОСОБЕННОСТИ РОСТА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛИТОВ ПРИ ОТЖИГЕ ПОЛИХЛОРОПРЕНА

З.А. ГРИГОРЯН, А.М. МАШУРЯН

Горисский филиал Государственного инженерного университета Армении

(Поступила в редакцию 25 декабря 2002 г.)

Кинетическими исследованиями установлены два температурных интервала отжига аморфно-кристаллического полихлоропрена с отличающимися механизмами кристаллизации. Показано существование двух температур плавления, которые обусловлены плавлением кристаллов со сложными цепями и кристаллов с выпрямленными, бесконечно длинными макромолекулами.

Известно [1,2], что отжиг аморфно-кристаллических полимеров может приводить к их кристаллизации. Одним из возможных способов кристаллизации при отжиге является развитие дополнительных кристаллитов на рельефной поверхности регулярных складок основных кристаллитов [2].

Целью настоящей работы было исследование кинетических и термодинамических параметров дополнительной кристаллизации полихлоропрена в двух температурных интервалах отжига.

Кинетические исследования дополнительной кристаллизации полихлоропрена, полученного низкотемпературной полимеризацией при $T = 283\text{K}$, проводились в интервале температур кристаллизации и плавления с помощью изотермического микрокалориметра типа Кальве-200. Термограммы плавления получали методом дифференциального термического анализа на приборе марки Паулик, Паулик Эрдей при скорости подогрева 2.5 град/мин после кристаллизации при отжиге аморфно-кристаллических ПХП. Изотермическую кристаллизацию при отжиге осуществляли в течение 4 часов.

Исследования показали зависимость скорости кристаллизации при отжиге от температуры исходной изотермической кристаллизации. На рис.1 приведена зависимость скорости кристаллизации от температуры отжига, где $\tau_{0,5}$ – полупериод дополнительной кристаллизации. Из рис.1 (кривая 1) видно, что для ПХП, закристаллизованных вблизи температуры максимальной скорости изотермической кристаллизации, которая составляет 273K , во всем температурном интервале отжига наблю-

дается мономаксимум скорости дополнительной кристаллизации. Для более высоких температур изотермической кристаллизации на рис.1 (кривые 2 и 3) наблюдаются два максимума скорости дополнительной кристаллизации в зависимости от температуры отжига.

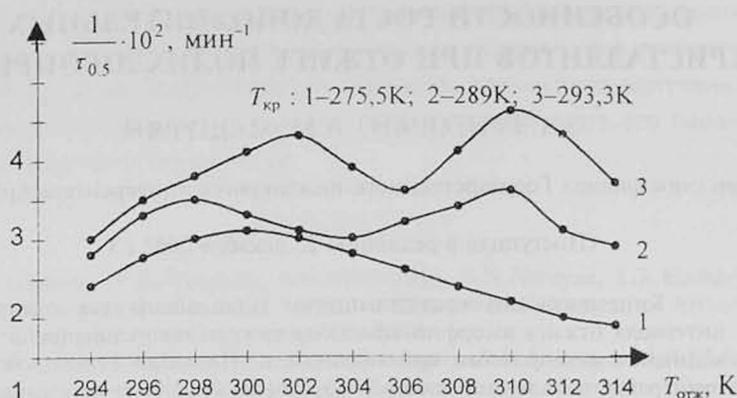


Рис.1. Зависимость скорости кристаллизации от температуры отжига ПХП.

Необходимо отметить, что повышение температуры отжига по сравнению с температурой изотермической кристаллизации приводит к увеличению подвижности кинетических элементов аморфных межкристаллитных областей, что является причиной дополнительной кристаллизации на поверхности кристаллитов [2]. Причем отличия условий кристаллизации в двух температурных интервалах отжига, связанные с рекристаллизацией при отжиге в интервале температур плавления, являются основной причиной, определяющей возможность двух способов развития дополнительных кристаллитов [3].

Два способа развития дополнительных кристаллитов, образующихся в двух температурных интервалах кристаллизации при отжиге, которые характеризуются появлением двух максимумов скорости дополнительной кристаллизации, наиболее полно описываются результатами исследований дополнительной температуры отжига (рис.2). Из рис.2 видно, что для ПХП существуют две температуры плавления наиболее совершенных дополнительных кристаллитов, которые получены в зависимости дополнительной температуры плавления ($T_{пл}^д$) от температуры отжига ($T_{отж}$) на $T_{пл}^д = T_{отж}$.

На рис.2 кривые 1-3 и 1'-3' получены при отжиге аморфнокристаллических ПХП, закристаллизованных изотермически при различных температурах. Из рис.2 следует разделение на два интервала: 294-304К и 306-314К, в которых наблюдается линейное возрастание дополнительной температуры плавления с ростом температуры отжига.

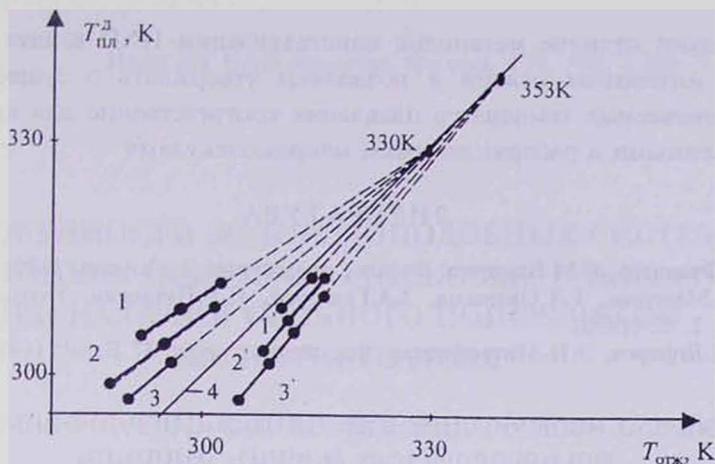


Рис.2. Зависимость дополнительной температуры плавления от температуры отжига ПХП, изотермически закристаллизованного при: 1 и 1' - 278,3К; 2 и 2' - 283К; 3 и 3' - 289К и 4 - $T_{пл}^д = T_{отж}$.

