

ՀԽՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1990

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԿՄՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵՅԻՆ

Ա. Յ. Աճառեմ, Վ. Մ. Հաղարյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Մ. Ղազարյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մալոխյան, Է. Գ. Շահյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Ա. Գ. Միրբաբյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

К АНАЛИЗУ ДЕГРАДАЦИИ ЗАРЯДА ПРИ ПЕРЕНОСЕ В ПЗС-ФОТОПРИЕМНИКАХ

В. М. АРУТЮНЯН, А. А. КАРАГЕЗОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 сентября 1989 г.)

Рассмотрен процесс обратного переноса заряда в линейном ПЗС-фотоприемнике. Показано, что для оценки степени деградации заряда при большом количестве переносов в прямом и обратном направлениях, возможно представление прибора в виде эквивалентной удлиненной линейки. Приводятся экспериментальные результаты.

Одним из наиболее существенных факторов, влияющих на характеристики фотоприемников на приборах с зарядовой связью (ПЗС), является деградация заряда при его переносе через прибор [1, 2]. Степень деградации оценивается коэффициентом неэффективности переноса, который определяется путем сравнения двух, оптически индуцируемых зарядовых пакетов, подвергшихся разному количеству переносов [3].

Аналогичным образом оценивается значение неэффективности при электрической инжекции заряда в прибор. В этом случае оба зарядовых пакета поочередно вводятся в дальнюю от выхода прибора ячейку, что позволяет исключить неравенство исходных величин пакетов, которое возможно в [3] из-за разброса фоточувствительности по ячейкам ФПЗС [4]. Разное количество переносов достигается тем, что первый зарядовый пакет переносится однократно вдоль прибора, а второй подвергается нескольким переносам вдоль прибора в прямом и обратном направлениях. Таким образом, движение второго пакета можно представить как перенос вдоль удлиненной в m раз ПЗС-линейки, где m — число переносов в прямом и обратном направлениях. Однако, если при переносе исходного заряда в прямом направлении он движется в «пустой» линейке и по достижении выхода прибора оказывается деградированным на некоторую величину потерь, которые определенным образом распределяются по всей линейке, то при обратном переносе оставшаяся в ячейках часть заряда также будет участвовать в переносе. Поэтому в первой ячейке следует ожидать суммирование основного заряда, по крайней мере, с частью первоначально потерянного. В связи с этим возникает вопрос о правомерности эквивалента между реальным процессом переноса и удлиненной линейкой.

Проанализируем данный процесс на примере элементарной линейки трехфазного ПЗС (линейки, состоящей из двух трехфазных ячеек). В общем случае, величина зарядового пакета после n переносов в «пустой» линейке с учетом рекомбинации через ловушки с характерным временем τ , будет равна

$$Q_n = Q(1 - \varepsilon)^n \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

где Q — исходный заряд, t — время пролета носителей под соседний электрод.

Как известно [5], при относительно высокой скорости переноса заряда в ПЗС, эффектом захвата заряда на ловушки можно пренебречь. В этом случае для основного заряда, перенесенного под последний электрод второй ячейки элементарной ПЗС-линейки (рис. 1а), можно записать

$$Q_A = Q(1 - \varepsilon)^5. \quad (2)$$

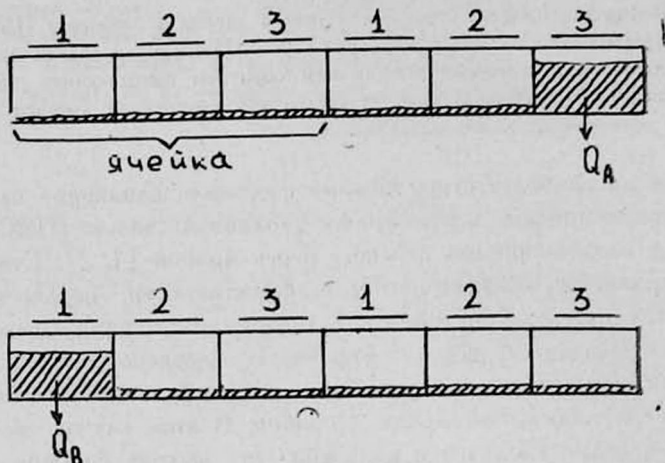


Рис. 1(а, б); а — сверху, б — снизу.

С учетом последовательности переносов в трехфазном ПЗС можно получить выражения для величин зарядов под остальными электродами. К концу обратного переноса, перенесенный из-под этих электродов заряд суммируется под первым электродом первой ячейки с основным зарядовым пакетом, который после себя снова оставляет некоторое распределение потеряннного заряда (рис. 1б). В результате для величины заряда под первым электродом после обратного переноса получается следующее выражение

$$Q_B = Q[\varepsilon^2 + 2\varepsilon^2(1 - \varepsilon)^2 + 3\varepsilon(1 - \varepsilon)^4 + 2\varepsilon^3(1 - \varepsilon)^2 + 6\varepsilon^2(1 - \varepsilon)^4 + \varepsilon(1 - \varepsilon)^6 + \varepsilon(1 - \varepsilon)^8 + (1 - \varepsilon)^{10}]. \quad (3)$$

С учетом группирования членов, для (2) и (3) получим

$$\frac{Q_B}{Q_A} = \frac{\varepsilon^2}{(1 - \varepsilon)^5} + \frac{2(\varepsilon^2 + \varepsilon^3)}{(1 - \varepsilon)^3} + \frac{3(\varepsilon + 2\varepsilon^2)}{1 - \varepsilon} + \varepsilon(1 - \varepsilon) + \varepsilon(1 - \varepsilon)^3 + (1 - \varepsilon)^5. \quad (4)$$

В реальных ФПЗС достигается значение неэффективности переноса ε порядка 10^{-4} . С учетом этого расчеты для (4) дают

$$Q_B / Q_A = 1,0000001.$$

Таким образом, в случае элементарной линейки потери основного заряда при обратном переносе компенсируются частью заряда, потерянного ранее при переносе в прямом направлении. Поэтому эквивалент удлиненной линейки, в данном случае, не отражает истинной картины, поскольку заряд после обратного переноса вновь в первую ячейку практически не меняет свою величину.

В реальных приборах, однако, число ячеек гораздо больше, и число переносов может достигать порядка 10^3 . Поэтому интересно проанализировать данный процесс для большого числа переносов.

Пусть число переносов в одном направлении прибора равно n . Тогда для величины Q_A можем записать

$$Q_A = Q(1 - \varepsilon)^n. \quad (5)$$

Получить точное аналитическое выражение для величины Q_B в данном случае достаточно сложно. Однако выявляемая при анализе закономерность позволяет представить выражение для Q_B в общем виде, выделив наибольший член ряда и сумму остальных членов, следующим образом

$$Q_B = \sum_{k=0}^{n-1} F_k(\varepsilon)(1 - \varepsilon)^{2k} + (1 - \varepsilon)^{2n}, \quad (6)$$

где $F_k(\varepsilon)$ — некий полином из ε в различных степенях для каждого k . Тогда с учетом (5) можно записать

$$\frac{Q_B}{Q_A} = \sum_{k=0}^{n-1} F_k(\varepsilon)(1 - \varepsilon)^{2k-n} + (1 - \varepsilon)^n. \quad (7)$$

Анализ данного выражения, с учетом порядка величины ε для реальных ФПЗС показывает, что при увеличении числа переносов значение Q_B / Q_A будет уменьшаться, причем первое слагаемое, за счет $F_k(\varepsilon)$, намного быстрее, чем второе. При числе переносов порядка 10^3 , согласно расчетам

$$\lim_{n \rightarrow 10^3} \sum_{k=0}^{n-1} F_k(\varepsilon)(1 - \varepsilon)^{2k-n} \rightarrow 0.$$

Следовательно, в данном случае с большой точностью справедливо

$$\frac{Q_B}{Q_A} = (1 - \varepsilon)^n. \quad (8)$$

Это означает, что зарядовый пакет при переносе в обратном направлении теряет такую же часть, что и исходный зарядовый пакет при переносе в прямом направлении. Таким образом, при большом числе переносов, при сущем реальным ФПЗС, представление процесса в виде переноса вдоль удлиненной линейки оказывается правомерным. В этом случае величина неэффективности переноса может быть оценена как

$$\varepsilon = \frac{Q_1 - Q_2}{(m-1)nQ_1}, \quad (9)$$

где Q_1 и Q_2 — считанные величины первого и второго зарядовых пакетов соответственно, n — число переносов в одном направлении, m — число переносов второго пакета в прямом и обратном направлениях.

Для выходных регистров матричных ФПЗС типа А1042 (число переносов в одном направлении $n = 702$) диапазон частот переноса заряда, при котором эффективное действие ловушек захвата отсутствует, со-

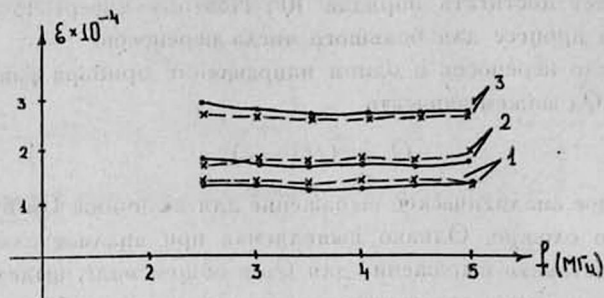


Рис. 2.

ставляя 3 ÷ 5 МГц. Экспериментальные результаты частотной зависимости неэффективности переноса, полученные нами с учетом выражения (9), при $m = 3$, для выходных регистров трех различных образцов указанных ФПЗС представлены на рис. 2. Для сравнения пунктиром показаны кривые, полученные при оптическом индуцировании зарядов, методом [3], для тех же образцов. Как видно из рисунка, в обоих случаях значения неэффективности переноса с достаточной точностью совпадают.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Приборы с зарядовой связью. Ереван, АН АрмССР, 1986г.
2. Ф. П. Пресс. Формирователи видеосигналов на приборах с зарядовой связью. М., «Радио и связь», 1981 г.
3. Д. Барб, С. Кемпана. Изображающие приборы с зарядовой связью. (Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений). Под ред. Б. Кейзана. М., Мир, 1980 г., т. 3, с. 200—210.
4. А. Г. Карапетян, А. А. Карагёзов. Изв. АН АрмССР, серия ТН, 40, 20 (1989).
5. К. Секен, М. Томпсет. Приборы с переносом заряда. М., Мир, 1978 г.

ԼԿՍ ՖՈՏՈՂՆԻՐՈՒՆԻՉՆԵՐՈՒՄ ԼԻՑԻՏԵՆՑԻԱԿԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ՆՐԱՆՎԱԾՄԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԿԱՐԱՅՈՑՈՋՈՎ

Ուսումնասիրված է լիցքի հալառակ տեղափոխման գործընթացը զոնային ԼԿՍ-ֆոտոլիզոմիլներում: Ցույց է տրված, որ լիցքի կորուստների աստիճանի զննահատման համար, ուղիղ և հակառակ տեղափոխությունների մեծ քանակի դեպքում, սարքը կարելի է դիտարկել որպես երկարացված համարժեք քանոն: Բերված են փորձարարական տվյալներ:

AN ANALYSIS OF CHARGE DEGRADATION DURING THE TRANSMISSION IN CCD PHOTODETECTORS

V. M. ARUTYUNYAN, A. A. KARAGJOZOV

The process of charge transfer in the opposite direction in linear CCD photo-detector is considered. It is shown that for the evaluation of charge degradation degree in case of large number of transfers in the straight and opposite directions one can consider the device to be an equivalent extended linear CCD. Some experimental results are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 69—73 (1990)

УДК 539.219.1

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. А. КАСАМАНЯН, А. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 10 мая 1989 г.)

Исследуется энергетический спектр гетероструктуры в продольном магнитном поле и поглощение света этой системой.

Показано, что вместо магнитного уровня в однородной среде в гетероструктуре возникает подзона. Это приводит к тонкой структуре циклотронного поглощения, состоящей из четырех, шести и т. д. максимумов.

Поведение электронов на границе раздела двух сред в магнитном поле, направленном вдоль плоской границы имеет интересные особенности. При движении электрона по классическим орбитам вблизи границы ему необходимо пересекать границу раздела. При этом он нередко вынужден преодолеть потенциальный барьер и оказаться в системе с другой эффективной массой. Эти особенности в наглядной классической интерпретации при квантовомеханическом рассмотрении должны оказаться на энергетическом спектре и в волновых функциях электрона, что могут проявиться в наблюдаемых эффектах, например, при поглощении света.

Здесь нами проводится расчет энергетического спектра и волновых функций (ВФ) электрона в слоистой структуре в продольном магнитном поле. На его основе исследованы особенности поглощения света системой. Естественно начинать с относительно простого случая гетероструктуры в однозонном приближении.

Магнитное поле направим по оси z , находящейся в плоскости границы раздела, и выберем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = (0, xH, 0)$. Плоскостью границы будем считать плоскостью $x = 0$.

Уравнение Шредингера для электронов в гетероструктуре при наличии магнитного поля (мы не учитываем здесь спинного расщепления) имеет вид

AN ANALYSIS OF CHARGE DEGRADATION DURING THE TRANSMISSION IN CCD PHOTODETECTORS

V. M. ARUTYUNYAN, A. A. KARAGJOZOV

The process of charge transfer in the opposite direction in linear CCD photo-detector is considered. It is shown that for the evaluation of charge degradation degree in case of large number of transfers in the straight and opposite directions one can consider the device to be an equivalent extended linear CCD. Some experimental results are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 69—73 (1990)

УДК 539.219.1

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. А. КАСАМАНЯН, А. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 10 мая 1989 г.)

Исследуется энергетический спектр гетероструктуры в продольном магнитном поле и поглощение света этой системой.

Показано, что вместо магнитного уровня в однородной среде в гетероструктуре возникает подзона. Это приводит к тонкой структуре циклотронного поглощения, состоящей из четырех, шести и т. д. максимумов.

Поведение электронов на границе раздела двух сред в магнитном поле, направленном вдоль плоской границы имеет интересные особенности. При движении электрона по классическим орбитам вблизи границы ему необходимо пересекать границу раздела. При этом он нередко вынужден преодолеть потенциальный барьер и оказаться в системе с другой эффективной массой. Эти особенности в наглядной классической интерпретации при квантовомеханическом рассмотрении должны оказаться на энергетическом спектре и в волновых функциях электрона, что могут проявиться в наблюдаемых эффектах, например, при поглощении света.

Здесь нами проводится расчет энергетического спектра и волновых функций (ВФ) электрона в слоистой структуре в продольном магнитном поле. На его основе исследованы особенности поглощения света системой. Естественно начинать с относительно простого случая гетероструктуры в однозонном приближении.

Магнитное поле направим по оси z , находящейся в плоскости границы раздела, и выберем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = (0, xH, 0)$. Плоскостью границы будем считать плоскостью $x = 0$.

Уравнение Шредингера для электронов в гетероструктуре при наличии магнитного поля (мы не учитываем здесь спинового расщепления) имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_1} \left(P - \frac{e}{c} A \right)^2 + V_1 \right] \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \text{ при } x < 0, \quad (1)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_2} \left(P - \frac{e}{c} A \right)^2 + V_2 \right] \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \text{ при } x > 0,$$

где V_1 и V_2 — энергии краев зон проводимости в различных частях гетероструктуры, m_1 и m_2 — соответствующие эффективные массы электрона.

Представляя ВФ в виде

$$\Psi(x, y, z) = \exp[ik_y y + ik_z z] \Psi(x),$$

уравнение сводится к одномерному и переходя к безразмерным переменным $\xi = x \lambda^{-1}$, где $\lambda = (\hbar c e H^{-1})^{1/2}$ — магнитная длина, одинаковая в различных частях гетероструктуры, имеем (θ — ступенчатая функция)

$$-\psi''(\xi) + \xi^2 \psi(\xi) = \frac{2E'_1}{\hbar \omega_1} \psi(\xi) \theta(\xi - \xi'_0) + \frac{2E'_2}{\hbar \omega_2} \psi(\xi) \theta(\xi'_0 - \xi). \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$$E'_1 = E - V_1 - \frac{P_z^2}{2m_1}, \quad E'_2 = E - V_2 - \frac{P_z^2}{2m_2}, \quad \xi'_0 = k_y \cdot \lambda,$$

$$\omega_1 = \frac{eH}{m_1 c}; \quad \omega_2 = \frac{eH}{m_2 c} \text{ — циклотронные частоты.}$$

Умножим уравнение (2) слева на ВФ осциллятора ψ_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) и проинтегрируем по всем ξ . Тогда получим

$$\left(n + \frac{1}{2} \right) (y_1 + y_2) = \frac{E'_1 y_1}{\hbar \omega_1} + \frac{E'_2 y_2}{\hbar \omega_2}, \quad (3)$$

где

$$y_1 = \int_{-\infty}^{\xi'_0} \psi_n \psi d\xi, \quad y_2 = \int_{\xi'_0}^{\infty} \psi_n \psi d\xi,$$

а для энергии имеем

$$E = \frac{\left(n + \frac{1}{2} + \frac{2m_1 V_1 + P_z^2}{2\hbar \omega_1 m_1} \right) y_1 + \left(n + \frac{1}{2} - \frac{2m_2 V_1 + P_z^2}{2m_2 \hbar \omega_2} \right) y_2}{(\hbar \omega_1)^{-1} y_1 + (\hbar \omega_2)^{-1} y_2}. \quad (4)$$

Полученная формула (4) в действительности есть сложное уравнение для определения энергии E , поскольку сами функции ψ зависят от энергии. Тем не менее формула (4) удобна для приближенных вычислений и дает явную зависимость E от ξ (т. е. от k_y). Действительно, ВФ ψ можно представить в виде разложения по полному набору ВФ осциллятора ψ_n , коэффициенты которых зависят от E . Во многих случаях из этого набора основной вклад дает единственный член разложения с номером n .