Из рис.2 (кр.1-3) видно, что линейная зависимость при отжиге в интервале 294–304К аппроксимируется на $T_{пл}^д = T_{отж}$ (кр.4), что, как и для основных кристаллитов, составляет $T_{пл}^д = 330\text{К}$. Этот температурный интервал отжига совпадает с температурой изотермической кристаллизации полимера и с начальными значениями температурного интервала плавления. В этом температурном интервале отжига дополнительные кристаллиты образуются на поверхности основных кристаллов со сложными цепями. Следовательно, дополнительные кристаллиты тоже будут иметь схожее строение, так как они имеют ту же температуру плавления.

Второй температурный интервал отжига (306–314К) находится в интервале температур плавления, где $T_{пл}^д < T_{отж}$ (кр.1'–3'), а линейная зависимость аппроксимируется на $T_{пл}^д = T_{отж}$ (кр.4) и составляет $T_{пл}^д = 353\text{К}$. Это обусловлено тем, что при отжиге в интервале температур плавления в начальной стадии происходит частичное плавление основного кристаллита, которое сопровождается уменьшением количества регулярных складок на его поверхности. После этого над поверхностью основного кристаллита развивается дополнительный кристаллит, и с уменьшением числа регулярных складок, с приближением к равновесным условиям отжига, между ними все больше нивелируется влияние границы раздела на температуру плавления. При отжиге в интервале температур плавления, в предельном случае, образуется единый кристаллит с выпрямленными, бесконечно длинными макромолекулами, температура плавления которого является равновесной или истинной.

Таким образом, приведённые результаты достаточно полно ха-

рактизуют отличие механизма кристаллизации ПХП в двух температурных интервалах отжига и позволяют утверждать о существовании двух равновесных температур плавления соответственно для кристаллов со сложенными и распрявленными макромолекулами.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Я.Френкель, Г.М.Бартенев. Физика полимеров. Л., Химия, 1990.
2. А.М.Машурян, Г.Т.Ованесов, З.А.Григорян, П.Г.Петросян. Ученые записки ЕГУ, 2, 52 (1998).
3. М.Ш.Ягфаров, Э.П.Митрофанова. Высокомол. соед., 27 Б, 805 (1986).

ԼՐԱՅՈՒՅԻՉ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱՃԻ ԱՌԱՆՉՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՊՈԼԻԷՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ԹՐՇՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ջ.Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա.Մ. ՄԱՇՈՒՐՅԱՆ

Կինետիկ ուսումնասիրություններով հաստատված է ամորֆ-բյուրեղական պոլիկլորոպրենի թրծման երկու ջերմաստիճանային միջակայքերի գոյությունը, որտեղ տարբերվում են լրացուցիչ բյուրեղացման մեխանիզմները: Յույց է տրված մաս երկու տարբեր հալման ջերմաստիճանների առկայությունը, որոնցից մեկը պայմանավորված է դարսված, իսկ մյուսը՝ ուղղված շղթաներով բյուրեղների հալմամբ:

FEATURES OF GROWTH OF PADDING CRYSTALLITES AT A BAKE OUT OF POLYCHLOROPRENE

Z.A. GRIGORYAN, A.M. MASHURYAN

The kinetic studies establish two temperature intervals of a bake out of amorphous-crystalline duprene rubber with the distinguished dodge of a crystallization. The existence of two melting points is shown. These two equilibrium temperatures of melting are conditioned by melting of an indefinitely major chip with folded circuits and chip with straightened indefinitely lengthy macromolecules.

УДК 621.315

ОСОБЕННОСТИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ СИСТЕМ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С.Л. АРУТЮНЯН

Государственный инженерный университет Армении

Гюмрийский образовательный комплекс

(Поступила в редакцию 2 октября 2002 г.)

Исследованы особенности водородоподобных систем в тонкой размерно-квантованной полупроводниковой пленке при наличии сильного поперечного магнитного поля. При помощи одного вариационного параметра (который характеризует радиус локализации) определены энергетический спектр и волновые функции как основного, так и возбужденных состояний водородоподобных систем.

Введение

В последние два десятилетия в результате многочисленных теоретических и экспериментальных работ твердо установлено наличие уникальных свойств низкоразмерных наноструктур (см. [1-3]). Среди них особое место занимают размерно-квантованные тонкие полупроводниковые пленки (QWs), которые в настоящее время наиболее изучены и уже нашли широкое практическое применение [4,5]. В тонких полупроводниковых пленках из-за сильной локализации квазичастиц в направлении размерного квантования изменяется не только энергетический спектр свободных носителей, но и электронов, связанных на притягивающих кулоновских центрах (экситоны, мелкие примесные центры) [4].

Роль ограничивающих поверхностей и зависимость энергии связи водородоподобной системы от толщины пленки изучались еще в работе [6]. Однако впервые наиболее полная и строгая теория была разработана в [7], где доказано, что если боровский радиус водородоподобной системы $a_0 = \epsilon \hbar^2 / \mu e^2$ и толщина пленки d удовлетворяют условию $a_0 \gg d$, то взаимодействие осуществляется в плоскости пленки и потенциал взаимодействия $V(\rho)$ имеет вид

$$V(\rho) = -\frac{e^2}{\chi\rho}, \quad (1)$$

где $\chi = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 / 2$, ρ – проекция расстояния между зарядами в плоскости пленки ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – соответственно, диэлектрические постоянные подложки и окружающей среды).

С другой стороны, спектроскопические исследования диамагнитных экситонов [8-10] стимулировали появление целого цикла теоретических работ, посвященных изучению водородоподобных систем в сильных однородных магнитных полях. Однако, как правило, во всех этих работах в конечном итоге была использована основополагающая идея, предложенная в работе [10].

Если сильное магнитное поле с напряженностью H направлено вдоль оси z и удовлетворяется соотношение

$$\frac{a}{a_0} \ll 1, \quad (2)$$

где $a = (\hbar c / eH)^{1/2}$ – радиус циклотронной орбиты, то критерий (2) будет соответствовать условию применимости адиабатического приближения. В этом приближении движение частицы в магнитном поле с приведенной массой μ можно считать быстрым по сравнению с движением в кулоновском поле. Тогда в цилиндрических координатах уравнение Шредингера распадается на пару уравнений. Первое из них описывает поперечное по полю движение частицы в плоскости ρ, φ , когда пренебрегаем кулоновским потенциалом и учитывается только влияние магнитного поля. Второе уравнение описывает движение частицы вдоль поля, где отсутствует влияние магнитного поля и действует эффективный потенциал, полученный усреднением трехмерного кулоновского потенциала по поперечным волновым функциям.

Описанный традиционный приближенный метод теории диамагнитных экситонов не применим при исследовании водородоподобных систем в QWs структурах, когда внешнее сильное магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пленки. Действительно, если для векторного потенциала \mathbf{A} использовать калибровку $\mathbf{A} = \frac{1}{2}[\mathbf{Hr}]$ [11], то с учетом формулы (1), для радиальной части волновой функции, описывающей относительное движение частиц, получается уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} - \frac{m^2}{\rho^2} R \right) + \frac{\hbar\omega}{2} mR + \frac{\mu\omega^2 \rho^2}{8} R - \frac{e^2}{\chi\rho} R = E_0 R, \quad (3)$$

где m – азимутальное квантовое число, $\omega = eH / \mu c$ – ларморовская частота, $E_0 = E - \Delta / 2 - E_n(d)$, E_0 – энергия относительного движения, $E_n(d)$

– энергия размерного квантования (энергия отсчитывается от середины запрещенной зоны Δ).

Из (3) следует, что специфика последней задачи заключается в том, что и кулоновский потенциал взаимодействия между парой (см. формулу (1)), и магнитное взаимодействие осуществляются в плоскости пленки, а в направлении размерного квантования отсутствует кулоновское взаимодействие и действует только потенциал пленки. При таком наложении полей, с одной стороны, традиционный приближенный метод разделения переменных принципиально неприменим, а, с другой стороны, точно решить соответствующее уравнение Шредингера не удастся.

Постановка задачи. Метод решения. Обсуждение результатов

В данной работе вариационным методом исследованы водородоподобные системы в QWs структурах, когда внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пленки.

Из соображений, которые приводятся в ходе дальнейшего изложения, удобно пробную вариационную волновую функцию, удовлетворяющую уравнению (3), представить в виде

$$R(x) = \beta^{|m|+1} \sqrt{\frac{n!}{(n+|m|)!}} x^{\frac{|m|}{2}} e^{-\frac{x\beta^2}{2}} L_n^{(|m|)}(x\beta^2), \quad (4)$$

где β – вариационный параметр, $L_n^{(|m|)}(z)$ – функция Лагерра, $x = \rho^2 / 2a^2$.

После стандартных преобразований из (3) с учетом (4) для безразмерного параметра энергии $\lambda = 2E_0 / \hbar\omega_H$ получим:

$$\lambda = m + \left(\beta^2 + \frac{1}{\beta^2} \right) \frac{(2n+|m|+1)}{2} - \beta\sqrt{2} \frac{a}{a_0} B_n^{(|m|)}, \quad (5)$$

где $B_n^{(|m|)} = \frac{\Gamma\left(|m| + \frac{1}{2}\right)}{(|m|)!} \left(1 + \sum_{s=0}^{n-1} \frac{n!|m|! \left(\frac{1}{2} - s - 1\right)_{s+1} \left(\frac{1}{2}\right)_{s+1}}{(n-1-s)! [(s+1)!]^2 (|m|+1+s)!} \right)$, $\Gamma(x)$ – функция

Эйлера, $(c)_k$ – символы Похгаммера (см., например, [12]) (при $n=0$ сумма отсутствует).

Из условия минимума λ для определения параметра β получается уравнение

$$\beta^4 - \frac{\sqrt{2} B_n^{(|m|)}}{2n+|m|+1} \frac{a}{a_0} \beta^3 - 1 = 0. \quad (6)$$

Легко видеть, что, если $a = 0$, что эквивалентно отсутствию кулоновского потенциала в уравнении (3), из (6) получаем, что $\beta = 1$, а выражение (5) переходит в известное выражение $E_0 = \hbar\omega \left(n + \frac{|m| + m}{2} \right)$, приведенное в [11].

Несколько видоизменяя методику, приведенную в [13,14], установим область целесообразности применения функции (4). Из формулы (3) следует, что эффективный потенциал, который складывается из положительного "магнитного" потенциала $\mu\omega^2\rho^2/8$ и отрицательного кулоновского (1), представляет собой монотонно возрастающий потенциальный барьер. Причем потенциал обращается в нуль в точке $\rho_0 = 2\sqrt[3]{a/a_0} a$. Следовательно, в области $0 < \rho \leq \rho_0$, при $E_0 < 0$ доминирует кулоновский потенциал, а в области $\rho > \rho_0$ при $E > 0$ — "магнитный". Очевидно, что чем строже выполняется соотношение (2), тем область действия кулоновского потенциала уменьшается, а область "магнитного" — увеличивается.

Из сказанного следует, что для определения значения параметра a/a_0 , когда справедливо (4), необходимо совместно решить уравнения $\lambda = 0$ (см. (5)) и (6). Тогда для основного состояния ($n=0, m=0$), с учетом $B_0^0 = \sqrt{\pi}$ численные решения системы будут: $a/a_0 = 0.35$, $\beta = 1.326$. Это означает, что для основного состояния область применимости формулы (4) определяется соотношением $H > H_0 = 8.13 \cdot e^2 c \mu^2 / \hbar^2 \chi^2$. Для GaAs $H_0 \approx 20$ кЭ, что попадает в область достаточно умеренных значений магнитного поля (см. [14]).