Отметим, что формула (4) точно определяет зависимость E от k_y при

любых значениях последнего. В частности, при $k_y \rightarrow -\infty$ мы получаем уровни энергии в левой подсистеме, а при $k_y \rightarrow +\infty$ — в правой подсистеме. Это обстоятельство важно для корректного нахождения особенностей коэффициента поглощения света.

Переход от задачи гетероструктуры к более сложной задаче о слоистой структуре не представляет труда. Действительно, в слоистой системе необходимо написать уравнение типа (1) в каждой области с соответствующими эффективными массами m_i и энергиями краев зон V_i

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + V_i \right] \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z),$$

затем привести его к виду (2), т. е. ($\xi_i = x_i \lambda^{-1}$)

$$-\psi''(\xi) + \xi^2 \psi(\xi) = \psi(\xi) \sum_{i=1}^N \frac{2E_i}{\hbar \omega_i} [\theta(\xi - \xi'_0 - \xi_i) + \theta(\xi_{i+1} - \xi'_0 - \xi)].$$

Отсюда для энергии можно получить ($\xi_{-1} \rightarrow -\infty, \xi_{N+1} \rightarrow \infty$),

$$E = \frac{\sum_{i=1}^N \left(n + \frac{1}{2} + (2m_i V_i + P_z^2) (2m_i \hbar \omega_i)^{-1} \right) \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} \psi_n \psi d\xi}{\sum_{i=1}^N (\hbar \omega_i)^{-1} \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} \psi_n \psi d\xi}, \quad (5)$$

как в случае одного контакта, здесь тоже зависимость энергии от ξ дается явным образом, если в правой части подставить $\psi = \psi_n$.

В двухзонном приближении энергетический спектр и ВФ определяют уравнением, напоминающим уравнение Дирака. При равенстве эффективных масс электрона и дырки в случае гетероструктуры уравнение (2) остается в силе заменой E_i на E_i^*

$$E_i^* = \frac{(E - V_i)^2 - \Delta_i^2}{2\Delta_i} - \frac{P_z^2}{2m_i} \mp \mu_i H, \quad (6)$$

где Δ_i — полуширины соответствующих запрещенных зон. $\mu_i = \frac{e\hbar}{2m_i c}$ — магнитные моменты.

Поступая аналогичным образом снова получаем формулу (3), но вместе (4) для энергии E получаем две ветви, одна для зоны проводимости, другая — для валентной зоны.

В отличие от однородной среды в рассматриваемой нами неоднородной типа гетероструктуры или слоистой системы энергия электрона в магнитном поле зависит от номера зоны n и проекции импульса $p_y = \hbar k_y$. Это приводит к образованию магнитных подзон вместо уровня в однородной среде. Поэтому коэффициент поглощения света при электронных переходах внутри разрешенной зоны, с учетом правила отбора, имеет вид

$$\alpha(\omega) = B \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \delta[\hbar\omega + E_n(\xi) - E_{n+1}(\xi)],$$

$\hbar$ — постоянная Планка = $\frac{h}{2\pi}$

где B — не зависящая от частоты константа. Здесь предполагается, что нижняя подзона с номером n занята, а верхняя с номером $n+1$ свободна от электронов. В однородной среде исчезает зависимость E от ξ (т. е. от p_y), поэтому в циклотронном резонансе имеется острый пик на циклотронной частоте.

В гетероструктуре имеется относительно широкий максимум поглощения с тонкой структурой, для исследования которой требуются знания зависимости E_n от P_y . Эту зависимость можно определить из формулы (4).

Для простоты будем считать $V_1 = V_2$ и рассмотрим переходы с $n = 0$ к $n = 1$. Тогда для энергий приближенно имеем

$$E_0(\xi) = \frac{1 + \Delta^2 k_z^2}{a - b \Phi(\xi)}, \quad E_1(\xi) = \frac{3 + \Delta^2 k_z^2}{a - b \left(\frac{2}{V} \xi e^{-\xi^2} - \Phi(\xi) \right)},$$

где

$$a = \frac{1}{\hbar \omega_1} + \frac{1}{\hbar \omega_2}, \quad b = \frac{1}{\hbar \omega_1} - \frac{1}{\hbar \omega_2},$$

$\Phi(\xi)$ — функция вероятности.

Из (7) получаем $(E_1(\xi) - E_0(\xi) = W)$,

$$\alpha(\omega) = B \frac{1}{dW/d\xi} \Big|_{W = \hbar \omega},$$

а знаменатель обращается в нуль при условии

$$e^{-\xi^2} \left\{ \frac{b \xi^2}{\left[a - b \Phi(\xi) - \frac{2b}{V} \xi e^{-\xi^2} \right]^2} - \frac{1}{[a - b \Phi(\xi)]^2} \right\} = 0. \quad (8)$$

Это уравнение имеет четыре решения для ξ (в том числе $\xi \rightarrow \pm \infty$), определяющие особые точки α . Вблизи них коэффициент поглощения имеет асимптотическое поведение ($\omega_1 < \omega_2$).

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{2\hbar|\omega_1 - \omega_2| \sqrt{\ln \frac{b}{2\sqrt{\pi}} \frac{\hbar \omega_2^2}{(\omega - \omega_1)}}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow -\infty, \quad \omega \rightarrow \omega_1 + 0, \quad (9)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{2\hbar|\omega_1 - \omega_2| \sqrt{\ln \frac{b}{2\sqrt{\pi}} \frac{\hbar \omega_1^2}{(\omega_2 - \omega)}}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow +\infty, \quad \omega \rightarrow \omega_2 - 0, \quad (10)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{\sqrt{B_1(\omega - \omega_3)}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow \xi_1, \quad \omega \rightarrow \omega_3 + 0, \quad (11)$$

где

$$\alpha(\omega) = \frac{B}{\sqrt{B_2(\omega_4 - \omega)}}, \quad \text{при } \xi \rightarrow \xi_2, \quad \omega \rightarrow \omega_4 - 0, \quad (12)$$

$$B_{1,2} = \hbar \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2} \Big|_{\xi = \xi_{1,2}}, \quad \hbar \omega_{3,4} = E_1(\xi_{1,2}) - E_0(\xi_{1,2}),$$

ξ_1 и ξ_2 — два конечных решения уравнения (8).

Видно, что при переходах с $n = 0$ к $n = 1$ имеет четыре особые точки. При рассмотрении электронных переходов с занятой подзоны с номером $n = 1$ к свободной с номером $n = 2$ имеет уже шесть особых точек. Учет затухания естественно приводит к сглаживанию особенностей и вместо них будем иметь максимумы α . Интенсивности этих максимумов будут различными при различных асимптотических поведении при отсутствии затухания. Очевидно, что интенсивности, например, в случаях (9) и (10) будут больше чем в случаях (11) и (12).

Аналогичная тонкая структура поглощения получается также вблизи поверхности полупроводника в продольном магнитном поле [1], но число максимумов в гетероструктуре и вблизи поверхности отличается.

В заключение приведем численные оценки для максимумов коэффициента поглощения в гетеропереходе $\text{AlSb}-\text{GaSb}$. При выборе параметров $m_1 = 0,065m_0$, $m_2 = 0,044m_0$ и в полях $H \simeq 50$ кЭ имеем $\hbar\omega_1 = 0,008$ эВ, $\hbar\omega_2 = 0,012$ эВ. Тогда, в случаях (9) и (10) α имеет порядок обычного циклотронного поглощения в однородном полупроводнике ($\alpha_{\text{ц}} \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$), а порядок величины дополнительных максимумов поглощения ($\alpha_{\text{д}}$) (11) и (12) при переходе с $n = 0$ к $n = 1$ есть (Γ — феноменологическое затухание порядка $0,1 \hbar\omega_1$) $\alpha_{\text{д}}/\alpha_{\text{ц}} = \sqrt{\Gamma/B_1} \simeq 0,3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Касаманян, В. М. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика. 21, 221 (1986).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՀԵՏԵՐՈՍՏՐՈՒՄՈՒՄ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ջ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հետերոստրուկտուրայի երկաշնական մագնիսական դաշտում Լույսի կլանումը այդ համակարգով: Ցույց է տրված, որ միաշափ համակարգի մագնիսական մակարդակի փոխարեն հետերոստրուկտուրայում առաջանում է ենթազոն: Դա բերում է ճիկատրոնային կլանման նուրբ կառուցվածքի, կազմված չորս, վեց և այլն մաքսիմումներից:

ABSORPTION OF LIGHT IN A HETEROSTRUCTURE IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Z. N. KASAMANYAN, A. V. PETROSYAN

The energy spectrum of a heterostructure in a longitudinal magnetic field is investigated, and the absorption of light in such a system is discussed. It is shown that in a homogeneous medium instead of magnetic level a subzone arises in the heterostructure. This leads to a fine structure of cyclotron absorption consisting of four, six etc. maxima.

СУПЕРПОЗИЦИЯ ПРОЦЕССОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ И ЧЕТЫРЕХФОТОННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ВКР ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ $LiIO_3$

Г. Г. ГРИГОРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 14 июня 1989 г.)

Экспериментально исследовано подавление усиления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в кристалле $LiIO_3$, обусловленное суперпозицией процессов комбинационного рассеяния (КР) и четырехфотонного параметрического рассеяния (ЧПР). Дана количественная интерпретация наблюдаемой угловой структуры антистоксова излучения при различных геометриях рассеяния. Контрольным экспериментом с использованием ВКР назад подтверждено, что подавление усиления ВКР в исследуемом случае обусловлено суперпозицией процессов КР и ЧПР.

Суперпозиция процессов комбинационного рассеяния (КР) и четырехфотонного параметрического рассеяния (ЧПР) при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) на колебательных переходах впервые теоретически исследовалась в работе [1], а для случая поляритонного ВКР — в [2]. Было показано, что суперпозиция указанных процессов приводит к подавлению процесса ВКР в направлениях точного фазового синхронизма для процесса ЧПР. Согласно теории, механизм подавления состоит в следующем. Одним из каналов, связывающих основной и возбужденный энергетические уровни колебательной системы, является процесс КР ($\omega_H \rightarrow \omega_c + \Omega$), в котором поглощается фотон на частоте накачки ω_H , излучается фотон на стоксовой частоте ω_c , и система переходит в возбужденное колебательное состояние.

В нелинейной среде, при выполнении условий фазового согласования ($\Delta K = 2K_H - K_c - K_a$) может эффективно протекать процесс ЧПР ($2\omega_H \rightarrow \omega_c + \omega_a$), в котором два кванта накачки рассеиваются в фотоны на стоксовой и антистоксовой частоте. Благодаря сильно связанным волнам, генерируемым в процессе ЧПР, возникает второй канал, связывающий те же уровни энергии.

Этим каналом является процесс КР ($\omega_c \rightarrow \omega_H + \Omega$), в котором поглощается фотон на антистоксовой частоте ω_c , излучается фотон на частоте накачки ω_H и система переходит в возбужденное состояние.

Интерференция этих двух каналов рассеяния приводит к тому, что вероятность перехода между колебательными уровнями, а, следовательно, и интенсивность стоксовой и антистоксовой волн существенно зависят от относительных фаз взаимодействующих волн. В условиях фазового синхро-

низма ($\Delta K = 0$) эта интерференция является деструктивной, т. е. в этих направлениях не генерируются ни стоксовы, ни антистоксовы волны.

Экспериментально этот интерференционный эффект должен проявляться в виде «провалов» интенсивности в угловом распределении излучения ВКР. Для случая стоксова излучения это явление впервые наблюдалось в работе [3]. Трудность экспериментального обнаружения этого эффекта в антистоксовом излучении, отмеченная в работе [1], заключается в малой угловой величине области подавления (по оценкам [1] $\sim 10^{-4}$ рад), что предъявляет жесткие требования к расходимости возбуждающего излучения. В работе [4] нами впервые был обнаружен провал интенсивности в угловом распределении антистоксового излучения при исследовании ВКР на поляритонах в кристалле йодата лития. В дальнейшем это явление наблюдалось авторами [5] при ВКР в сжатом водороде и дейтерии.

В настоящей работе исследовано подавление усиления ВКР, возбуждаемого пикосекундными импульсами света в кристалле $LiIO_3$ при различных геометриях рассеяния.

ВКР возбуждалось излучением второй гармоники пикосекундного лазера на фосфатном неодимовом стекле с пассивной синхронизацией мод. Излучение задающего генератора представляло собой цуг из $25 \div 30$ импульсов с длительностью ~ 30 пс каждый — и полной энергией ~ 3 мДж. Для сужения спектра излучения в резонатор в качестве селективирующего элемента помещалась плоскопараллельная стеклянная пластинка. Преобразование во вторую гармонику осуществлялось в кристалле КДП по схеме коллинеарного синхронизма типа $eo \rightarrow e$ с коэффициентом преобразования по энергии $\sim 25\%$. Спектральная ширина излучения второй гармоники ($\lambda = 527$ нм) составляла ~ 3 см $^{-1}$.

Для исследования угловой структуры излучения ВКР в направлении вперед, излучение накачки тщательно коллимировалось с помощью телескопической системы из двух линз с фокусными расстояниями $+30$ см и -8 см. ВКР возбуждалось коллимированным пучком диаметром $1,5$ мм, с интенсивностью $1 \div 2$ Гвт/см 2 . Использовались элементы кристалла йодата лития X, Y и Z-срезов длиной 30 мм.

В элементах X и Y-срезов ВКР возбуждалось на e-поляритонах, связанных с колебанием моды 795 см $^{-1}$ симметрии $A(z)$. В элементах Z-среза ВКР развивалось на фонах частоты 820 см $^{-1}$.

Угловое распределение ВКР, при распространении возбуждающего излучения вдоль осей X или Y, исследовалось при обыкновенной и необыкновенной поляризациях волны накачки. Исследование угловой структуры стоксова и антистоксова излучения ВКР, а также контроль углового распределения возбуждающего излучения осуществлялись с помощью спектрографа ИСП-51 с камерой УФ-89 при снятой входной щели. Излучение, выходящее из кристалла, фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 94$ мм на плоскость входной щели спектрографа. Спектрально-угловое распределение рассеянного излучения контролировалось с помощью дифракционного спектрографа ДФС-8 по стандартной фотографической методике [6].

Для кристаллов X и Y-срезов результаты исследования углового распределения ВКР оказались идентичными. В обоих случаях при обыкновенной поляризации накачки в угловом распределении первой антистоксовой компоненты ВКР наблюдалась отчетливая дублетная структура. Отметим, что возбуждающее излучение имело гладкое угловое распределение с расходимостью $\sim 0,6$ мрад (здесь и далее все угловые величины приведены для излучения внутри кристалла). Антистоксовое излучение имело вид двух концентрических колец с центром на линии волнового вектора накачки с угловыми радиусами $17 \pm 0,2$ мрад и $18,3 \pm 0,2$ мрад.

Угловой радиус центра темного кольца был равен $17,6 \pm 0,2$ мрад. Соотношение интенсивностей двух колец зависит от плоскости рассеяния: в плоскости, содержащей оптическую ось (XOZ или YOZ) интенсивности практически одинаковы, а в перпендикулярной ей плоскости XOY внешнее кольцо в $2,5 \pm 0,5$ раза ярче внутреннего. Угловое распределение излучения первой антистоксовой компоненты и его микрофотограмма, в плоскости XOY показаны на рис. 1.

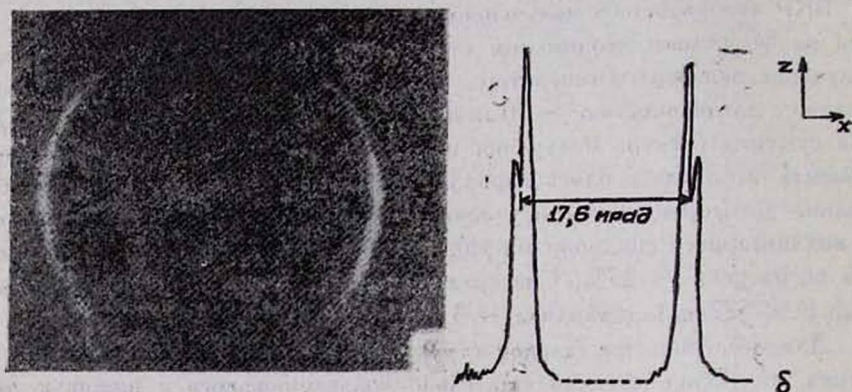


Рис. 1. а), Угловое распределение излучения антистоксовой компоненты при распространении накачки вдоль оси Y. б) Микрофотограмма углового распределения антистоксовой компоненты в плоскости YOX .

Дублетная угловая структура не наблюдалась при необыкновенной поляризации накачки. В этих случаях антистоксово излучение состояло из одного кольца с угловым радиусом $15,3 \pm 0,2$ мрад. В случае распространения накачки вдоль оптической оси кристалла ($K_{II} \parallel Z$), соответствующем рассеянию на фононах 820 см^{-1} , антистоксовое излучение также представляло собой одно кольцо с угловым радиусом $18,6 \pm 0,2$ мрад. В угловом распределении излучения первой стоксовой компоненты провал интенсивности в виде темного кольца отчетливо наблюдался для всех указанных выше геометрий рассеяния.

Частотный сдвиг первой стоксовой компоненты составлял $759 - 778 \text{ см}^{-1}$ для углов рассеяния $0 \div 35$ мрад (в кристалле) при о-накачке, $740 \div 772 \text{ см}^{-1}$ для углов рассеяния $0 \div 31$ мрад при с-накачке. Приведенные значения углов рассеяния соответствуют случаю коллимированной накачки.

При распространении возбуждающего излучения вдоль оси Z частотный сдвиг составлял 820 см^{-1} для всех углов рассеяния.

Для интерпретации наблюдаемых закономерностей была использована теория поляритонного ВКР с учетом суперпозиции процессов КР и ЧПР [2]. С помощью ЭВМ были рассчитаны коэффициент усиления и интенсивность антистоксова излучения I_a по формулам [2]

$$G = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| -\Delta_2^2 + \mu \Delta_2 + \sqrt{(-\Delta_2^2 + \mu \Delta_2)^2 + 4\Delta_2^2 g_c^2} \right|^{1/2}, \quad (1)$$

$$I_a \sim \frac{g_c \left| q'^2 + \left(\frac{\Delta k}{2} + q'' \right)^2 \right|}{8 q' |q|^2} \exp(Gl), \quad (2)$$

$$\text{здесь } \mu = \varphi + 2\tau g_c, \quad \varphi = \frac{8\pi\omega_c^2 \gamma |A_H|^2}{c^2 K c y}, \quad \tau = \frac{|K_H - K_c|^2 - K_n'^2}{K_n'^2}$$

— играет роль расстройки процесса поляритонного КР, γ — эффективная кубическая нелинейная поляризуемость, A_H — комплексная амплитуда заданной волны накачки, $g_c = \frac{g_c^{\max}}{1 + \tau}$ — коэффициент усиления поляритонного ВКР без учета ЧПР с участием антистоксовой волны

($g_c^{\max}$ не зависит от τ), $K_n' = 2\pi \tilde{\nu}_n \varepsilon_n'$, $K_n'' = 2\pi \tilde{\nu}_n \varepsilon_n''$, $\varepsilon_n = \varepsilon_n' + i\varepsilon_n''$ —

диэлектрическая проницаемость среды на частоте поляритона, $\tilde{\nu}_n$ — частота поляритона в см^{-1} , $K c y = K c \cdot \cos \theta_c$, $\Delta_2 \equiv \Delta K = 2K_H - K_c - K_a$ — расстройка ЧПР.

$$q' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{|\Delta K|}{2} [A_1 - \mu]}, \quad q'' = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{|\Delta K|}{2} [A_1 + \mu] \cdot \text{sign } \Delta K},$$

$$\text{sign } \Delta K = \begin{cases} 1 & \Delta K > 0 \\ -1 & \Delta K < 0 \end{cases},$$

$$|q|^2 = q'^2 + q''^2 = \frac{|\Delta K|}{4} \cdot A_1, \quad A_1 \equiv \sqrt{\mu^2 + 4g_c^2}.$$

Обе величины рассчитывались как функции двух переменных частоты поляритона ω_n и угла рассеяния θ .

На рис. 2 приведены результаты расчета интенсивности антистоксова излучения $I_a(\tilde{\omega}_n, \theta)$ для рассеяния в плоскости XOY в случае о-накачки с интенсивностью $1 \frac{\text{ГВт}}{\text{см}^2}$.

Характерным свойством семейства кривых $I_a(\tilde{\omega}_n, \theta)$ на рис. 2 является наличие двух максимумов в угловой зависимости интенсивности антистоксовой компоненты при фиксированной частоте поляритона. Один из максимумов соответствует положительной расстройке от положения точного синхронизма ЧПР, другой — отрицательной. В обеих областях имеет-

ся локальный максимум для определенной частоты, который и соответствует тому углу и частоте (θ, ω_n) , которые выходят в рассеяние в плоскости ХОУ. Из этих кривых получены следующие параметры углового распределения антистоксового излучения: угловой радиус провала θ_0^a , — угловые радиусы внешнего θ_1^a и внутреннего θ_2^a колец, отношение их интенсивно-

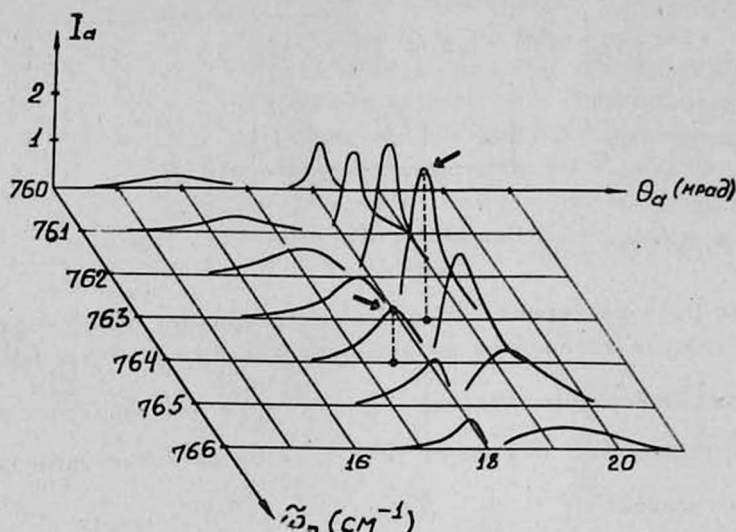


Рис. 2. Кривые зависимости интенсивности антистоксовой компоненты (в относительных единицах) от угла рассеяния и частоты поляритона.

стей I_1/I_2 в плоскости ХОУ. Согласно с экспериментом удовлетворительное, что видно из таблицы.

	эксперимент	расчет
θ_0^a (мрад)	$17,6 \pm 0,2$	18,0
θ_1^a	$18,3 \pm 0,2$	18,3
θ_2^a	$17,0 \pm 0,2$	17,5
I_1/I_2	$2,5 \pm 0,5$	3,4

Отметим, что наблюдаемое явление суперпозиции и процессов рассеяния в поле пуга УКИ, в принципе не отличается от такого в поле одиночного импульса накачки, поскольку интервал между импульсами (~ 7 нс) намного превышает характерные времена релаксации исследуемой среды ($\lesssim 10^{-12}$ сек).

Однако при сравнении экспериментальных данных с расчетами, следует учитывать, что разброс интенсивности импульса вдоль пуга может привести к некоторому «размыванию» угловой структуры рассеянного излучения.

Расчеты по формуле (2) показали, в частности, что увеличение интенсивности накачки от 1 Гвт/см^2 до $1,5 \text{ Гвт/см}^2$ приводит к увеличению угловой ширины провала от $0,8 \text{ мрад}$ до $1,4 \text{ мрад}$.

В частотно-угловом распределении антистоксового излучения провал интенсивности по частоте не наблюдался, что по всей вероятности, связано с достаточно широким спектром накачки ($\sim 3 \text{ см}^{-1}$) превышающим ожидаемую ширину провала $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ (рис. 2).

Расчеты, проведенные для случая ϵ -накачки, показали, что коэффициент усиления в области положительных расстройк в несколько раз больше значения для области отрицательных расстройк. Этот «выброс» усиления приводит к огромной разнице в интенсивности внешнего и внутреннего кольца. Этим, по-видимому, и объясняется отсутствие дублетной структуры антистоксова излучения в случае ϵ -накачки.

Отметим, что в случае o -накачки различие коэффициентов усиления для внешнего и внутреннего колец не превышает 5%.

Для проверки предположения о том, что провал интенсивности в угловом распределении стоксового и антистоксового излучения — результат суперпозиции процессов ВКР и ЧПР был поставлен контрольный эксперимент. Идея контрольного эксперимента — проверить, будет ли наблюдаться провал интенсивности, если каким-либо образом исключить ЧПР. Этого можно достичь при возбуждении ВКР в направлении назад относительно накачки, так как в этом случае ЧПР отсутствует из-за большой величины фазовой расстройки $\Delta K = 2K_H + K_c + K$.

Как следует из результатов работ [7—9] режим ВКР, при котором обратное рассеяние превалирует над попутным, реализуется в том случае, когда инкремент попутного рассеяния уменьшается из-за параметрической связи стоксовых и антистоксовых волн. Это имеет место, если нормированная волновая расстройка достаточно мала: $\Gamma = \Delta_2 / 2\pi G I \leq 0,1$ [7], где $\Delta_2 = |2K_H - K_c - K_a|$, I — интенсивность накачки. Для достижения достаточной интенсивности обратного ВКР в контрольном эксперименте излучение накачки фокусировалось в кристалл LiIO_3 линзой с $f = 91 \text{ мм}$.

Контрольный эксперимент дал следующие результаты: в случаях $(K_H|X, E_H|Y)$ и $(K_H|Y, E_H|X)$ в излучении, рассеянном назад, в регистрируемом диапазоне углов рассеяния $0 \div 39,2 \pm 0,2 \text{ мрад}$ провал интенсивности отсутствовал; в направлении вперед в рассеянном излучении наблюдался провал интенсивности под углом $19,2 \pm 0,8 \text{ мрад}$ шириной $\sim 8 \text{ мрад}$.

Большая, по сравнению со случаем возбуждения ВКР коллимированным пучком ($\sim 5 \text{ мрад}$), ширина провала интенсивности обусловлена расходимостью излучения накачки при его фокусировке в кристалл.

Строго говоря, в случае поляритонного ВКР рассеяние в направлении вперед и назад происходит на разных участках поляритонной ветви (что обусловлено зависимостью частоты поляритона от величины волнового вектора). В условиях нашего эксперимента частотный сдвиг излучения, рассеянного вперед составлял 759 см^{-1} , а назад — 778 см^{-1} . Расчетные значения углов, соответствующих провалам интенсивности, определяемые из

условия $\Delta K = 0$ для этих частотных сдвигов весьма близки и равны 19,4 и 19,9 мрад, соответственно.

В случае фононного ВКР ($K_H \parallel Z$) излучение, рассеянное вперед и назад имеет одну и ту же частоту. Как и в случае поляритонного ВКР, в излучении рассеянном назад провал не наблюдался, несмотря на то, что регистрируемый диапазон углов рассеяния ~ 41 мрад перекрывал ожидаемую угловую величину провала (~ 21 мрад). В излучении, рассеянном вперед, провал интенсивности наблюдался под углом $20,4 \pm 0,8$ мрад к направлению излучения накачки. На рис. 3 приведены микрофотограммы уг-

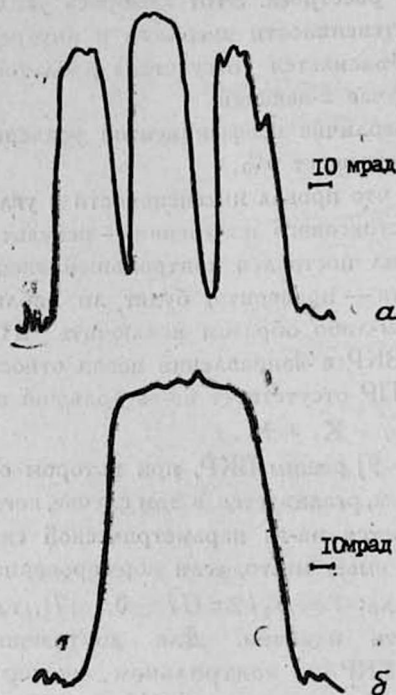


Рис. 3. Микрофотограммы углового распределения первой стоксовой компоненты для ВКР вперед (а) и ВКР назад (б) (метка — 10 мрад соответствует угловым размерам в кристалле).

ловых распределений излучения, рассеянного вперед и назад для случая фононного ВКР.

Таким образом, результаты контрольного эксперимента подтверждают, что подавление усиления ВКР в исследуемом случае действительно обусловлено суперпозицией процессов КР и ЧПР.

Автор искренне благодарен профессору Стрижевскому В. Л. и Согомоняну С. Б. за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloembergen N. Shen Y. R. Phys. Rev. Lett., 12, 504 (1964).
2. Панарин А.М., Стрижевский В. Л. Квантовая электроника, 5, 1694 (1978).
3. Chiao R., Stoicheff B. P. Phys. Rev. Lett., 12, 290 (1964).
4. Григорян Г. Г., Согомонян С. Б., Стрижевский В. Л. Оптика и спектроскопия, 61, 998 (1986).
5. Dancan M. D. et al. Optics Lett., 11, 803 (1986).
6. Поливанов Ю. Н. УФН, 126, 185 (1978).

7. Иванов В. Б. и др. Квантовая электроника, 13, 857 (1986).
8. Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Квантовая электроника, 9, 1258 (1982).
9. Карпухин С. И., Яшин К. Е. Квантовая электроника, 11, 1992 (1984).

$LiIO_3$ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԵՎ ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՎԵՐԱԿՐՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ՊԵԿՈՎԱՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԱԶԴԱԿՆԵՐԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Փորձականորեն հետազոտված է $LiIO_3$ բյուրեղում հարկադրական կոմբինացիոն ցրման (248) ուժեղացման ճնշվելը, պայմանավորված կոմբինացիոն ցրման (48) և քառաֆոտոն պարամետրիկ ցրման (ՔՊՑ) երևույթների վերադրմամբ: Տրված է անտիստորայն ճառագայթման դիտվող անկյունային կառուցվածքի քանակական մեկնաբանությունը ցրման տարրեր երկրաչափությունների դեպքում: Դիպի ետ 48-ի օգտագործմամբ ստուգողական փորձով հաստատված է, որ 48-ի ուժեղացման ճնշվելը հետազոտվող դեպքում պայմանավորված է 48 և ՔՊՑ երևույթների վերադրմամբ:

THE SUPERPOSITION OF RAMAN SCATTERING AND PARAMETRIC FOUR-WAVE MIXING IN $LiIO_3$ CRYSTAL UNDER SRS OF PICOSECOND PUMP PULSES

G. G. GRIGORYAN

The gain suppression of stimulated Raman scattering in $LiIO_3$ crystal due to the superposition of Raman scattering and parametric four-wave mixing processes has been experimentally investigated. A quantitative interpretation of the observed angular structure of anti-Stokes emission for various scattering geometries is given. As was verified with a check-up experiment using the backward Raman scattering, the SRS gain suppression was due to the superposition of the processes of Raman scattering and four-wave mixing.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 81—87 (1990)

УДК 539.186.22:546.32

ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО ГАЗА НА ФИОЛЕТОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПАРАХ КАЛИЯ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

М. Е. МОВСЕСЯН, А. В. ПАПОЯН, С. В. ШМАВОНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 апреля 1989 г.)

Исследовано влияние буферного газа на возникающие при двухфотонном возбуждении паров калия излучения на переходах $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$. Приводятся зависимости энергий этих излучений от плотности паров калия, давления буферного газа, энергии возбуждающего излучения, а также их временные характеристики. С повышением давления буферного газа энергия и длительность фиолетовых излучений уменьшаются, а зависимость энергии от плотности паров калия из квадратичной приближается к экспоненциальной. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией.

7. Иванов В. Б. и др. Квантовая электроника, 13, 857 (1986).
8. Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Квантовая электроника, 9, 1258 (1982).
9. Карпухин С. И., Яшин К. Е. Квантовая электроника, 11, 1992 (1984).

$LiIO_3$ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԵՎ ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՎԵՐԱԿՐՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ՊԵՆՈՎԱՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԱԶԴԱԿՆԵՐԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է $LiIO_3$ բյուրեղում հարկադրական կոմբինացիոն ցրման (248) ուժեղացման ճնշվելը, պայմանավորված կոմբինացիոն ցրման (48) և քառաֆոտոն պարամետրիկ ցրման (ՔՊՑ) երևույթների վերադրմամբ: Տրված է անտիստորայան ճառագայթման դիտվող անկյունային կառուցվածքի քանակական մեկնաբանությունը ցրման տարրեր երկրաչափությունների դեպքում: Դիպի ետ 48-ի օգտագործմամբ ստուգողական փորձով հաստատված է, որ 48-ի ուժեղացման ճնշվելը հետազոտվող դեպքում պայմանավորված է 48 և ՔՊՑ երևույթների վերադրմամբ:

THE SUPERPOSITION OF RAMAN SCATTERING AND PARAMETRIC FOUR-WAVE MIXING IN $LiIO_3$ CRYSTAL UNDER SRS OF PICOSECOND PUMP PULSES

G. G. GRIGORYAN

The gain suppression of stimulated Raman scattering in $LiIO_3$ crystal due to the superposition of Raman scattering and parametric four-wave mixing processes has been experimentally investigated. A quantitative interpretation of the observed angular structure of anti-Stokes emission for various scattering geometries is given. As was verified with a check-up experiment using the backward Raman scattering, the SRS gain suppression was due to the superposition of the processes of Raman scattering and four-wave mixing.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 81—87 (1990)

УДК 539.186.22:546.32

ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО ГАЗА НА ФИОЛЕТОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПАРАХ КАЛИЯ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

М. Е. МОВСЕСЯН, А. В. ПАПОЯН, С. В. ШМАВОНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 апреля 1989 г.)

Исследовано влияние буферного газа на возникающие при двухфотонном возбуждении паров калия излучения на переходах $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$. Приводятся зависимости энергий этих излучений от плотности паров калия, давления буферного газа, энергии возбуждающего излучения, а также их временные характеристики. С повышением давления буферного газа энергия и длительность фиолетовых излучений уменьшаются, а зависимость энергии от плотности паров калия из квадратичной приближается к экспоненциальной. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией.