В общем случае аналитические решения уравнения (6) и соответствующие выражения (5) очень громоздки и поэтому в таблице 1 приведены значения параметров β, λ лишь для основного состояния при разных значениях a/a_0 , полученные численным методом.

Табл.1. Численные значения параметров β (β — вариационный параметр, определяющий область локализации $R_0 = a/\beta$) и λ (λ — энергия в единицах $\hbar^2/2\mu a^2$) при разных значениях основного параметра a/a_0 .

a/a_0	0.35	0.3	0.25	0.2	0.15	0.1
β	1.316	1.256	1.202	1.153	1.109	1.069
λ	0	0.161	0.315	0.463	0.605	0.741

В случае достаточно сильных магнитных полей, когда выполняется соотношение (2), из (5) и (6) для вариационного параметра β , радиуса

локализации R_0 и энергии E_0 в состоянии с квантовыми числами n и m получаются сравнительно простые выражения:

$$\beta(n, m) = 1 + \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{B_n^{|m|}}{2n + |m| + 1} \frac{a}{a_0}, \quad (7)$$

$$R_0(n, m) = \frac{a}{\beta(n, m)} = a \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{B_n^{|m|}}{2n + |m| + 1} \frac{a}{a_0} \right), \quad (8)$$

$$E_0(n, m) = \hbar\omega \left(n + \frac{|m| + m}{2} \right) - \frac{\sqrt{2}}{2} B_n^{|m|} \frac{e^2}{\chi a}. \quad (9)$$

Как видно из (8), радиус локализации из-за кулоновского притяжения уменьшается. А из (9) следует, что под уровнями Ландау образуются водородоподобные уровни, энергия которых определяется вторым слагаемым в уравнении (9).

Как видно из формулы (9), при условиях (2) энергия связи водородоподобной системы в магнитном поле намного превышает энергию двумерной водородоподобной системы в отсутствие поля, то есть магнитное поле существенно способствует связыванию зарядов. Этот факт связан с тем, что сильное магнитное поле приводит к эффективному уменьшению области локализации, "сжимая" ее до размера $R_0 \approx a$ (см. (8)). На таких расстояниях энергия кулоновского взаимодействия электрона с центром становится порядка $-e^2 / \chi a$ (см. (9)), что, согласно (2), намного больше, чем на расстояниях порядка боровского радиуса a_0 . Этот факт в случае сильных полей экспериментально подтвержден в [15].

Рассмотрим некоторые частные случаи формулы (9).

1. Для энергии основного состояния ($n = 0, m = 0$) получаем

$$E_0(0, 0) = \frac{\hbar\omega}{2} - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^2}{\chi a}. \quad (10)$$

2. В случае, когда $n = 0$, а m — отрицательное целое число, с учетом того, что $B_0^{|m|} = \Gamma(|m| + 1/2) / |m|!$, для энергии возбужденных состояний получим:

$$E_0(n, m) = \frac{\hbar\omega}{2} - \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{\Gamma\left(|m| + \frac{1}{2}\right)}{|m|!} \frac{e^2}{\chi a}.$$

Следовательно, энергия возбужденных состояний зависит от азимутального квантового числа, что свидетельствует о расщеплении вырожденных уровней энергии.

3. При больших m , учитывая, что $B_0^{|m|} = \Gamma(|m|+1/2)/|m| \approx \sqrt{2/m}$, для энергии получается следующее выражение:

$$E_0(n, m) = \frac{\hbar\omega_H}{2} - \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{e^2}{\chi a} \frac{1}{\sqrt{m}}.$$

В этом случае с увеличением m расстояние между энергетическими уровнями постепенно уменьшается (квазидискретный спектр), а энергия водородоподобной системы стремится к $\hbar\omega/2$.

В заключение отметим, что формулу (10) для энергии основного состояния можно получить, используя стандартную теорию возмущений для невырожденных состояний. Однако изложенный вариационный метод более предпочтителен по следующим соображениям. При применении стандартной теории возмущений неизбежно возникают трудности вычислительного характера. Это связано с тем, что уже поправка первого приближения волновой функции основного состояния представляет бесконечную сумму, которая плохо сходится из-за эквидистантности энергетического спектра невозмущенной системы. Еще более громоздкие выражения возникают при исследовании вырожденных возбужденных состояний (см., например, [16]).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V.Mitin, V.A.Kochelap, M.A.Struscio. Quantum Heterostructures. Microelectronics and Optoelectronics. Cambridge University Press, 1999.
2. W.Gladue, V.Borge. Quantum semiconductor structures (Fundamentals and Applications). Academic Press, San Diego, N.Y., Boston, London, Sydney, Tokio, Toronto, 1993.
3. Semiconductor Interfaces, Microstructures and Devices, Properties and Applications. Ed. by Z.C.Feng. Institute of Physics, Bristol and Philadelphia, 1993.
4. А.Я.Шик. ФТП, 29, 1345 (1995).
5. T.Ando, A.Fauler, F.Stern. Rev. Mod. Phys., 54, 437 (1982).
6. С.Л.Арутюнян, Э.М.Казарян. ФТП, 9, 2214 (1975).
7. Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
8. Б.П.Захарченя, Р.П.Сейсян. УФН, 97, 137 (1969).
9. Р.П.Сейсян. Спектроскопия диамагнитных экситонов, М., Наука, 1984.
10. R.J.Elliot, R.Loudon. J. Phys. Chem. Solids, 21, 382 (1961).
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М, Наука, 1974.
12. Справочник по специальным функциям, под ред. М.Абрамовица и И.Стиган. М., Наука, 1979.
13. Б.И.Шкловский. ЖЭТФ, 61, 2033 (1971).
14. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М., Наука, 1979.
15. В.Д.Кулаковский, Л.В.Кулик, А.Л.Яблонский, А.Б.Дябеко, Н.А.Гипус, С.Г.Тихадеев, А.Форхел. ФТТ, 40, 806 (1998).
16. Ф.М.Морс, Г.Фешбах. Методы теоретической физики. М., 1960.

ՋՐԱԾՆԱՆՄԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ
ՈՒԺԵՂ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ս.Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ջրածնանման համակարգերի առանձնահատկությունները քարակ չափայնորեն քվանտացված կիսահաղորդչային թաղանթում ուժեղ լայնական մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Մեկ վարիացիոն պարամետրի օգնությամբ (որը քննարկարում է տեղայնացման չափը) որոշված են ինչպես հիմնական, այնպես էլ գրգռված վիճակների էներգիական սպեկտրը և ալիքային ֆունկցիաները:

FEATURES OF HYDROGEN-LIKE SYSTEMS IN THIN SEMICONDUCTOR FILMS IN THE PRESENCE OF STRONG TRANSVERSE MAGNETIC FIELD

S.L. HAROUTUNIAN

The hydrogen-like systems in thin size-quantized semiconductor films in the presence of a strong transverse magnetic field are studied. By means of one variation parameter (which describes the localization radius) the energy spectrum and wave functions for the ground and excited states of hydrogen-like systems are determined.

УДК 548.732

ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С УЗКИМ ПУЧКОМ

Л.А. АРУТЮНЯН, Г.М. ОГАНЕСЯН

Ереванский государственный университет

К.Г. ТРУНИ

Интернациональная академия науки и технологии, Лос Анджелес, США

(Поступила в редакцию 2 апреля 2003 г.)

Рассмотрена задача дифракционной фокусировки узкого рентгеновского пучка в модифицированной схеме LL интерферометра. Урезанием плосковолновых компонент в угловом спектре дифрагированного от первой пластины рентгеновского излучения достигнута более высокая резкость дифракционного пика. Рассчитано пространственное распределение интенсивности в дважды дифрагированном пучке, дано обоснование сужению максимума в этом пучке. Показана возможность применения этой схемы в качестве спектрометра высокого разрешения.

1. Введение

Как известно, фокусировка жесткого рентгеновского излучения с помощью обычных преломляющих линз, используемых в видимой области электромагнитных волн, практически невозможна из-за слишком маленького коэффициента преломления рентгеновских лучей. Это заставляет прибегнуть к альтернативным подходам, в частности, основанным на следующих принципах: динамической дифракции рентгеновских лучей в идеальных [1,2] и упруго изогнутых кристаллах [3-5], сочетании дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с пространственной модуляцией отраженного пучка (так называемые брэгг-френелевские линзы) [6-9], использовании составных преломляющих линз [10,11].

Настоящая работа посвящена модификации ставшей уже классической схемы фокусировки рентгеновских лучей с использованием динамической дифракции в П-образном интерферометре [12]. В оригинальной схеме, в результате последовательной лауэвской дифракции узкого рентгеновского пучка в двух блоках интерферометра, при достаточной ширине межблочного расстояния, дифракционные пучки разделяются, не накладываясь друг на друга (рис.1). При этом в дважды отраженном пучке равнотолщинного LL интерферометра образуется острый

пик с пространственным распределением

$$\psi_{01} \sim \exp(-|x|/\Delta) \quad (1)$$

(в расчетах пренебрегается поглощением излучения). Здесь x – обычная координата, антипараллельная вектору дифракции с началом в точке пересечения падающей δ -образной волны с входной поверхностью первого блока интерферометра, $\Delta = (\Lambda/\pi)\text{tg}\theta$, $\Lambda = \lambda \cos \theta / |\chi|$ – экстинкционная длина, λ – длина волны падающего излучения, χ – эффективная (с учетом поляризационного фактора) фурье-компонента поляризуемости кристалла для данного вектора дифракции, θ – угол Брэгга. Для излучения MoK_{α_1} и отражения $\text{Si}(220)$ полуширина пика интенсивности составляет¹ $\Delta \ln 2 = 1.51 \text{ мкм}$, а высота пика при толщине кристаллических блоков $z = 450 \text{ мкм}$ на два порядка превышает интенсивность фона.

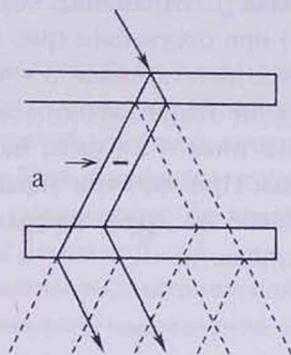


Рис.1. Ход лучей в двухблочном интерферометре. В обычной схеме непрозрачный экран (а) отсутствует.

В работе [13] исследовано влияние отклонения от "идеальности" различных параметров эксперимента (поглощение, конечная ширина, угловое и спектральное распределение падающего пучка, разнотолщинность и разориентация блоков интерферометра) на качество динамической фокусировки.

В данной работе показана возможность использования предложенной схемы в качестве спектрометра, а также для передачи рентгеновского изображения.

2. Модификация схемы фокусировки

Анализ явления дифракционного стягивания узкого рентгеновского пучка [14] в LL интерферометре показывает, что высокая резкость дифракционного пика в дважды отраженном пучке обусловлена вкладом пространственных частот в фурье-спектр дифрагированных пучков,

¹ При оценке острого пика следует иметь в виду, что распределение интенсивности вблизи пика не гауссовское, как обычно, а описывается выражением (1).

сильно удаленных от условия Брэгга. Это наводит на мысль, что урезанием центральной части пучка можно значительно уменьшить ширину фокусного пика, сделав его более острым.