В ряде работ исследованы четырехфотонные параметрические процессы при двухфотонном возбуждении паров металлов [1—7]. В первых работах [1—3, 8] при возбуждении паров калия излучениями рубинового лазера и первой стоксовой компоненты его ВКР в нитробензоле наблюдались фиолетовые излучения на частотах, соответствующих переходам $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$. Отсутствие фиолетовых излучений в обратном направлении, а также при встречном распространении пучков накачки, позволило авторам [3] сделать вывод о параметрической природе этих излучений. О наблюдении такого параметрического процесса сообщалось и в работах [4, 5], где возбуждение осуществлялось лазером на красителе, перестраиваемым в области двухфотонного резонанса $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$. В [8] утверждается, что фиолетовые линии обусловлены сверхизлучением, связанным с когерентным двухфотонным возбуждением паров калия. В последнее время появились работы, в которых исследуется влияние столкновений на нелинейные процессы в парах металлов [9—14]. В [13, 14] исследуется влияние буферного газа на четырехфотонный параметрический процесс при двухфотонном возбуждении паров рубидия.

В настоящей работе впервые исследуется влияние буферного газа (гелий, аргон, ксенон) на фиолетовые излучения вблизи переходов $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$, возникающие в парах калия при двухфотонном возбуждении. Исследованы зависимости энергий этих излучений от плотностей паров калия и буферного газа, а также от интенсивности возбуждающего излучения. Обсуждаются возможные механизмы, объясняющие полученные результаты.

Возбуждение паров калия осуществлялось излучениями рубинового лазера и первой стоксовой компоненты его ВКР в нитробензоле. Частота излучения ВКР $\nu_c = 13055 \text{ см}^{-1}$ на 12 см^{-1} больше частоты перехода $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ атома калия, а суммарная частота излучений рубинового лазера ($\nu_p = 14400 \text{ см}^{-1}$) и ВКР — на 4 см^{-1} больше частоты перехода $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2} / 27451 \text{ см}^{-1}$. Энергии излучений рубинового лазера и ВКР составляли 1 Дж и 0,3 Дж при длительностях импульсов 20 нс и 15 нс соответственно. Спектральная ширина линии излучения ВКР составляла $2 - 3 \text{ см}^{-1}$. Возбуждающие излучения фокусировались в центр кюветы длиной 20 см с парами калия и буферным газом. Плотность паров калия изменялась в пределах $10^{12} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, буферного газа — $2 \cdot 10^{16} - 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ / давление от 1 до 400 Торр/. Выходящее из кюветы излучение исследовалось на спектрографе ДФС-8. Регистрация спектров излучений проводилась с помощью скоростной фотоэлектрической камеры СФЭК-СС. Спектры наблюдались на экране запоминающего осциллографа и одновременно вводились в память микро-э.в.м. "Электроника ДЗ-28", с последующим выводом на графопостроитель. Чувствительность всей системы составляла 10^{-7} Дж в фиолетовой области спектра, аппаратная ширина — $0,3 \text{ \AA}$. Измерения длин волн излучений проводились с точностью $0,1 \text{ \AA}$ фототрафическим методом. Исследования временных характеристик излучений проводились с помощью фотоэлектрического преобразователя

ФК-2 и скоростного осциллографа (И2 — 7 или С7 — 19). Временное разрешение системы составляло 0,5 нс.

Исследования показали, что зависимости энергий фиолетовых излучений на переходах $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ атома калия ($\lambda = 4044$ и $4047 \text{ \AA}$) от плотности паров калия существенно меняются от давления буферного газа. На рис. 1 приведены эти зависимости при значениях давления буферного газа гелия 1, 100, 400 Торр. Отметим, что зависимость энергии излучения на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ от плотности паров калия в возрастающей части приближается к экспоненциальной при повышении давления буферного газа. Для буферных газов *Ar* и *Xe* получаются аналогичные зависимости, причем крутизна, соответствующая давлению *He* 400 Торр, достигается для этих газов при давлении 100 Торр.

Увеличение давления буферного газа (*He*, *Ar*, *Xe*) при постоянной плотности паров калия приводят к уменьшению энергий излучений как на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$, так и на $\lambda = 4047 \text{ \AA}$, причем спад энергии излучения на $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ происходит быстрее. Исследования показали, что для *Ar* и *Xe* энергия линии $4047 \text{ \AA}$ становится ниже порога регистрации при давлении 20 Торр, для *He* — при давлении 80 Торр. На рис. 2 приведены зависимости энергий излучений на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ и на $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ от давления буферного газа *He* при плотности паров калия $N_k = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

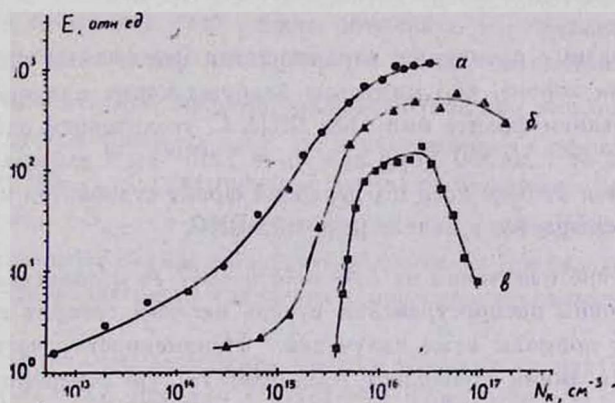


Рис. 1. Зависимость энергии излучения на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ от плотности паров калия при давлении буферного газа гелия: а/ 1 Торр, б/ 100 Торр, в/ 400 Торр.

Энергии фиолетовых излучений возрастают пропорционально кубу интенсивности излучения рубинового лазера независимо от давления буферного газа (*He*, *Ar*, *Xe*) и плотности паров калия. Зависимости энергий фиолетовых излучений от интенсивности (энергии) рубинового лазера при $N_k = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и давлениях буферного газа гелия $P(\text{He})$ 1 и 400 Торр представлены на рис. 3. Изменение интенсивностей возбуждающих излучений проводилось без нарушения соотношения энергий рубинового

лазера и ВКР. Максимальный коэффициент преобразования излучения рубинового лазера в излучение на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ по энергии в условиях нашего эксперимента составлял 0,5% (при $N_k = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $P(\text{He}) 1 \text{ Торр}$). Фиолетовые излучения, как и в [3], отсутствуют в обратном направлении и при встречном распространении пучков рубинового лазера и ВКР. Частоты фиолетовых излучений не менялись при изменении плотностей паров калия и буферного газа, интенсивностей и частот возбуждающих излучений и с точностью $0,5 \text{ см}^{-1}$ совпадали с частотами переходов $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ атома калия.

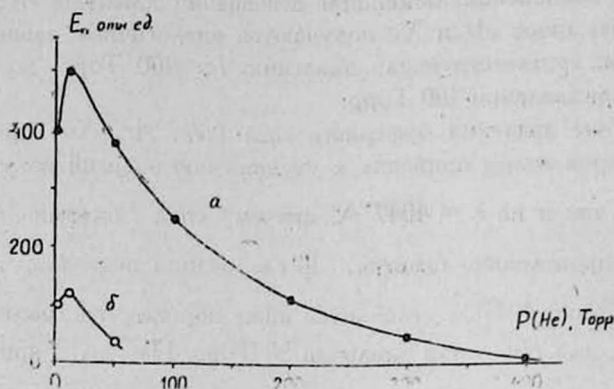


Рис. 2. Зависимости энергий излучений на а/ $\lambda = 4044 \text{ \AA}$, б/ $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ от давления буферного газа гелия при плотности паров калия $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Исследования временных характеристик фиолетовых излучений показали, что они короче, чем импульсы возбуждающих излучений и появляются на переднем фронте импульса ВКР. С увеличением давления буферного газа He от 1 до 300 Торр при $N_k = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ длительность импульса сокращается от 6 нс до 2 нс, передний фронт становится круче (0,5 нс), и максимум смещается к началу импульса ВКР.

Отсутствие излучений на $\lambda = 4044$ и $4047 \text{ \AA}$ в обратном направлении и при встречном распространении пучков накачки говорит в пользу параметрической природы этих излучений. Неизменность частоты и узость спектральных линий позволяют предполагать, что генерация фиолетового излучения на переходах $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ возникает в результате вынужденного четырехфотонного параметрического процесса с участием двух фотонов накачки (ν_c и ν_p) и фотона ИК гиперкомбинационного рассеяния (ГКР), связанного с переходом атома калия с уровня $4S_{1/2}$ на $5P_{3/2, 1/2}$. В «чистых» парах калия (без буферного газа) такой параметрический процесс наблюдался в [5]. В работе [15] теоретически рассмотрены ГКР и вынужденный четырехфотонный параметрический процесс при двухфотонном возбуждении паров щелочных металлов. Выражение для интенсивности фиолетового излучения, приведенное в этой работе, можно записать в виде:

$$I_{\Phi} = I_0 \left[\exp \left(\frac{8 \pi^3}{h^3 c^3} \cdot \frac{\omega_{\text{ИК}} d_1^2 d_2^2 d_3^2 I_p I_c L N_k}{\Delta^2 \varepsilon^2 \Gamma} \right) - 1 \right]^2, \quad (1)$$

где

$$\Gamma = \sigma_k N_k v_k + \sigma_k^* N_k^* v_k + \sigma_B N_B v_B + \frac{1}{\tau}.$$

I_p, I_c — интенсивности возбуждающих излучений, d_1, d_2, d_3 — матричные элементы переходов $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$, $4P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$, $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ / $\omega_{\text{ИК}}$ соответственно, Δ — расстройка ω_c от резонанса $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$, ε — расстройка $\omega_p + \omega_c$ от резонанса $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$, L — длина взаимодействия, N_k, N_B — плотности атомов калия и буферного газа, N_k^* — плотность атомов калия в состояниях $6S_{1/2}$ и $5P_{3/2}$, σ_k^*, σ_k — сечения резонансных столкновений для переходов $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ и $5P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$, σ_B — сечение столкновений атомов калия с атомами буферного газа для перехода $5P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$, v_k, v_B — относительные скорости сталкивающихся атомов, τ — радиационное время жизни уровня $5P_{3/2}$.

В области изменения N_K от 10^{15} до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и N_B от $2 \cdot 10^{16}$ до $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (давление от 1 до 400 Торр) зависимость I_{Φ} от N_K по формуле (1) согласуется с экспериментальной (рис. 1) при отношении $\frac{\sigma_B}{\sigma_K} = 1,2 \cdot 10^{-2}$ (для буферного газа гелия). Исходя из этого отношения и значения $\sigma_k = 9,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, вычисленного по формуле [16], получим значение $\sigma_B = 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$.

Укорочение длительности импульсов фиолетового излучения с повышением давления буферного газа можно объяснить нарушением условий синхронизма параметрического процесса в ходе заселения уровней $5P_{3/2, 1/2}$. Заметим, что при наличии буферного газа это заселение происходит не только за счет процесса ГКР, но и излучениями с эффективно заселяемого уровня $6S_{1/2}$. С повышением давления буферного газа растет заселенность уровня $6S_{1/2}$, а следовательно, и $5P_{3/2, 1/2}$. Однако параметрическим механизмом нельзя объяснить увеличение крутизны переднего фронта импульса фиолетового излучения с повышением давления буферного газа.

Расчет показывает, что насыщение энергий фиолетовых излучений, наблюдаемое при $E_p > 0,2 \text{ Дж}$ для $P(\text{He}) = 1 \text{ Торр}$ (рис. 3а, б), можно объяснить тем, что эффективное число возбуждающих фотонов (с учетом времени появления фиолетовых излучений относительно возбуждающих импульсов) превосходит число атомов калия. При $P(\text{He}) = 400 \text{ Торр}$ и тех же значениях энергии рубинового лазера и N_k эффективное число фотонов меньше числа атомов калия, поэтому в этом случае насыщение не наблюдается (рис. 3, в). Энергия параметрически генерируемого фиолетового излучения до насыщения, исходя из формулы (1), должна быть пропорциональна, по крайней мере, E_p^6 , так как в нашем эксперименте $E_c \sim E_p^2$. Однако это противоречит экспериментально полученной зависимости $E_{\Phi} \sim E_p^3$ (рис. 3).

Таким образом, параметрический механизм не дает полного объясне-

ния экспериментальных результатов. Отметим, что при наличии буферного газа становится существенным реальное заселение уровней, что может привести к развитию других вынужденных процессов, конкурирующих с описанным параметрическим. Исследования в ИК области спектра (вблизи переходов $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2, 1/2}$), а также более детальные спектральные

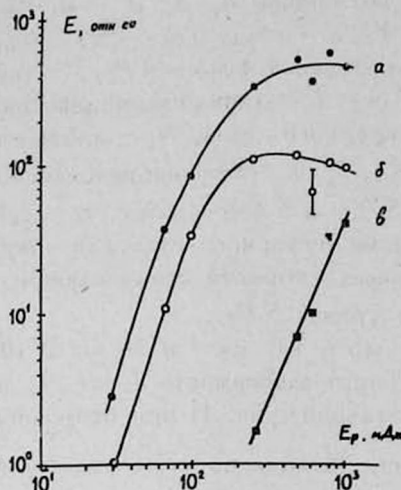


Рис. 3. Зависимости энергий излучений

а) на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ при $P(\text{He}) = 1 \text{ Торр}$.

б) на $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ при $P(\text{He}) = 1 \text{ Торр}$.

в) на $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ при $P(\text{He}) = 400 \text{ Торр}$ от энергии рубинового лазера при плотности паров калия $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

и временные исследования с высоким разрешением дадут дополнительную информацию о происходящих процессах.

Авторы выражают благодарность Малакяну Ю. П. и Меликяну А. О. за неоднократные плодотворные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lumpkin O. J. IEEE J. Quant. Electron., QE-4, 226 (1968).
2. Barak Sh., Rokni M., Yatsiv Sh. IEEE J. Quant. Electron., QE-5, 448 (1968).
3. Кирич Ю. М. и др. ЖЭТФ, 62, 466 (1972).
4. Бахрамов С. А., Файзуллаев Я. З. Изв. АН УССР, сер. физмат. наук, 6, 69 (1974).
5. Бахрамов С. А., Кирич И. Г., Тартаковский Г. Х. Труды VI Вавиловской конференции, Новосибирск, 1979, ч. 1, с. 153.
6. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Хромов В. В. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 487 (1971).
7. Королев Ф. А. и др. Опт. и спектр., 40, 1043 (1976).
8. Tan-No N. et al. IEEE J. Quant. Electron., QE-9, 423 (1973).
9. Carlsten J. L., Szöke A., Raymer M. G. Phys. Rev., A, 15, 1029 (1977).
10. Raymer M. G., Carlsten J. L. Phys. Rev. Lett., 39, 1326 (1977).
11. Дабалян А. А. и др. ЖЭТФ, 85, 1203 (1983); Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1609 (1983).
12. Агутов С. Н., Плеханов А. И., Шалагин А. М. Опт. и спектр., 56, 215 (1984).
13. Мовсисян М. Е., Овакимян Т. О., Шмавонян С. В. Опт. и спектр., 61, 454 (1986).
14. Мовсисян М. Е., Шмавонян С. В. Опт. и спектр., 63, 520 (1987).
15. Малакян Ю. П. Квант. электрон., 12, 1365 (1985).
16. Вайнштейн А. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979, с. 308.

ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԳԱԶԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԻՆԵՐՈՒՄ
ԵՐԿՅՈՏՈՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ
ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ, Ս. Վ. ՇՄԱՎՈՆՅԱՆ

Հետազոտված է բուֆերային գազի ազդեցությունը կալիումի զուրդիներում երկֆոտոն զրգուման պայմաններում $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ անցումների ժամանակ ճառագայթմանների վրա: Բերված են այդ ճառագայթումների էներգիաների կախումները կալիումի զուրդիների խտությունից, բուֆերային գազի ճնշումից, զրգող ճառագայթման էներգիայից, ինչպես նաև նրանց ժամանակային բնութագրերը: Բուֆերային գազի ճնշման բարձրացումը, բերում է մանուշակագույն ճառագայթումների էներգիայի և տևողության փոքրացմանը, իսկ էներգիայի կախումը կալիումի զուրդիների խտությունից քառակուսայինից մոտենում է էքսպոնենցիալին: Էքսպերիմենտալ արդյունքները համեմատվում են տեսության հետ:

THE INFLUENCE OF BUFFER GAS ON VIOLET RADIATION IN
POTASSIUM VAPOUR UNDER TWO-PHOTON EXCITATION

M. E. MOVSESSYAN, A. V. PAPOYAN, S. V. SHMAVONYAN

The influence of buffer gas on the radiation in potassium $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ transitions arising under the two-photon excitation of the vapor is investigated. Dependences of the energies of these radiations on the density of potassium vapor, the buffer gas pressure, the energy of exciting radiation, as well as their temporal characteristics are presented. The energy and duration of violet radiation decrease and the energy dependence of energy on potassium vapor density changes from squary-law to the exponential one with the increase in buffer gas pressure. The experimental results are compared with the theory.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 87—93 (1990)

УДК 539.41

БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИЯ В СИСТЕМЕ С ДИСКРЕТНЫМ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ ЧАСТИЦ

В. А. АРУТЮНЯН

Кировокажанский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 14 сентября 1989 г.)

Показано, что в системе произвольной размерности возможна бозе-конденсация, если частицы обладают дискретным энергетическим спектром, независимо от того, каков закон дисперсии при переходе к континуальному пределу. Получены простые уравнения, графическое решение которых позволяет определить температуру вырождения для любого конкретного случая. С «поднятием» основного энергетического уровня температура перехода в бозе-конденсированное состояние повышается.