С этой целью в описанной выше схеме динамической фокусировки нами предлагается непрозрачным экраном, помещенным в межблочной щели на пути отраженного от первого блока излучения, урезать его центральную часть, оставляя два пучка с равной шириной от краев общего отраженного пакета (рис.1). Обозначим через α часть волнового фронта, закрываемую непрозрачным экраном: $\alpha = l/(2z \operatorname{tg} \theta)$ (l – ширина экрана).

Расчет распределения интенсивности дважды отраженного пучка на выходной поверхности интерферометра проведен численным интегрированием уравнений Такаги [15,16]. На рис.2 приведены результаты вычислений (излучение MoK_{α_1} , отражение $\text{Si}(220)$, толщины блоков интерферометра $z = 450$ мкм) при отсутствии (рис.2а) и наличии непрозрачного экрана с шириной, соответствующей $\alpha = 0.7$ (рис.2б). Как видно из сравнения графиков, наличие непрозрачного экрана приводит к уменьшению ширины фокусного пика в 2.4 раза, ценой уменьшения высоты пика интенсивности в 5 раз. При наличии экрана фон вблизи пика остается незначительным, однако на краях дифракционной картины образуются модуляции интенсивности.

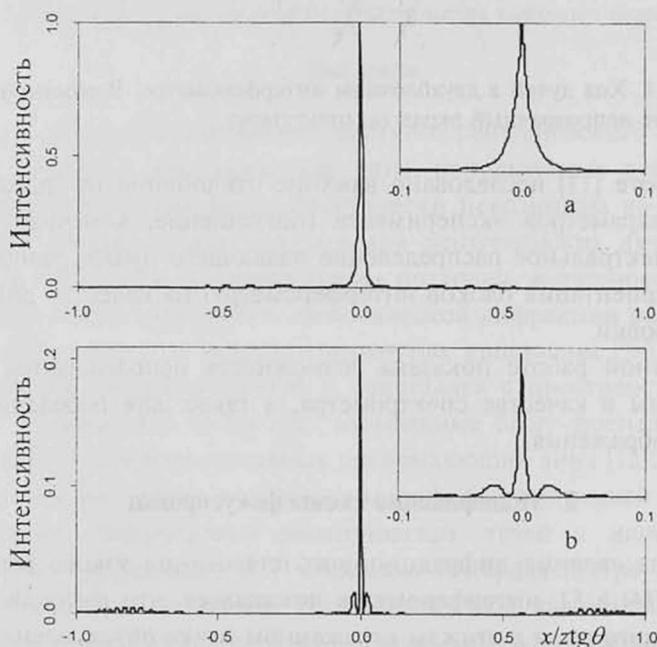


Рис.2. Распределение интенсивности при дважды отраженном пучке в отсутствии (а) и наличии (б) экрана в межблочной щели интерферометра ($\alpha = 0.7$). В верхних правых углах графиков приведены увеличенные изображения их центральных частей.

В таблице 1 приведены расчетные значения высот и полуширин пика дважды отраженного пучка при различных размерах непрозрачного экрана. С увеличением размера экрана уменьшается размер фокусного пятна, ценой уменьшения высоты пика. Некоторое отличие "полуширины пика" при $\alpha = 0$ от приведенного выше численного значения, основанного на выражении (1), может быть обусловлено пренебрежением поглощения и фона в уравнении (1).

Табл.1. Расчетные значения высот (I_{\max}) и полуширин (Δx) пика дважды отраженного пучка при различных размерах непрозрачного экрана.

α	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
I_{\max}	1.0	0.772	0.575	0.520	0.454	0.368	0.272	0.203	0.140	0.068
Δx (мкм)	1.741	1.495	1.263	1.195	1.110	0.992	0.846	0.729	0.607	0.430

Нами предлагается следующее качественное объяснение результатов расчета. Как известно, минимально возможный размер фокусного пятна определяется шириной углового спектра образующих фокусное пятно волновых полей. При падающем узком пучке модуль углового спектра напряженности отраженного от первого кристалла рентгеновского пучка имеет вид $|K_0| = \text{const}/\sqrt{1+\beta^2}$, где β – параметр, характеризующий угловое отклонение рассматриваемой плосковолновой компоненты от точного брэгговского направления (см. [13]). Известно, что в некоей точке x на выходной поверхности первой пластины волновое поле формируется от плосковолновых компонент с параметром β , находящимся в некоторой окрестности вокруг $\beta_x = \mp x/\sqrt{z^2 \text{tg}^2 \theta - x^2}$ (два знака в этом выражении соответствуют разным ветвям дисперсионной поверхности). Следовательно, при наличии непрозрачного экрана, для вышеупомянутого углового спектра получаем

$$|K| \approx \begin{cases} \frac{\text{const}}{\sqrt{1+\beta^2}}, & |\beta| \geq \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \\ 0, & |\beta| < \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}. \end{cases}$$

Хотя наличием непрозрачного экрана отрезается основная часть спектра и тем самым уменьшается интегральная интенсивность, его угловая ширина все же возрастает. Этим, на наш взгляд, и объясняется уменьшение размеров фокусного пятна при наличии непрозрачного экрана.

В основе работы спектрометра с применением дифракционной фокусировки рентгеновских лучей (описанной в [12]) лежит тот факт, что угол Брэгга различен для различных монохроматических компонент

падающего излучения. Это означает, что при конечном расстоянии щель-интерферометр волновые пакеты с различной длиной волны будут удовлетворять условию Брэгга в различных точках на входной поверхности интерферометра. Следовательно, для работы спектрометра, а также для получения изображения важно, чтобы параллельное смещение падающего излучения вдоль координатной оси x привело лишь к аналогичному смещению фокусного пятна, а не к его искажению. Для обычной схемы дифракционной фокусировки, без непрозрачного экрана, такое требование вполне удовлетворимо, однако при наличии экрана смещение падающего излучения эквивалентно смещению экрана от центра отраженного пучка в противоположную сторону. Для оценки последнего эффекта на рис.3 приведена серия рассчитанных графиков фокусного пятна при различных смещениях (x_s) экрана от центра отраженного пучка. Для описания этого смещения введен безразмерный параметр

$$\gamma = \frac{x_s}{z \operatorname{tg} \theta - 0.5l},$$

равный нулю, когда экран находится в центре отраженного пучка, и ± 1 , когда край экрана совпадает с краями отраженного пучка.