Возможность наступления бозе-конденсации (БК) определяется, как известно, размерностью и законом дисперсии частиц данной системы. На-

ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԳԱԶԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԻՆԵՐՈՒՄ
ԵՐԿՅՈՏՈՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ
ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ, Ս. Վ. ՇՄԱՎՈՆՅԱՆ

Հետազոտված է բուֆերային գազի ազդեցությունը կալիումի զուրդիներում երկֆոտոն զրգուման պայմաններում $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ անցումների ժամանակ ճառագայթմանների վրա: Բերված են այդ ճառագայթումների էներգիաների կախումները կալիումի զուրդիների խտությունից, բուֆերային գազի ճնշումից, զրգող ճառագայթման էներգիայից, ինչպես նաև նրանց ժամանակային բնութագրերը: Բուֆերային գազի ճնշման բարձրացումը, բերում է մանուշակագույն ճառագայթումների էներգիայի և տևողության փոքրացմանը, իսկ էներգիայի կախումը կալիումի զուրդիների խտությունից քառակուսայինից մոտենում է էքսպոնենցիալին: Էքսպերիմենտալ արդյունքները համեմատվում են տեսության հետ:

THE INFLUENCE OF BUFFER GAS ON VIOLET RADIATION IN
POTASSIUM VAPOUR UNDER TWO-PHOTON EXCITATION

M. E. MOVSESSYAN, A. V. PAPOYAN, S. V. SHMAVONYAN

The influence of buffer gas on the radiation in potassium $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ transitions arising under the two-photon excitation of the vapor is investigated. Dependences of the energies of these radiations on the density of potassium vapor, the buffer gas pressure, the energy of exciting radiation, as well as their temporal characteristics are presented. The energy and duration of violet radiation decrease and the energy dependence of energy on potassium vapor density changes from squary-law to the exponential one with the increase in buffer gas pressure. The experimental results are compared with the theory.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 87—93 (1990)

УДК 539.41

БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИЯ В СИСТЕМЕ С ДИСКРЕТНЫМ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ ЧАСТИЦ

В. А. АРУТЮНЯН

Кировокажанский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 14 сентября 1989 г.)

Показано, что в системе произвольной размерности возможна бозе-конденсация, если частицы обладают дискретным энергетическим спектром, независимо от того, каков закон дисперсии при переходе к континуальному пределу. Получены простые уравнения, графическое решение которых позволяет определить температуру вырождения для любого конкретного случая. С «поднятием» основного энергетического уровня температура перехода в бозе-конденсированное состояние повышается.

Возможность наступления бозе-конденсации (БК) определяется, как известно, размерностью и законом дисперсии частиц данной системы. На-

пример, при строго квадратичном законе дисперсии БК возможна в трехмерном, но исключена в двух- и одномерном случаях, при линейном законе БК наступает в трех- и двумерном, но отсутствует в одномерных системах и т. д. В математическом отношении вопрос о возможности БК частиц в той или иной термодинамической системе сводится к вопросу о сходимости интегралов, определяющих число частиц N в системе (см., напр., [1—2]):

$$N = \int \frac{G(x) dx}{e^x - 1}, \quad (1)$$

где $G(x)$ — энергетическая плотность состояний ($x = \frac{\varepsilon}{T}$, где ε — энергия, T — температура). В самом общем случае, если система имеет размерность m ($m = 1, 2, 3$), а закон дисперсии частиц дается соотношением

$$\varepsilon(p) = Cp^s \quad (s > 0, C = \text{const}), \quad (2)$$

интегралы (1) сводятся к интегралам

$$\int_0^\infty \frac{x^{\frac{m}{s}-1}}{e^x - 1} dx.$$

Отсюда следует, что БК в системе частиц с непрерывным спектром возможна только в том случае, если $\frac{m}{s} > 1$, т. е. когда плотность состояний $G(x)$ является возрастающей функцией.

В настоящей работе рассматривается возможность БК в системе произвольной размерности m ($m = 1, 2, 3$), когда энергетический спектр частиц является дискретным*.

1. Пусть ε_n есть энергия частицы, где n — совокупность всех квантовых чисел, описывающих трансляционное движение частицы. Через ε_0 и ε_1 будем обозначать в дальнейшем соответственно основной и первый возбужденный уровни энергии ε_n . С понижением температуры химический потенциал системы будет стремиться к своему максимальному значению $\mu_{\max}$. Выясним, когда в зависимости от T выполняется соотношение

$$\mu(T) = \mu_{\max} = \varepsilon_0. \quad (3)$$

Для этого запишем выражение для полного числа частиц N , выделив слагаемое, соответствующее числу частиц N_0 на основном энергетическом уровне:

$$N = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_0 - \mu}{T}} - 1} + \sum_{\varepsilon_n > \varepsilon_0} \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_n - \mu}{T}} - 1} \equiv N_0 + N', \quad (4)$$

* Подобные задачи для нескольких частных случаев рассмотрены в ряде работ (см., напр., [3—5]).

где N' — число частиц на возбужденных уровнях. Заменим в сумме для N' химический потенциал своим предельным значением ε_0 . Полученный ряд

$$N^*(T) = \sum_{\varepsilon_n > \varepsilon_0} \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_0}{T}} - 1} \quad (5)$$

сходится и является для ряда N' мажорантой:

$$N' \leq N^*(T).$$

Таким образом, существует конечный интервал температур $0 < T \leq T_c$, в котором $\mu(T) = \mu_{\max} = \varepsilon_0$. Число частиц в возбужденных состояниях при этом ограничено сверху, причем, как нетрудно видеть из (5), этот верхний предел $N^*(T)$ уменьшается до нуля при $T \rightarrow 0$. Число же частиц на основном энергетическом уровне

$$N_0 = N - N^*(T),$$

когда $0 < T \leq T_c$, становится сравнимым с N , т. е. макроскопически большим.

Все сказанное означает, что в термодинамической системе с квантованной энергией поступательного движения частиц, независимо от размерности, всегда возможна бозе-конденсация с отличной от нуля температурой перехода.

2. Обратимся теперь к вычислению температуры вырождения T_c . Она определяется, как известно, из условия равенства полного числа, частиц N числу частиц на возбужденных уровнях N' , когда $\mu(T) = \mu_{\max}$:

$$N = N' \Big|_{\mu = \mu_{\max}} = \sum_{\varepsilon_n > \varepsilon_0} \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_0}{T_c}} - 1}. \quad (6)$$

Это условие одновременно означает, что температура T_c является для данной системы «высокой» (число частиц — на основном уровне — при $T = T_c$ все еще макроскопически мало). «Высокой» в том смысле, что во всяком случае должно выполняться соотношение

$$\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{T_c} \ll 1, \quad (7)$$

а в выражениях типа (6) можно провести замену $\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon(P)$ и перейти от суммирования к интегрированию (см., напр., [6]). Вместо (6) теперь можем записать:

$$N = \frac{l^m 2^{m-1} \pi^a}{(2\pi\hbar)^m} \int_{p_1}^{\infty} \frac{p^{m-1} dp}{e^{\frac{\varepsilon(P) - \varepsilon_0}{T_c}} - 1}, \quad (8)$$

где l — характерный размер системы, p_1 — импульс, соответствующий энергии ε_1 , а $a = 1$ при $m = 2, 3$ и $a = 0$ при $m = 1$.

$\hbar$ — постоянная Планка = $\frac{h}{2\pi}$

Пусть в континуальном пределе энергия ε (p) опять дается общим выражением (2). Тогда вместо (8) будем иметь:

$$N = A \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{m}{s}-1} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{T_c}} - 1} \quad \left(A = \frac{1}{s} \frac{l^m \cdot 2^{m-1} \pi^2}{(2\pi\hbar)^m c^{\frac{m}{s}}} \right). \quad (9)$$

Так как для потенциальных ям основной и первый возбужденный уровни, равно как и разность между ними, — суть величины одного порядка, то в дальнейшем будет принято во внимание, что наряду с (7) справедливо также и

$$\frac{\varepsilon_1}{T_c} \ll 1, \quad \frac{\varepsilon_0}{T_c} \ll 1. \quad (10)$$

Заменив в (9) $e^{-\frac{\varepsilon_0}{T_c}}$ единицей и проводя элементарные вычисления, получаем:

$$N = A T_c^{\frac{m}{s}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(\frac{m}{s}, (k+1) \frac{\varepsilon_1}{T_c}\right)}{(k+1)^{\frac{m}{s}}} \quad (11)$$

где $\Gamma(\beta, x)$ — неполная Γ -функция Эйлера.

Воспользовавшись теперь условием (10) и формулой суммирования Эйлера-Маклорена, для определения T_c получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{N}{A} \cong & \left(\frac{1}{2} + \frac{s}{m-s} + \frac{m}{12s} \right) \Gamma\left(\frac{m}{s}\right) \cdot T_c^{\frac{m}{s}} + \frac{s}{m-s} \varepsilon_1^{\frac{m}{s}-1} \cdot T_c - \\ & - \frac{s}{2m} \left(1 + \frac{2s}{m-s} \right) \varepsilon_1^{\frac{m}{s}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Это уравнение легко решается графически. Запишем соответствующую систему

$$\begin{cases} y = \gamma T_c^{\frac{m}{s}} \\ y = a - b T_c, \end{cases} \quad (13)$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} \gamma &= \left(\frac{1}{2} + \frac{s}{m-s} + \frac{m}{12s} \right) \Gamma\left(\frac{m}{s}\right), & b &= \frac{s}{m-s} \varepsilon_1^{\frac{m}{s}-1}, \\ a &= \frac{N}{A} + \frac{s}{2m} \left(1 + \frac{2s}{m-s} \right) \varepsilon_1^{\frac{m}{s}}. \end{aligned}$$

Рассмотрим случай $m > s$ и $m < s$ (случай $m = s$ будет обсуждаться отдельно).

а) $m > s$. При этом $\gamma > 0$, $a > 0$, $b > 0$ и система всегда имеет решение.

На рис. 1а приведены качественные графики кривой $y = \gamma T_c^{\frac{m}{s}}$ и семейства прямых $y = a - b T_c$ с учетом зависимости a и b от ε_1 .

б) $m < s$. При этом $\gamma < 0$, $b < 0$, а из того, что $\frac{N}{A}$ в (12) должна быть определено положительной величиной, следует, что и $a < 0$. Соответствующие графики приведены на рис. 1б.

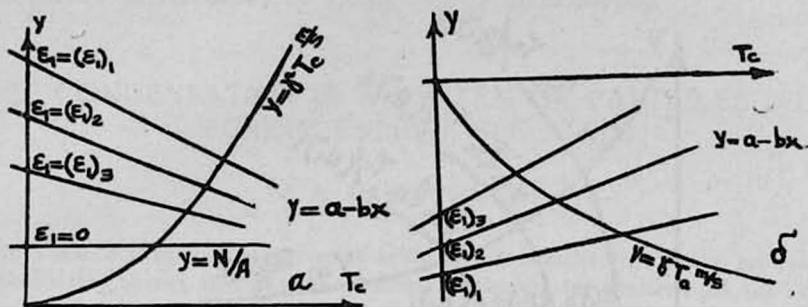


Рис. 1а, б Решение системы (13) при $m > s$ (график качественный, без соблюдения масштаба). $(\varepsilon_1)_1 > (\varepsilon_1)_2 > (\varepsilon_1)_3$

Решение системы (13) при $m < s$ (график качественный, без соблюдения масштаба). $(\varepsilon_1)_1 > (\varepsilon_1)_2 > (\varepsilon_1)_3$.

Обратимся теперь к случаю $m = s$. Вместо (9) и (11) соответственно будем иметь:

$$N = B \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon - \varepsilon_0} \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon}{T_c}} - 1}, \quad \left(B = \frac{l^m 2^{m-1} \pi^m}{m (2 \pi h) c} \right), \quad (9a)$$

$$N = B T_c \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\varepsilon_1}{T_c} (k+1)}}{k+1}. \quad (11a)$$

Воспользовавшись вновь формулой Эйлера-Маклорена и условием (10), для определения T_c приходим к выражению

$$\frac{N}{B} \cdot \frac{1}{T_c} \cong \ln \frac{T_c}{\varepsilon_1}. \quad (14)$$

Это уравнение также легко решается графическим путем. Качественные графики приведены на рис. 2.

Решение систем (13)–(14) показывает, что с понижением уровня ε_1 температура вырождения T_c понижается.

В предельном случае $\varepsilon_1 \rightarrow 0$ ($\varepsilon_0 \rightarrow 0$) при $m > s$ система (13) переходит в уравнение.

$$\frac{N}{A} = \gamma T_c^{\frac{m}{s}}.$$

Определенная отсюда T_c является наименьшей возможной температурой перехода при $m > s$ и соответствует газу с непрерывным спектром частиц. Например, при $m = 3$, $s = 2$ это выражение переходит в известную из литературы формулу (см., напр., [1]). Незначительное отличие (число 2,61 вместо дзета-функции Римана $\zeta(3/2)$) обусловлено, очевидно, приближениями, сделанными при расчетах.

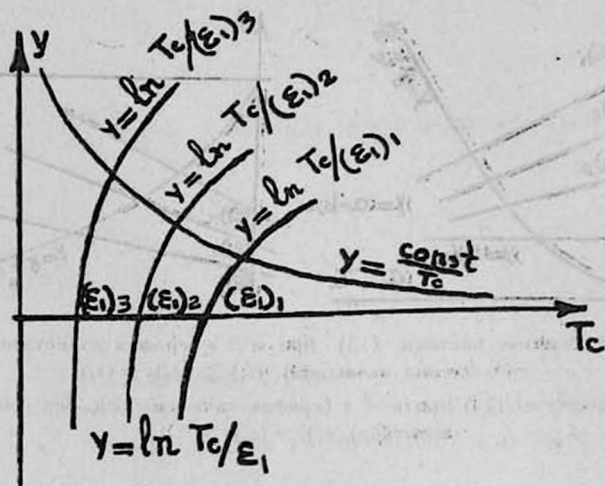


Рис. 2. Графическое решение уравнения (14). $(\varepsilon_1)_1 > (\varepsilon_2)_2 > (\varepsilon_3)_3$.

В случае же $m < s$ в пределе $\varepsilon_1 \rightarrow 0$ ($\varepsilon_0 \rightarrow 0$) соответствующие выражения теряют смысл (например, получаем $N < 0$) и система (13) решений не имеет. Т. е., как было сказано вначале, при $m < s$ БК в случае непрерывного спектра невозможна.

Отметим в заключение, что при изложении предполагалось, что система не обладает сильной анизотропией относительно размеров, т. е. квантование движения по всем направлениям примерно одинаково.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
2. Кубо Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1967. 452 с.
3. Mills D. L. Ground state occupancy of an ideal Bose-Einstein gas, confined to a finite volume. Phys. Rev., 1964, v. 134, № 2 A, p. 306—308.
4. Patria R. K. Finite size effects in Bose-Einstein assemblies. Phys. Lett., 1971, v. 35 A, № 5, p. 351—352.
5. Haroutunian V. A., Kazarian E. M. Feasibility of the Bose Condensation of Excitons in a Quantizing Semiconductor Sphere. Phys. stat. Sol. (b) 136, K 115, 1986, P. K 105—K 108.

ԲՈՋԵ-ԿՈՆԴԵՆՍԱՑԻԱ ԸՆԴՀԱՆ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ կամայական չափաչափության համակարգում հնարավոր է բոջե-կոնդենսացիա, եթե մասնիկները ունեն ընդհանուր էներգետիկ սպեկտր, անկախ այն բանից, թե ինչպիսին է դիսպերսիայի օրենքը կոնտինուալ սահմանին անցնելիս: Ստացված են պարզ հավասարումներ, որոնց զրաֆիկական լուծումը թույլ է տալիս որոշել այլաանորման չեղման տեմպերատուրը կոնկրետ դեպքում: Հիմնական էներգետիկ մակարդակի «բարձրացման» հետ մեծանում է բոջե-կոնդենսացված միճակի անցման չեղման տեմպերատուրը:

BOSE CONDENSATION IN A SYSTEM OF PARTICLES WITH DISCRETE ENERGY SPECTRUM

V. A. HARUTYUNYAN

It is shown that in the system of arbitrary dimensions the Bose condensation is possible if the energy spectrum of particles is discrete irrespective of the dispersion law of particles in the continual limit. Simple equations are obtained, graphical solution of which gives the transition temperature for each specific case. With the increase in the ground state energy the transition temperature of Bose condensation increases.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 93—98 (1990)

УДК 535.345

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В n -Ge ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С. К. АВЕТИСЯН, С. С. ДАНАГУЛЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 10 августа 1989 г.)

Теоретически исследована временная эволюция лазерного импульса при распространении через n -Ge при низких температурах. При нахождении временного профиля импульса учтено нелинейное поглощение света, обусловленное как фотоионизацией примесей и дальнейшими однофотонными внутризонными переходами, так и двухфотонными непрямыми переходами $L \rightarrow \Gamma$. Показано, что на выходе из кристалла имеет место сужение лазерного импульса, которым можно управлять, меняя пиковую мощность входящего излучения.

В последние годы ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, посвященные нелинейным оптическим свойствам

ԲՈՋԵ-ԿՈՆԴԵՆՍԱՑԻԱ ԸՆԴՀԱՆ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅԱՆԻԱՆ

Ցույց է տրված, որ կամայական չափաչափի համակարգում հնարավոր է բոջե-կոնդենսացիա, եթե մասնիկները ունեն ընդհանուր էներգետիկ սպեկտր, անկախ այն բանից, թե ինչպիսին է դիսպերսիայի օրենքը կոնտինուալ սահմանին անցնելիս: Ստացված են պարզ հավասարումներ, որոնց զրաֆիկական լուծումը թույլ է տալիս որոշել այլաանորման չեղման լուրջ փոփոխությունը կոնկրետ դեպքում: Հիմնական էներգետիկ մակարդակի «բարձրացման» հետ մեծանում է բոջե-կոնդենսացիան վիճակի անցման չեղման արագությունը:

BOSE CONDENSATION IN A SYSTEM OF PARTICLES WITH DISCRETE ENERGY SPECTRUM

V. A. HARUTYUNYAN

It is shown that in the system of arbitrary dimensions the Bose condensation is possible if the energy spectrum of particles is discrete irrespective of the dispersion law of particles in the continual limit. Simple equations are obtained, graphical solution of which gives the transition temperature for each specific case. With the increase in the ground state energy the transition temperature of Bose condensation increases.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 93—98 (1990)

УДК 535.345

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В n -Ge ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С. К. АВЕТИСЯН, С. С. ДАНАГУЛЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 10 августа 1989 г.)