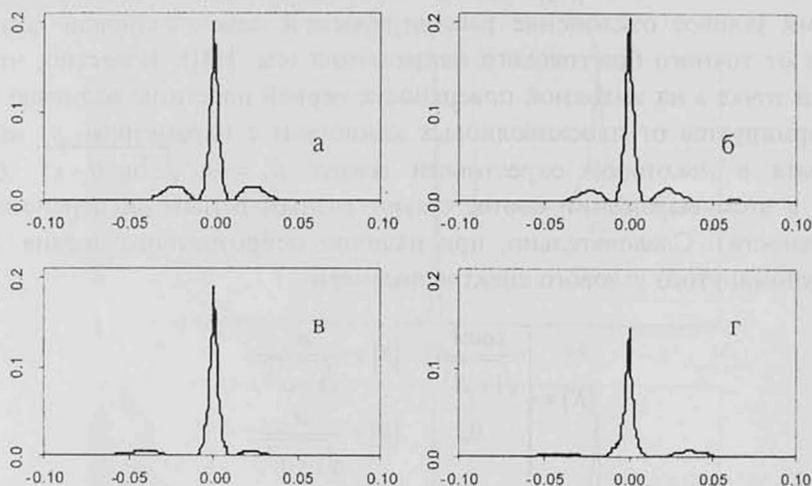


Рис.3. Графики распределений интенсивности вблизи фокуса для различных значений параметра γ ($\gamma = 0$ (а); $\gamma = 0.3$ (б); $\gamma = 0.6$ (в); $\gamma = 0.9$ (г)) (дифракция MoK_{α_1} Si(220), $\alpha = 0.7$). По горизонтальной оси - параметр $x/(z \operatorname{tg} \theta)$.

Как видно из приведенных графиков, при смещении экрана в пределах $|\gamma| \leq 0.6$ основные характеристики фокусного пика почти не меняются, что может служить основанием возможности применения

рассматриваемой схемы в качестве спектрометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Афанасьев, В.Г.Кон. ФТТ, 19, 1775 (1977).
2. V.V.Aristov, V.I.Polovinkina, A.M.Afanas'ev, and V.G.Kohn. Acta Cryst., A36, 1002 (1980).
3. К.Т.Габриелян, Ф.Н.Чуховский, З.Г.Пинскер. ЖТФ, 50, 1641 (1980).
4. К.Т.Габриелян, Д.И.Пискунов, Ф.Н.Чуховский, Г.О.Демирчян. Письма в ЖЭТФ, 46, 411 (1987).
5. U.Lienert, C.Schulze, V.Honkimaki, Th.Tschentscher, S.Garbe, O.Hignette, A.Horsewell, M.Lingham, H.F.Poulsen, N.B.Thomsen, and E.Ziegler. J. Synchrotron Rad., 5, 226 (1998).
6. Yu.A.Basov, T.L.Pravdivtseva, A.A.Snigirev, M.Belakhovsky, P.Dhez, and A.Freund. Nuclear Instrum. and Methods, A308, 363 (1991).
7. V.V.Aristov, Yu.A.Basov, A.A.Snigirev, V.A.Yunkin, T.Ishikawa, and S.Kikuta. Nuclear Instrum. and Methods, A308, 413 (1991).
8. A.Snigirev. Rev. Sci. Instrum., 66, 2053 (1995).
9. A.Snigirev, I.Snigireva, P.Bosecke, S.Lequien, I.Schelokov. Optics Communications, 135, 378 (1997).
10. A.Snigirev, V.Kohn, I.Snigireva, and B.Lengeeler. Nature, 384, 49 (1996).
11. B.Lengeler, C.Schroer, J.Tummler, B.Benner, M.Richwin, A.Snigirev, I.Snigireva, and M.Drakopoulos. J. Synchrotron Rad., 6, 1153 (1999).
12. В.Л.Инденбом, И.Ш.Слободещкий, К.Г.Труни. ЖЭТФ, 66, 1110 (1974).
13. В.Л.Инденбом, Э.В.Суворов, И.Ш.Слободещкий. ЖЭТФ, 71, 359 (1976).
14. Л.В.Левонян. Межвузовский сборник научных трудов, Физика, 3, 42 (1984).
15. S.Takagi. J. Phys. Soc. Jap., 26, 1239 (1969).
16. Y.Epelboin. Materials Science and Engineering, 73, 1 (1985).

ՈՒՆՏԳԵՆՅԱՆ ԾԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՖՈԿՈՒՍԱՅՈՒՄԸ ՆԵՂ ՓՆՋՈՎ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐՈՒՄ

Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ.Մ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Կ.Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Դիտված է նեղ ռենտգենյան փնջի դիֆրակցիոն ֆոկուսացման խնդիրը մոդիֆիկացված LL ինտերֆերոմետրում: Ցույց է տրված, որ առաջին քիթեղից դիֆրակցված ճառագայթների անկյունային սպեկտրում որոշ հարթ-ալիքային կոմպոնենտների ճնշման շնորհիվ կարելի է մեծացնել ֆոկուսի պիկի կտրուկությունը: Հաշվարկված է ինտենսիվության տարածական բաշխվածությունը կրկնակի դիֆրակցված փնջում, հիմնավորված է այդ փնջում մաքսիմումի նեղացումը: Ցույց է տրված այդ սխեմայի որպես բարձր լուծողությամբ ինտերֆերոմետր օգտագործման հնարավորությունը:

FOCUSING OF X-RAYS IN NARROW BEAM INTERFEROMETERS

L.A. HAROUTUNYAN, G.M. HOVHANNISYAN, K.G. TROUNI

The problem of diffraction focusing of a narrow X-ray beam in a modified LL interferometer is considered. It is shown that by cutting off a part of plane wave components in the angular spectrum of X-rays diffracted on the first plate, one could provide diffraction peaks of higher sharpness. For this case the space distribution of intensity in double diffracted beam is calculated, and the narrowing of maximum in this beam is substantiated. The possibility of utilization of this arrangement as a high-resolution spectrometer is shown.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ժ.Խաչատրյան, Գ.Ս.Սեդրակյան. Անվերջ միաչափ պարբերական դաշտում էլեկտրոնի եներգիական սպեկտրի և ալիքային ֆունկցիաների որոշ առանձնահատկությունները.	211
Ա.Ժ.Մուրադյան, Ե.Ի.Ստեփանյան, Ա.Ա.Պողոսյան. Նախապատրաստված ատոմի իմպուլսային վիճակների մեծամասշտաբ ճեղքումը լազերային ճառագայթման կարճ իմպուլսների դաշտում նրա դիֆրակցիայի միջոցով.	222
Դ.Հ.Սարգսյան, Տ.Ս.Վարժապետյան, Ա.Վ.Պապոյան. Rb-ի ատոմային գոլորշիների ենթամիկրոնային շերտի D ₁ գծի վրա ֆլուորեսցենտի առանձնահատկությունները արտաքին մագնիսական դաշտում.	232
Գ.Գ.Դեմիրխանյան, Վ.Գ.Բաբաջանյան. Միջշտարկյան անցումների գծերի ուժի որոշումը լեզիրված բյուրեղներում.	240
Ա.Գ.Բազդուկ, Ա.Վ.Շեկոյան. Չայնային ալիքի տարածումը մթնոլորտում կոագուլման և կոնդենսացման առկայությամբ.	247
Լ.Ա.Քոչարյան, Ս.Գ.Հարությունյան, Ա.Լ.Քոչարյան, Դ.Կ.Յաղուբյան. Սինչև 100կէՎ գամմա-ճառագայթների եներգիայի բյուրեղային դիսկրիմինատոր.	256
Զ.Ա.Գրիգորյան, Ա.Մ.Մաշուրյան. Լրացուցիչ բյուրեղների աճի առանձնահատկությունները պոլիքլորոպրենի թրծման ժամանակ.	261
Ս.Լ.Հարությունյան. Զրծմանման համակարգերի առանձնահատկությունները բարակ կիսահաղորդչային թաղանթներում ուժեղ լայնական մագնիսական դաշտի առկայությամբ.	265
Լ.Ա.Հարությունյան, Գ.Ս.Հովհաննիսյան, Կ.Գ.Թրունի. Ռենտգենյան ճառագայթների ֆոկուսացումը նեղ փնջով ինտերֆերոմետրում.	272

CONTENTS

A.Zh.Khachatryan, D.M.Sedrakian. Some properties of electron energy spectrum and wave functions in an infinite one-dimensional periodic field. . .	211
A.Zh.Muradyan, Y.I.Stepanyan, A.A.Poghosyan. Large-scale splitting in momentum states of a prepared atom due to its diffraction in the field of short laser pulses.	222
D.H.Sarkisyan, T.S.Varzhapetyan, A.V.Papoyan. Peculiarities of the fluorescence on the D ₁ line of a submicron layer of Rb vapor in external magnetic field.	232
G.G.Demirkhanyan, V.G.Babajanyan. Determination of line strengths of inter-Stark transitions in doped crystals.	240
A.G.Bagdoev, A.V.Shekoyan. Propagation of acoustic waves in the atmosphere with allowance for the coagulation of drops and condensation of vapors.	247
L.A.Kocharyan, S.H.Harutyunyan, A.L.Kocharyan, A.K.Yagubyan. Crystalline energy discriminator for up to 100 keV gamma rays.	256
Z.A.Grigoryan, A.M.Mashuryan. Features of growth of padding crystallites at a bake out of polychloroprene.	261
S.L.Haroutunian. Features of hydrogen-like systems in thin semiconductor films in the presence of strong transverse magnetic field.	265
L.A.Haroutunyan, G.M.Hovhannisyanyan, K.G.Trouni. Focusing of X-rays in narrow beam interferometers.	272

СОДЕРЖАНИЕ

А.Ж.Хачатрян, Д.М.Седракян. Некоторые свойства энергетического спектра и волновых функций электрона в бесконечном одномерном периодическом поле.	211
А.Ж.Мурадян, Е.И.Степанян, А.А.Погосян. Крупномасштабное расщепление импульсных состояний приготовленного атома с помощью его дифракции в поле коротких импульсов лазерного излучения.	222
Д.Г.Саркисян, Т.С.Варжапетян, А.В.Папоян. Особенности флуоресценции субмикронного слоя паров Rb на линии D_1 во внешнем магнитном поле.	232
Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджаниян. Определение сил линий межштарковских переходов в легированных кристаллах.	240
А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян. Распространение акустической волны в атмосфере с учетом коагуляции капель и конденсации паров.	247
Л.А.Кочарян, С.О.Арутюнян, А.Л.Кочарян, А.К.Ягубян. Кристаллический дискриминатор энергии для гамма-лучей с энергией до 100 кэВ.	256
З.А.Григорян, А.М.Машурян. Особенности роста дополнительных кристаллитов при отжиге полихлоропрена.	261
С.Л.Арутюнян. Особенности водородоподобных систем в тонких полупроводниковых пленках при наличии сильного поперечного магнитного поля.	265
Л.А.Арутюнян, Г.М.Оганесян, К.Г.Труни. Фокусировка рентгеновских лучей в интерферометре с узким пучком.	272

Тираж 150. Сдано в набор 5.06.2003.

Подписано к печати 29.06.2003. Печ. л. 4,5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.