Теоретически исследована временная эволюция лазерного импульса при распространении через n -Ge при низких температурах. При нахождении временного профиля импульса учтено нелинейное поглощение света, обусловленное как фотоионизацией примесей и дальнейшими однофотонными внутризонными переходами, так и двухфотонными непрямыми переходами $L \rightarrow \Gamma$. Показано, что на выходе из кристалла имеет место сужение лазерного импульса, которым можно управлять, меняя пиковую мощность входящего излучения.

В последние годы ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, посвященные нелинейным оптическим свойствам

Ge в инфракрасном диапазоне. Эти исследования привели к использованию Ge в качестве выходного зеркала CO₂ лазеров, где с большой эффективностью осуществляются эксперименты по четырехволновому смещению частот [1, 2]. Ge уже используется в качестве насыщающегося поглотителя, что особенно важно для подавления пассивных мод CO₂ лазеров [3], временного сужения лазерных импульсов [4] и т. д.

Как показывают эксперименты [5, 6], при высоких и низких температурах включаются разные механизмы нелинейности, которые по-разному влияют на оптические свойства Ge. При комнатных температурах основная нелинейность в *p*-Ge обусловлена насыщением однофотонных переходов между подзонами легких и тяжелых дырок [3], а при больших интенсивностях могут включиться двухфотонные переходы между подзоной легких дырок и спин — отщепленной зоной [7]. В случае же *n*-Ge при комнатных температурах обнаруженная нелинейность может быть обусловлена двухфотонными непрямыми переходами между минимумами *L* и Γ зоны проводимости [7].

Данная работа посвящена исследованию распространения инфракрасного излучения с энергией кванта $\hbar\Omega = 0,117$ эВ в *n*-Ge при гелиевых температурах. При низких температурах, когда носители заряда находятся на основных донорных уровнях, доминирующим механизмом поглощения на указанной частоте является фотоионизация мелких примесей. С увеличением мощности излучения, когда становится заметной концентрация фотовозбужденных носителей, растет соответственно интенсивность захвата электрона примесными центрами [8]. Одновременно, при высоких мощностях, с увеличением концентрации свободных носителей, открывается новый канал поглощения, связанный с двухфотонными непрямыми переходами электрона из минимума *L* в минимум Γ зоны проводимости. Этот процесс энергетически разрешен, поскольку зазор между минимумами *L* и Γ для Ge при гелиевых температурах составляет $\Delta = 0,154$ эВ [9]. Как будет показано ниже, отмеченные два процесса играют решающую роль в задаче распространения.

Уравнение распространения лазерного импульса (в направлении оси *z*) может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = -\alpha_1(I)I - \alpha_2 I^2, \quad (1)$$

где $I(z, t)$ — интенсивность излучения, $\alpha_1(I)$ — коэффициент однофотонного поглощения, включающий фотоионизацию и последующее поглощение на свободных носителях в минимумах *L* и Γ ,

$$\alpha_1(I) = (N_D - n - N_A)\sigma_1 + (n - n_1)\sigma_2 + n_1\sigma_3. \quad (2)$$

Здесь N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов, σ_1 , σ_2 , σ_3 — сечения фотоионизации и внутризонного поглощения в минимумах *L* и Γ соответственно, n — концентрация электронов в минимуме *L*, n_1 — концентрация электронов в минимуме Γ , появляющихся вследствие не прямых двухфотонных переходов, α_2 — коэффициент двухфотонного поглощения. Следует

* $\hbar$ — постоянная Планка = $\frac{h}{2\pi}$

центрации n и n_1 , сами зависят от интенсивности. Зависимость n и n_1 от интенсивности I определяется из следующих кинетических уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= (N_D - n - N_A) \sigma_1 \frac{I}{h \Omega} - (n + N_A)(n - n_1) \sigma_4 \langle v \rangle, \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \frac{1}{2 h \Omega} \alpha_2 I^2,\end{aligned}\quad (3)$$

где σ_4 — сечение захвата электрона примесным центром, $\langle v \rangle$ — средняя скорость электрона в зоне проводимости.

Для комнатной температуры коэффициент двухфотонного поглощения α_2 рассчитан в работе [7]. При низких температурах, в отличие от [7], прямой переход $L \rightarrow \Gamma$ может осуществляться только испусканием оптических и акустических фононов. Учитывая это обстоятельство для коэффициента непрямого двухфотонного поглощения будем иметь

$$\begin{aligned}\alpha_2(I) &= \frac{8\sqrt{2}}{9\pi^{5/2}} \left(\frac{e^2}{n_0 c h \Omega} \right)^2 \left(\frac{E_g + \Delta}{E_g} \right)^2 \frac{N_D \sqrt{k T}}{(h \Omega)^3 \sqrt{m_c}} I \times \\ &\times [c_1 F(z_1) + c_2 F(z_2)],\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}F(z) &= \int_0^\infty e^{-y^2} y^2 \sqrt{y^2 + z} \theta(y^2 + z) dy, \\ z_{1,2} &= \frac{2 h \Omega - h \omega_{ac, op} - \Delta}{k T}, \quad \theta(x) = \begin{cases} 1, x \geq 0 \\ 0, x < 0. \end{cases}\end{aligned}$$

ω_{op} — частота оптических фононов, ω_{ac} — частота акустических фононов с квазимпульсом, соответствующим непрямому переходу $L \rightarrow \Gamma$, c_1 и c_2 константы электрон-фононного взаимодействия для акустических и оптических фононов, которые оценены нами ($c_1 = 4 \cdot 10^{-27}$ эВ² см³, $c_2 = 8,4 \cdot 10^{-28}$ эВ² см³) из экспериментов по непрямому однофотонному поглощению в *Ge* при низких температурах [10], с учетом правил отбора для соответствующих матричных элементов. Следует отметить, что теоретический расчет c_1 и c_2 сопряжен с принципиальными трудностями, поскольку теория деформационного потенциала не применима для больших волновых векторов.

Совместное решение (1) и (3) с учетом выражений (2) и (4) позволяет определить форму лазерного импульса на выходе из кристалла. Здесь следует указать, что в частном случае прямоугольного импульса и отсутствии двухфотонного поглощения уравнение (3) допускает точное решение. Это позволяет исследовать основные особенности нелинейных процессов при распространении мощных импульсов в *n-Ge* при низких температурах. В указанном частном случае решение уравнения (3) имеет вид

$$n(t) = \begin{cases} \frac{n_1(1 - \exp(-k_0 t))}{1 - \frac{n_1}{n_2} \exp(-k_0 t)} \\ \left[\sigma_4 < v > t + \frac{1 - \frac{n_1}{n_2} \exp(-k_0 T)}{n_1(1 - \exp(-k_0 T))} \right]^{-1}, & t > T, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$n_{1,2} = -\frac{k}{2\sigma_4 < v >} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k^2}{(\sigma_4 < v >)^2} + \frac{4kN_D}{\sigma_4 < v >}}, \quad k = \frac{\sigma_1 I_0}{h\Omega},$$

$$k_0 = \sqrt{k^2 + 4kN_D\sigma_4 < v >}, \quad I = \begin{cases} I_0, & t \leq T \\ 0, & t > T. \end{cases}$$

Как видно из (5), n достигает максимального значения в момент времени $t = T$, и после прохождения импульса ($t > T$) экспоненциально спадает до нуля. В зависимости от соотношения длительности лазерного импульса T и наибольшего из времен жизни носителей $\tau_{\max}$ здесь возможны две ситуации, которые приводят к различным физическим результатам. При $T \gg \tau_{\max}$ можно пренебречь зависимостью n от времени и решать стационарную задачу распространения [6]. Такое приближение оправдано в случае субнаносекундных импульсов, поскольку в $n\text{-Ge}$ $\tau_{\max}$ не превышает 10^{-9} с. В случае же $T \sim \tau_{\max}$, как это видно из (5), учет эффектов нестационарности становится необходимым. Так, например, если насыщение поглощения наступает при интенсивностях $I < I_{\max}$, то задний фронт импульса проходит кристалл без деформации, что существенно влияет на интегральное поглощение.

Уравнения (1), (3) в самом общем виде решены нами численно для гауссовских импульсов различной длительности. При интегрировании (1), (3) с известными значениями σ_1 , σ_2 и σ_3 [6], величина $\sigma_4 < v >$ рассматривалась в качестве подгоночного параметра. В частности, как показали расчеты, при $N_D = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 0$, длине образца $L = 3 \text{ см}$ и длительности входящего импульса 200 нсек начиная с пиковой интенсивности $0,05 \text{ МВт/см}^2$ имеет место укорочение длительности лазерного импульса на $20 \div 25\%$. Выше 2 МВт/см^2 длительность лазерного импульса плавно увеличивается и при 12 МВт/см^2 снова становится равной 200 псек. Укорочение длительности импульса на $18 \div 26\%$ при указанных выше условиях было обнаружено в экспериментальной работе [6]. Это явление мы объясняем эффектом насыщения поглощения при пиковых интенсивностях выше $0,05 \text{ МВт/см}^2$. Действительно, в то время, как центральная часть импульса проходит кристалл без поглощения, на переднем фронте импульса имеет место сильное однофотонное поглощение. Как это показали расчеты, достаточно сильное поглощение имеет место также на заднем фронте импульса, поскольку в рассмотренном случае время жизни неравновесных носителей гораздо меньше длительности импульса. Рост длительности импульса выше 2 МВт/см^2 связан с возрастанием роли двухфотонных переходов $L \rightarrow \Gamma$. Эта нелинейность вызывает сильное поглощение в центральной части импульса, что и обуславливает его уширение во времени.

Основываясь на решении уравнений (1), (3) нами рассчитан также средний коэффициент поглощения $\overline{\alpha(I_0)} = \frac{1}{L} \ln(E_i / E_t)$ (где E_i и E_t — энергии входящего и выходящего импульсов). Как показало численное интегрирование, имеет место монотонное уменьшение $\overline{\alpha(I_0)}$ (до пиковой интенсивности $10 \frac{MBm}{с \cdot м^2}$), что находится в полном согласии с экспериментом [6]. Насыщение поглощения обусловлено тем, что сечение фотоионизации σ_i превышает как сечение обратного захвата электрона на примесный уровень (которое по нашим расчетам равно $\sigma_i < \nu > = 5,2 \cdot 10^{-8} \frac{с \cdot м^3}{с}$), так и сечение двухфотонного поглощения в указанной области интенсивности.

В заключение отметим, что расхождение теории, развитой в [6], с экспериментом на наш взгляд обусловлено игнорированием двухфотонных прямых переходов $L \rightarrow \Gamma$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibson A. F. et al. Appl. Phys. Lett., 21, 356 (1972).
2. Phipps C. R. Jr. Thomas S. S. Opt. Lett., 1, 93 (1977).
3. Keilmann F., IEEE, J. Quant. Electr., QE-12, 592 (1976).
4. Yuen S. J. et al. Opt. Commun., 28, 237 (1979).
5. Yuen S. J. et al. J. Appl. Phys., 51, 1146 (1980).
6. Mc Manus J. B. et al. J. Appl. Phys., 52, 4748 (1981).
7. Аветисян С. К., Минасян Г. Р. ФТТ, 31, 87 (1989).
8. Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.
9. Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках, М., 1972. 640 с.
10. Macfarlane G. G., Mclean T. P., Quarrington J. E., Roberts V. Phys. Rev., 108 1377 (1957); Phys. Rev., 111, 1245 (1957).

ՀԱՌՐ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ n -Ge-ՈՒՄ ՇԵՆՈՒՄԱՅԻՆ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻԱՅԱՆ, Ս. Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում տեսականորեն հետազոտված է լազերային իմպուլսի ժամանակային էվոլյուցիան, երբ այն տարածվում է ցածր ջերմաստիճաններում գտնվող n -Ge-ում: Իմպուլսի ժամանակային տեսքը որոշելիս հաշվի է առնվել լույսի ոչ գծային կլանումը, որը պայմանավորված է ինչպես խառնուրդների ֆոտոիոնացումով և դրան հաջորդող մեկ ֆոտոնային ներդրումային կլանումով, այնպես էլ երկֆոտոնային ոչ աղիղ $L \rightarrow \Gamma$ անցումներով: Ցույց է տրված, որ բյուրեղի էլքում տեղի ունի լազերային իմպուլսի նեղացում, որը կարող է ղեկավարվել ընկնող ճառագայթման հզորության փոփոխմամբ:

PROPAGATION OF HIGH POWER INFRARED RADIATION IN n-Ge AT HELIUM TEMPERATURES

S. K. AVETISYAN, S. S. DANAGULYAN, G. P. MINASYAN

The time evolution of a laser pulse during its propagation through a n-Ge structure at low temperatures has been theoretically investigated. For the determination of time profile of the pulse, both the nonlinear absorption of light due to the photoionization of admixtures and one-photon interband transitions, and two-photon indirect $L \rightarrow \Gamma$ transitions were taken into consideration. It is shown that at the crystal exit the narrowing of laser pulse takes place, which is controlled by changing the peak power of the input radiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 98—102 (1990)

УДК 539.1.074;621.396.96;551.578.7

ПРИМЕНЕНИЕ ПАССИВНОЙ И АКТИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НАЧАЛА ГРАДООБРАЗОВАНИЯ В ОБЛАКЕ

Г. Г. АЙВАЗЯН, Г. М. АЙВАЗЯН, А. Г. ГУЛЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 23 апреля 1989 г.)

Приводится описание методики и радиометрического комплекса для обнаружения начала градообразования в облаке. Комплекс состоит из многоканального радиометра в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. Для обнаружения фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях используется радиолокатор на длину волны «окна» прозрачности льда в субмиллиметровом диапазоне.

В работах [1, 2] показано, что, используя распространение миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СММ) волн в облаках, можно обнаружить три стадии физического развития конвективного облака: укрупнение размеров сверхкрупных капель, переход капель в переохлажденное состояние и, наконец, покрытие переохлажденной капли коркой льда или непосредственный переход капель в ледяную крупу. Момент фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях можно обнаружить с помощью радиолокационного отражения в «окне» прозрачности льда 0,3—0,8 мм, где при фазовом переходе коэффициент радиолокационного отражения увеличивается более чем в 100 раз [1, 2]. Указанные данные легли в основу разработанного метода и соответствующей радиометрической аппаратуры для обнаружения начала градообразования в облаке.

Остановимся пока на методе обнаружения зачатков града в облаке. Резонансные свойства сверхкрупных капель могут проявиться наиболее ярко, если для зондирования облака использовать СММ волны, т. е. когда размер капель соизмерим с длиной волны падающего излучения. В этом

PROPAGATION OF HIGH POWER INFRARED RADIATION IN n-Ge AT HELIUM TEMPERATURES

S. K. AVETISYAN, S. S. DANAGULYAN, G. P. MINASYAN

The time evolution of a laser pulse during its propagation through a n-Ge structure at low temperatures has been theoretically investigated. For the determination of time profile of the pulse, both the nonlinear absorption of light due to the photoionization of admixtures and one-photon interband transitions, and two-photon indirect $L \rightarrow \Gamma$ transitions were taken into consideration. It is shown that at the crystal exit the narrowing of laser pulse takes place, which is controlled by changing the peak power of the input radiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 98—102 (1990)

УДК 539.1.074;621.396.96;551.578.7

ПРИМЕНЕНИЕ ПАССИВНОЙ И АКТИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НАЧАЛА ГРАДООБРАЗОВАНИЯ В ОБЛАКЕ

Г. Г. АЙВАЗЯН, Г. М. АЙВАЗЯН, А. Г. ГУЛЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 23 апреля 1989 г.)

Приводится описание методики и радиометрического комплекса для обнаружения начала градообразования в облаке. Комплекс состоит из многоканального радиометра в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. Для обнаружения фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях используется радиолокатор на длину волны «окна» прозрачности льда в субмиллиметровом диапазоне.

В работах [1, 2] показано, что, используя распространение миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СММ) волн в облаках, можно обнаружить три стадии физического развития конвективного облака: укрупнение размеров сверхкрупных капель, переход капель в переохлажденное состояние и, наконец, покрытие переохлажденной капли коркой льда или непосредственный переход капель в ледяную крупу. Момент фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях можно обнаружить с помощью радиолокационного отражения в «окне» прозрачности льда 0,3—0,8 мм, где при фазовом переходе коэффициент радиолокационного отражения увеличивается более чем в 100 раз [1, 2]. Указанные данные легли в основу разработанного метода и соответствующей радиометрической аппаратуры для обнаружения начала градообразования в облаке.

Остановимся пока на методе обнаружения зачатков града в облаке. Резонансные свойства сверхкрупных капель могут проявиться наиболее ярко, если для зондирования облака использовать СММ волны, т. е. когда размер капель соизмерим с длиной волны падающего излучения. В этом

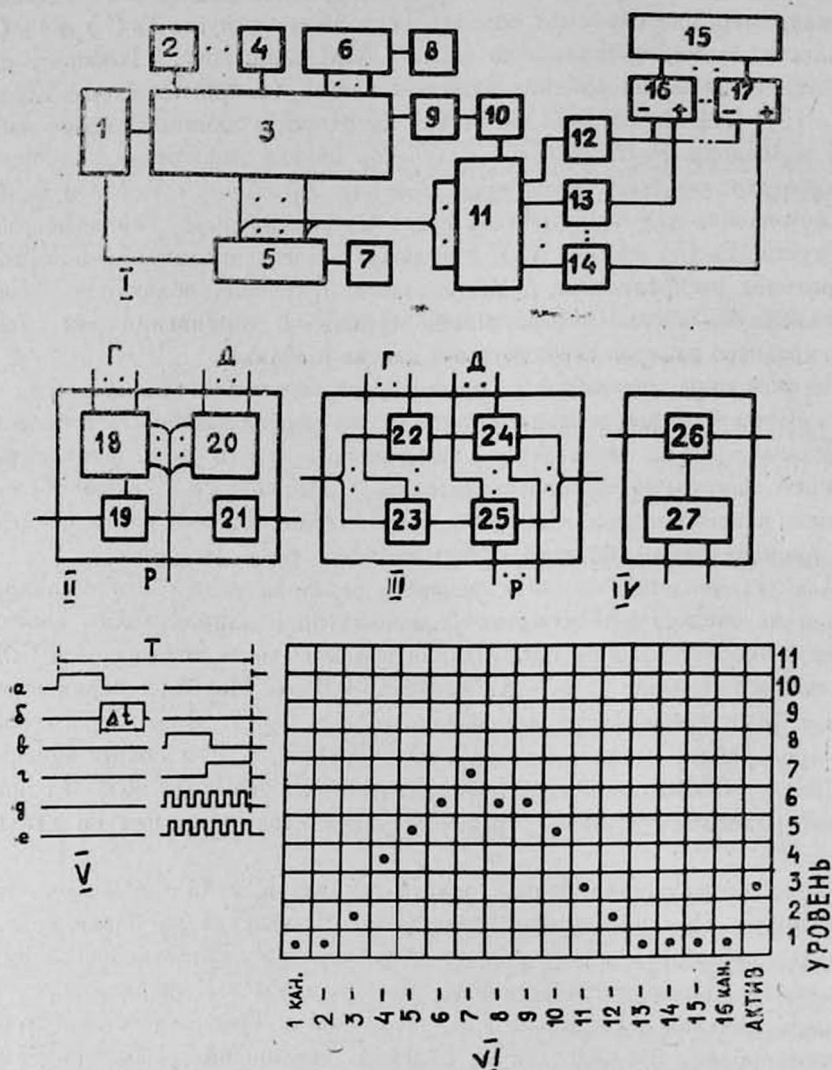
случае наблюдается селективность в спектральных коэффициентах: ослабления — $\Gamma_0(\lambda)$, рассеяния — $\Gamma_p(\lambda)$, поглощения — $\Gamma_n(\lambda)$ и радиолокационного отражения — $\Gamma_{p,1}(\lambda)$ в виде максимума при определенной длине волны [2]. Распределение сверхкрупных капель по размерам в облаках подчиняется степенному закону [3, 4]. Если средний радиус распределения мал (например, для слоистых облаков [2]), то максимумы $\Gamma_0(\lambda)$ и $\Gamma_n(\lambda)$ приходятся на коротковолновую часть СММ диапазона. Наоборот, для сравнительно больших средних радиусов капель (например, конвективные облака [2]) максимумы $\Gamma_0(\lambda)$ и $\Gamma_n(\lambda)$ находятся в длинноволновой части СММ диапазона. Радиотепловое излучение облака зависит от количества поглощенного облаком излучения. Поэтому, идентично с $\Gamma_0(\lambda)$ и $\Gamma_n(\lambda)$ и радиотепловое излучение облака будет иметь максимум, совпадающий с максимумом $\Gamma_0(\lambda)$ или $\Gamma_n(\lambda)$. Наблюдая многоканальным радиометром спектральное распределение радиотеплового излучения облака, по смещению максимума вдоль спектра, можно судить об укрупнении или уменьшении среднего размера сверхкрупных капель в облаках.

По смещению максимума радиотеплового излучения облака можно судить и о том находится капля в теплом или переохлажденном состоянии. Как показано в [2], уменьшение температуры капли будет приводить к смещению максимума в коротковолновую часть спектра. Таким образом смещение максимума при изменении температуры обратно росту размеров сверхкрупных капель, поэтому обнаружить его будет легко.

Для установления момента фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях следует использовать радиолокатор с длиной волны соответствующий одному из окон пропускания водяного пара атмосферы в СММ диапазоне в интервале длин волн от 0,6 до 0,8 мм. Наиболее вероятным — является окно пропускания водяного пара при $\lambda = 0,64$ мм. Таким образом, при работе радиолокатора на $\lambda = 0,64$ мм, т. е. в «окне» прозрачности льда в СММ диапазоне, в момент фазового перехода вода-лед коэффициент радиолокационного отражения увеличится более чем на два порядка.

Метод обнаружения начала градообразования в облаке заключается в следующем. При работе многоканального радиометра на блоке индикации будет наблюдаться спектральное распределение радиотеплового излучения облака. Пока в конвективном облаке количество сверхкрупных капель мало никакой селективности в спектральном распределении радиоизлучения облака наблюдаться не будет. С увеличением размеров сверхкрупных капель появится максимум в коротковолновой части спектра и по мере увеличения среднего размера капель максимум будет смещаться в длинноволновую область спектра. Развивается ли конвективное облако или разрушается оно, можно судить по смещению максимума по длине волны в ту или иную сторону. В конце каждого цикла пассивной локации (опроса всех каналов радиометра) подключается активный канал-радиолокатор на $\lambda = 0,64$ мм, а на блоке индикации — 17 канал фиксируется уровень отраженного сигнала в «окне» прозрачности льда. Пока отсутствует лед сигнал в активном канале будет монотонно возрастать, если конвективное облако развивается в сторону, чтобы стать градовым. В момент же фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях, интенсивность отражен-

ного сигнала в активном канале скачкообразно возрастает более чем в 1000 раз. Такое мгновенное изменение отраженного сигнала легко обнаружить; что и послужит сигналом начала градообразовательного процесса в облаке. Рассмотрим теперь конструкцию радиометрического комплекса. Он



Радиометрический комплекс для обнаружения начала градообразования в облаке. 1—Блок-схема радиометрического устройства: I. приемно-передающий блок, 2, 4—генераторы СВЧ (соответственно числу диапазонов), 3—блок мощности и преобразования частоты, 5—блок режимов, 6—блок делителей напряжения, 7—опорный генератор, 8—источник опорного напряжения, 9—квадратичный детектор, 10—усилитель постоянного тока, II—блок коммутаторов, 12÷14, интеграторы (соответственно числу диапазонов, 15—блок регистрации, 16÷17 блоки вычитания (на один меньше числа диапазонов). II—блок 3 при широкополосном приемном устройстве. III—блок 3 при узкополосном приемном устройстве, V—режим работы 5, продолжительность включения каждого из диапазонов пассивной локации (а, б, в), режим включения активной локации (г, д, е). VI—блок индикации; I—канал — опорный сигнал, 2—16 каналы — отдельные диапазоны, (последний — 17 канал — активный канал.

состоит из 16-канального модуляционного радиометра, перекрывающего весь ММ и длиноволновую часть СММ диапазона. Длина волны каждого из каналов соответствуют окнам пропускания водяного пара и молекулярного кислорода атмосферы. 17-ый канал радиометра является одновременно и активным на длину волны 0,64 мм. Первый канал радиометра настроен на одну из длин волн сантиметрового диапазона, который является опорным. По нему калибруются все остальные 15 каналов радиометра.

Блок-схема радиометрического комплекса представлена на рисунке. Блок 1 является приемно-передающим. Блок 3, подключаясь в соответствии с управлением от 5 к $2 \div 4$, производит преобразование всех диапазонов к единой промежуточной частоте и, подключаясь к выходам 6, в соответствии с напряжением каждого из них меняет свой коэффициент передачи, чем достигается равенство сигналов всех диапазонов на выходе 3. После усиления на промежуточной частоте и квадратичного детектирования в 9 сигнал по постоянному току усиливается в 10 и в соответствии с управлением 5 разделяется посредством 11 между интеграторами $12 \div 14$. На 12 накапливается сигнал опорного диапазона и он вычитается посредством $16 \div 17$ из сигналов всех остальных диапазонов, что индуцируется на 15. Блок выдает сигналы разрешения на своих выходах последовательно — сначала для обработки опорного диапазона, после для обработки сигналов промежуточных диапазонов. После появляется импульс на выходе синхронизации передатчика, что автоматически запирает приемную часть устройства, после появляется импульс на последнем выходе 5, управляя обработкой сигнала, отраженного от облака. Блок индикации представляет собой параллельно расположенные индикаторы уровня напряжения в каждом канале. Совместное наблюдение всех индикаторов дает полную картину перемещения максимума в зависимости от длины волны, т. е. служит своеобразным дисплеем.

В настоящее время уровень развития техники приемно-передающих устройств СММ диапазона, а также огромные величины поглощения СММ волн приземным слоем водяного пара и молекулярного кислорода не позволяют использовать радиометрический комплекс наземного расположения. Принимая во внимание, что градообразование имеет место в основном вдоль изотермы $-15 \div -17^\circ \text{C}$, т. е. находится в верхних слоях атмосферы, то целесообразно разместить радиометрический комплекс на спутник или самолет, которые будут облетать конвективные облака на значительных высотах. Этим можно исключить влияние приземного слоя атмосферы и иметь хорошее разрешение для обнаружения очага градообразования в облаке [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Айвазян Г. М. ДАН АрмССР, 86, 166 (1988).
2. Айвазян Г. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 24, 42 (1989).
3. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака, строение и физика образования. Гидрометеоздат. Л., 1983.
4. Радиация в облачной атмосфере. Под ред. Е. М. Фейгельсон. Гидрометеоздат, Л., 1981.

5. Айвазян Г. Г., Айвазян Г. М., Гулян А. Г., Мартиросян Р. М. Тезисы доклада на Всесоюзном совещании «Использование спутниковой информации для исследования океана и атмосферы» апрель 1989 г. Звенигород, Москва, 1989, стр. 82.

ԵՆԹԱՄԻԼԻՄԵՏՐԱՆՈՑ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ՊԱՍԻՎ ԵՎ ԱԿՏԻՎ ՌԱԴԻՈԼՈԿԱՅԻԱՅԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՒՄԸ ԿԱՐԿՏԱԳՈՅԱՑՄԱՆ ՍԿԻՋՐԸ ԱՄՊՈՒՄ ՀԱՅՏՆԱՐԵՐԵԼՈՒ ՀԱՄԱՐ

2. 2. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՈՒԼՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Բերված է մեթոդիկայի և ռադիոմետրիկ համակարգի նկարագրությունը՝ կարկտազոյացման սկիզբը ամպում հալոնաբերելու համար: Համակարգը բաղկացած է միլիմետրային և ենթամիլիմետրային տիրույթի ալիքների բազմալից ռադիոմետրից: Գերաշուշը կաթիլներում շուրսառույց փուլային անցման հալոնաբերման համար օգտագործվում է ռադիոլոկատոր ենթամիլիմետրային տիրույթում սառույցի թափանցելիության «սպառնալիք» ալիքի երկարության վրա:

DETECTION OF HALL FORMATION PROCESS IN CLOUDS BY MEANS OF PASSIVE AND ACTIVE RADAR IN SUBMILLIMETER BAND

G. G. AIVAZYAN, G. M. AIVAZYAN, A. G. GULYAN AND R. M. MARTIROSYAN

A radiometric equipment and technique for the detection of the initial phase of hail formation in clouds are described. The kit includes a multichannel radiometer operating in millimeter and submillimeter wave bands. The water-to-ice phase transition in overlarge water drops is detected by means of a radar, operating in the ice transparency "window" of the submillimeter band.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 102—106 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОГО СИГНАЛА ПРИМЕСНЫМ ПОЛУПРОВОДНИКОМ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

А. Э. ЕНОКЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 5 мая 1989 г.)

В работе вычислен коэффициент межпримесного поглощения слабо-легированного некомпенсированного полупроводника, находящегося в поле лазерного излучения. При хаотическом распределении примесей применено приближение ближайшего соседа. Приведены спектры поглощения при разных частотах сильного поля, концентраций и других параметров материала и лазерной волны.

5. Айвазян Г. Г., Айвазян Г. М., Гулян А. Г., Мартиросян Р. М. Тезисы доклада на Всесоюзном совещании «Использование спутниковой информации для исследования океана и атмосферы» апрель 1989 г. Звенигород, Москва, 1989, стр. 82.

ԵՆԹԱՄԻԼԻՄԵՏՐԱՆՈՑ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ՊԱՍԻՎ ԵՎ ԱԿՏԻՎ ՌԱԴԻՈԼՈԿԱՅԻԱՅԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՒՄԸ ԿԱՐԿՏԱԳՈՑԱՑՄԱՆ ՍԿԻՋՐԸ ԱՄՊՈՒՄ ՀԱՅՏԱՐԵՐԵԼՈՒ ՀԱՄԱՐ

2. 2. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՈՒԼՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Բերված է մեթոդիկայի և ռադիոմետրիկ համակարգի նկարագրությունը՝ կարկտազոյացման սկիզբը ամպում հալոնաբերելու համար: Համակարգը բաղկացած է միլիմետրային և ենթամիլիմետրային տիրույթի ալիքների բազմալից ռադիոմետրից: Գերաշուշը կաթիլներում շուրսառույց փուլային անցման հալոնաբերման համար օգտագործվում է ռադիոլոկատոր ենթամիլիմետրային տիրույթում սառույցի թափանցելիության «պատուհանի» ալիքի երկարության վրա:

DETECTION OF HALL FORMATION PROCESS IN CLOUDS BY MEANS OF PASSIVE AND ACTIVE RADAR IN SUBMILLIMETER BAND

G. G. AIVAZYAN, G. M. AIVAZYAN, A. G. GULYAN AND R. M. MARTIROSYAN

A radiometric equipment and technique for the detection of the initial phase of hail formation in clouds are described. The kit includes a multichannel radiometer operating in millimeter and submillimeter wave bands. The water-to-ice phase transition in overlarge water drops is detected by means of a radar, operating in the ice transparency "window" of the submillimeter band.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 102—106 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОГО СИГНАЛА ПРИМЕСНЫМ ПОЛУПРОВОДНИКОМ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

А. Э. ЕНОКЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 5 мая 1989 г.)

В работе вычислен коэффициент межпримесного поглощения слабо-легированного некомпенсированного полупроводника, находящегося в поле лазерного излучения. При хаотическом распределении примесей применено приближение ближайшего соседа. Приведены спектры поглощения при разных частотах сильного поля, концентраций и других параметров материала и лазерной волны.

Как известно, резонансное сильное электромагнитное поле существенным образом влияет на энергетический спектр и оптические свойства собственных полупроводников [1]. Свойства примесного полупроводника под воздействием резонансной лазерной волны также заметно меняются. В [2] рассмотрен энергетический спектр примесного полупроводника в поле сильной волны с частотой Ω , обеспечивающей резонансные переходы между связанными состояниями донорных и акцепторных центров.

В настоящем сообщении вычислен коэффициент поглощения (КП) слабого сигнала частотой ω в примесном полупроводнике, находящемся в поле лазерного излучения с частотой Ω , причем $\omega \sim \Omega$ (рассмотрена область частот Ω ниже порога собственного поглощения). Для многих полупроводников, например, $GaAs$, $GaSb$, $a_D \gg a_A$ и вплоть до концентраций $n_A \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ выполняется условие слабого легирования

$$\bar{R}_{DA} \gg a_D, \quad (1)$$

где $\bar{R}_{DA}$ — среднее расстояние между донором и акцептором, а a_D , a_A — боровские радиусы донора и акцептора соответственно. Отметим, что при слабом легировании эффектами экранировки можно пренебречь.

В достаточно сильных полях, когда время межпримесных переходов много меньше всевозможных релаксационных времен, что для большинства полупроводников имеет место при полях $E \sim 10^5 \text{ В/см}$, возникают квазиэнергетические состояния. Для модели водородоподобных мелких примесей в резонансном приближении матричный элемент межпримесного перехода имеет вид [3]:

$$M_{DA} = \frac{e}{h m_0 c} (A P_{cv}(0)) \left(\frac{4 a_A}{a_D} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{R}{a_D} \right) \frac{1}{(1 + a_A^2 q^2)^2}, \quad (2)$$

где $A = A_0 \cos(\Omega t - q r)$ — векторный потенциал электромагнитного поля, $P_{cv}(0)$ — матричный элемент квазиимпульса, вычисленных в точке $k = 0$, а расстройка резонанса:

$$\varepsilon = \frac{1}{h} \left(E_g - E_D - E_A - h \Omega + \frac{e^2}{\kappa R} \right) = E - \Omega + \frac{e^2}{\kappa R}, \quad (3)$$

где κ — статическая диэлектрическая проницаемость.

Исследуя поглощение слабого сигнала частоты $\omega \sim \Omega$ в присутствии сильной волны, определенной парой донор-акцептор, найдем выражение для КП. Затем, усредняя его с учетом распределения примесных пар по межпримесному расстоянию, вычисляем реально измеримый КП*. При хаотическом распределении примесей и слабом легировании можно применять приближение ближайшего соседа [4, 5]. При условии $n_A \gg n_D$ вероятность нахождения ближайшего к донору акцептора в пределах R ; $R + dR$ равна:

* — частный случай межпримесного КП в поле лазерного излучения соответствующей области частоты $h \Omega < E_g - E_D - E_A$ в аналогичной постановке рассмотрен в работе [3].

h — постоянно Планка = $\frac{h}{2\pi}$

$$W(R) dR = 4 \pi n_A K^2 \exp\left(-\frac{4}{3} \pi n_A R^3\right) dR. \quad (4)$$

Зависимость коэффициента поглощения (усиления) K от частоты слабой волны ω (в безразмерных единицах $\hbar(\omega - \Omega)/E_D$) приведена на рис. 1а и рис. 1б. Рис. 1а соответствует случаю $\Delta = E - \Omega > 0$,

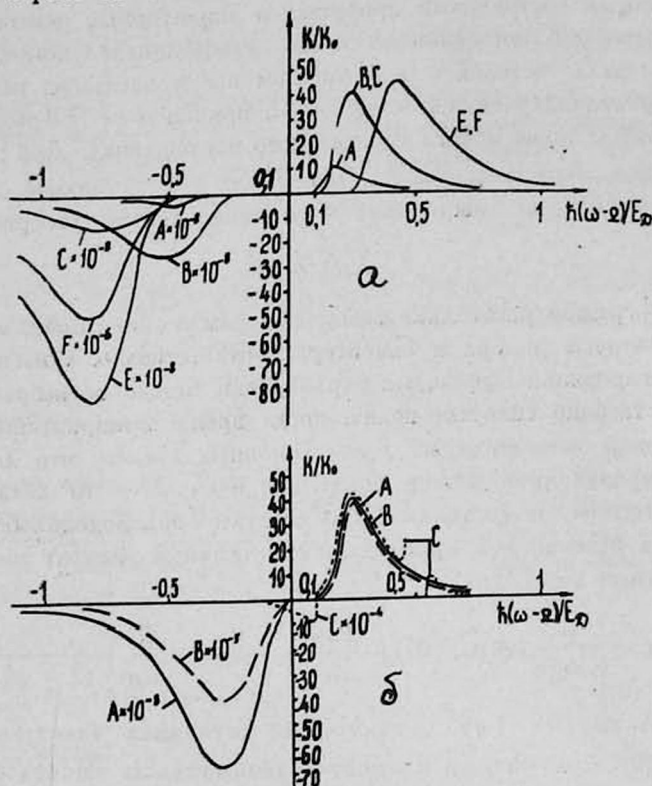


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения пробной волны от частоты в относительных единицах K/K_0 .

$$K_0 = \frac{32 \pi^4 \sqrt{\epsilon} n_D n_A \alpha_D^4}{c \omega m_j^2} \left(\frac{\alpha_D}{\alpha_N}\right)^{3/2} (e_1 p_{cv}(0)) \quad \text{и}$$

$$\lambda = \frac{e}{E_D m c} (A p_{cv}(0)) \left(\frac{\alpha_D}{\alpha_A}\right)^{3/2}.$$

а) $\Delta > 0$

А) $n_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$,	$\Delta = 0,01$,	$\lambda = 0,1$
В) $n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$,	$\Delta = 0,01$,	$\lambda = 0,1$
С) $n_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$,	$\Delta = 0,1$	$\lambda = 0,1$
Е) $n_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$,	$\Delta = 0,1$	$\lambda = 0,1$
Ф) $n_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$,	$\Delta = 0,1$	$\lambda = 0,5$,

б) $\Delta < 0$

	$n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$,	
А) $\Delta = -0,1$,	$\lambda = 0,1$	
В) $\Delta = -0,1$,	$\lambda = 0,5$	
С) $\Delta = -0,5$,	$\lambda = 0,5$,	

а рис. 16 — $\Delta < 0$.

При положительных Δ , как видно из рис. 1а, существуют области поглощения ($\omega > E$) и усиления ($\omega < E - 2\Omega$), а в промежуточной области $K = 0$.

Как видно из графика, расположение и величина пика поглощения в основном обусловлены концентрацией доминирующей примеси. С ростом концентрации поглощение увеличивается, а пик смещается в сторону больших частот. Что касается коэффициента усиления, то его поведение определяется как концентрацией примесей, так и параметрами сильного поля. Увеличение Δ смещает пик усиления в сторону меньших частот и уменьшает его величину (удаление от резонанса). Концентрация слабо влияет на расположение пика усиления, но заметно — на его величину. Однако основным параметром, определяющим усиление, является напряженность поля. Действительно, как видно из графика (сравни E и F), увеличение напряженности в 5 раз приводит к росту пика коэффициента усиления примерно в 60 раз.

В случае же $\Delta < 0$, для данной частоты сильной волны из-за кулоновского разброса энергий имеются пары с противоположными знаками ϵ , и следовательно, штарковские сдвиги для разных пар происходят в разных направлениях. Таким образом, часть пар будет усиливать слабый свет частотой ω , а другая часть — поглощать, и результирующий КП определится суммой этих двух конкурирующих вкладов. Как видно из рис. 16, для малых Δ поведение КП в значительной мере повторяет особенности для положительных Δ (сравни С рис. 1а и А рис. 16). Однако при увеличении $|\Delta|$ вблизи частоты Ω возникает полоса прозрачности шириной $2\delta\Delta$, а на частотах $\Omega \pm \delta\Omega$ возникают узкие пики поглощения и усиления, что обусловлено существенным изменением комбинированной плотности состояния, вносимое сильным электромагнитным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Галицкий В. М., Елесин В. Ф. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. Энергоатомиздат, М., 1986.
2. Арутюнян С. Л., Казарян Э. М., Минасян Г. Р. ФТП, 12, 2392 (1978).
3. Казарян Э. М., Меликян А. О., Минасян Г. Р. ФТП, 13, 2034 (1979).
4. Döhler G. M. Phys. Stat. Sol. (b), 45, 705 (1971).
5. Касаманян Э. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 116 (1971).

ԹՈՒՅՈՒՆ ԱԶԳԱՆՇԱՆԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԻՍԱԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ՆՆՈՔՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է միջխառնորդային կլանման գործակիցը թույլ լեզերային, չկոմպենսացված կիսահաղորդում, որը գտնվում է լազերային ճառագայթման դաշտում: Խառնուրդների քառասյին բաշխման համար կիրառված է մերձակա հարևանի մոտավորությունը: Ուժեղ դաշտի հաճախությունների, խառնուրդների կոնցենտրացիաների, նյութի ու լազերային ալիքի ալլ պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում տրված են կլանման սպեկտրները:

ABSORPTION OF A WEAK SIGNAL BY AN IMPURITY SEMICONDUCTOR IN THE PRESENCE OF INTENSE ELECTROMAGNETIC RADIATION

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

The interimpurity absorption coefficient of weakly doped uncompensated semiconductor placed in the field of laser radiation is calculated. In case of chaotic distribution of impurities the calculations were made in the approximation of the nearest neighbour. The absorption spectra at various values of strong wave frequency, the impurity concentration and other parameters of the material and radiation are given.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 106—108 (1990)

УДК 621.382

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Р. Р. ВАРДАНИЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 25 мая 1989 г.)

Показано, что при освещении в области собственного поглощения полупроводника с локальной неоднородностью потенциального рельефа при наличии внешнего магнитного поля в полупроводнике возникают замкнутые круговые токи и магнитное поле, при этом фототок уменьшается под воздействием внешнего магнитного поля.

Рассмотрим фотомagnetный эффект в полупроводнике с неоднородностью потенциального рельефа на небольшом участке поверхности (p - n -переход, неоднородность легирования, структурный дефект, наличие коллекторного зонда и т. п.). Пусть, например, это будет p - n -переход цилиндрической формы с радиусом r и глубиной h (рис. 1). При освещении такой структуры генерируемые в p - и n -областях неосновные носители заряда будут собираться p - n -переходом и создавать фототок. Под воздействием магнитного поля B_0 , вектор индукции которого перпендикулярен поверхности полупроводниковой пластины, неосновные носители заряда будут перемещаться к границе раздела p - n -перехода под углом Холла относительно их первоначального направления движения, что вызывает появление замкнутых круговых токов с цилиндрической симметрией относительно оси z . Эти токи порождают магнитное поле с индукцией B_z , которое направлено в противоположную относительно внешнего поля B_0 сторону.

При условии $\alpha h \gg 1$, где α — коэффициент поглощения света, расчет, проведенный нами дает следующую оценку магнитного поля, генерируемого круговыми токами (составляющим фототока из n -области пренебрегается)

ABSORPTION OF A WEAK SIGNAL BY AN IMPURITY SEMICONDUCTOR IN THE PRESENCE OF INTENSE ELECTROMAGNETIC RADIATION

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

The interimpurity absorption coefficient of weakly doped uncompensated semiconductor placed in the field of laser radiation is calculated. In case of chaotic distribution of impurities the calculations were made in the approximation of the nearest neighbour. The absorption spectra at various values of strong wave frequency, the impurity concentration and other parameters of the material and radiation are given.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 106—108 (1990)

УДК 621.382

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Р. Р. ВАРДАНИЯ

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 25 мая 1989 г.)

Показано, что при освещении в области собственного поглощения полупроводника с локальной неоднородностью потенциального рельефа при наличии внешнего магнитного поля в полупроводнике возникают замкнутые круговые токи и магнитное поле, при этом фототок уменьшается под воздействием внешнего магнитного поля.

Рассмотрим фотомagnetный эффект в полупроводнике с неоднородностью потенциального рельефа на небольшом участке поверхности (p - n -переход, неоднородность легирования, структурный дефект, наличие коллекторного зонда и т. п.). Пусть, например, это будет p - n -переход цилиндрической формы с радиусом r и глубиной h (рис. 1). При освещении такой структуры генерируемые в p - и n -областях неосновные носители заряда будут собираться p - n -переходом и создавать фототок. Под воздействием магнитного поля B_0 , вектор индукции которого перпендикулярен поверхности полупроводниковой пластины, неосновные носители заряда будут перемещаться к границе раздела p - n -перехода под углом Холла относительно их первоначального направления движения, что вызывает появление замкнутых круговых токов с цилиндрической симметрией относительно оси z . Эти токи порождают магнитное поле с индукцией B_z , которое направлено в противоположную относительно внешнего поля B_0 сторону.

При условии $\alpha h \gg 1$, где α — коэффициент поглощения света, расчет, проведенный нами дает следующую оценку магнитного поля, генерируемого круговыми токами (составляющим фототока из n -области пренебрегается)

$$B_z \approx \mu \mu_0 \pi L_{nB} q G \frac{k_1(r/L_{nB})}{K_0(r/L_{nB})} \mu_n B_0,$$

где μ — относительная магнитная проницаемость, μ_0 — магнитная постоянная, $L_{nB} = L_n / \sqrt{1 + \mu_n^2 B_0^2}$ — «эффективная» диффузионная длина электронов, L_n и μ_n — диффузионная длина и подвижность электронов, G — поток фотонов, проникающих через единицу поверхности полупроводника в единицу времени, K_0 и K_1 — функции Бесселя от мнимого аргумента второго рода. При значениях параметров $r = L_n = 100$ мкм, $\mu_n B_0 = 0,3$ и $G = 10^{22}$ фотон/м²·с, $B_z = 5 \cdot 10^{-8}$ Тл.

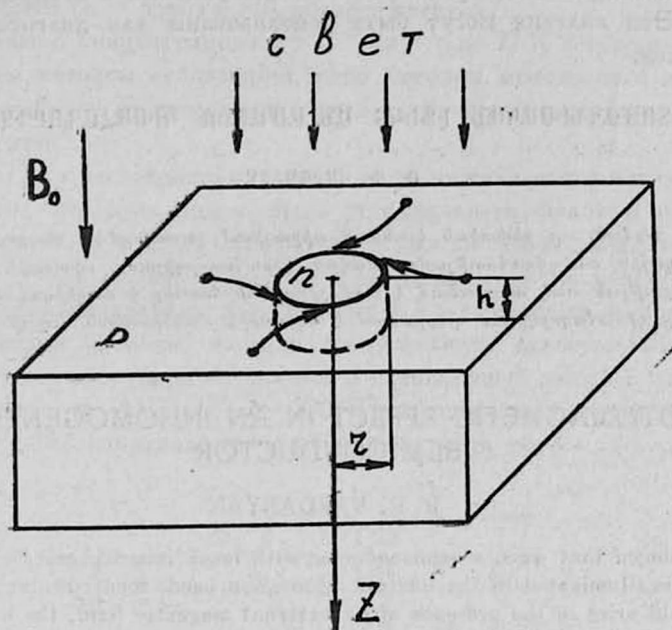


Рис. 1. Конфигурация электронного составляющего фототока в образце с р-п-переходом.

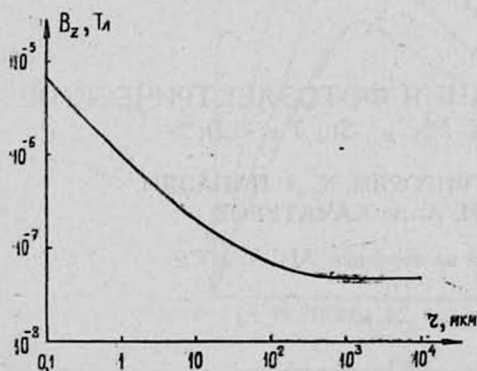


Рис. 2. Зависимость B_z от радиуса р-п-перехода r : $L_n = 100$ мкм.

На рис. 2 представлен график зависимости магнитного поля B от радиуса р-п-перехода r , построенный при вышеуказанных значениях параметров. Как следует из рисунка, порожденное круговыми токами магнитное

поле имеет большие значения при малых r . При увеличении радиуса r , начиная со значений $r \approx L_n$, магнитное поле почти не меняется.

В рассматриваемой структуре под воздействием внешнего магнитного поля происходит также уменьшение фототока, так как уменьшается «эффективная» диффузионная длина неосновных носителей заряда в направлении нормали к поверхности p - n -перехода. При изменении направления вектора индукции внешнего магнитного поля на противоположное, неосновные носители заряда перемещаются в противоположную сторону, а фототок уменьшается на ту же величину (четный эффект).

Рассмотренные явления можно наблюдать также при наличии неоднородности потенциального рельефа не на поверхности, а в объеме полупроводника. Эти явления могут быть использованы для диагностики полупроводников.

ՖՈՏՈՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՈՒՉՈՒՄ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ սեփական կլանման տիրույթում լուսավորման դեպքում պոտենցիալ անլինի անդալին անհամասեռությամբ օժտված կիսահաղորդիչում արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ առաջանում է փակ շրջանաձև հոսանք և մագնիսական դաշտ, և որ ֆոտոհոսանքը կիսահաղորդիչում փոքրանում է արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ:

PHOTOMAGNETIC EFFECT IN AN INHOMOGENEOUS SEMICONDUCTOR

R. R. VARDANYAN

It is shown that when a semiconductor with local inhomogeneity of the potential profile is illuminated in the intrinsic absorption band, then circular currents and magnetic field arise in the presence of an external magnetic field, the value of photocurrent decreasing under the influence of the external magnetic field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 108—111 (1990)

УДК 621.315.592

НЕКОТОРЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$

Ю. А. АБРАМЯН, М. Г. ГРИГОРЯН, К. З. ПАПАЗЯН,
М. Е. НАЗАРЕТЯН, А. Л. ХАЧАТУРОВ

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 24 мая 1989 г.)

Приведены результаты исследования статистических вольт-амперных характеристик при 4,2 К монокристаллов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0,24 \div 0,26$) с примесью 0,23÷2 ат% In под действием ИК излучения и СВЧ сигнала ($\lambda = 5$ мм). Показано, что в приведенных материалах наблюдается как положительная, так и отрицательная фотопроводимость. Дано качественное объяснение наблюдаемым явлениям.

поле имеет большие значения при малых r . При увеличении радиуса r , начиная со значений $r \approx L_n$, магнитное поле почти не меняется.

В рассматриваемой структуре под воздействием внешнего магнитного поля происходит также уменьшение фототока, так как уменьшается «эффективная» диффузионная длина неосновных носителей заряда в направлении нормали к поверхности p - n -перехода. При изменении направления вектора индукции внешнего магнитного поля на противоположное, неосновные носители заряда перемещаются в противоположную сторону, а фототок уменьшается на ту же величину (четный эффект).

Рассмотренные явления можно наблюдать также при наличии неоднородности потенциального рельефа не на поверхности, а в объеме полупроводника. Эти явления могут быть использованы для диагностики полупроводников.

ՖՈՏՈՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՈՒՄԻՄ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ սեփական կլանման տիրույթում լուսավորման դեպքում պոտենցիալ ունիթի տեղային անհամասեռությամբ օժտված կիսահաղորդիչում արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ առաջանում է փակ շրջանաձև հոսանք և մագնիսական դաշտ, և որ ֆոտոհոսանքը կիսահաղորդիչում փոքրանում է արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ:

PHOTOMAGNETIC EFFECT IN AN INHOMOGENEOUS SEMICONDUCTOR

R. R. VARDANYAN

It is shown that when a semiconductor with local inhomogeneity of the potential profile is illuminated in the intrinsic absorption band, then circular currents and magnetic field arise in the presence of an external magnetic field, the value of photocurrent decreasing under the influence of the external magnetic field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 108—111 (1990)

УДК 621.315.592

НЕКОТОРЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$

Ю. А. АБРАМЯН, М. Г. ГРИГОРЯН, К. З. ПАПАЗЯН,
М. Е. НАЗАРЕТЯН, А. Л. ХАЧАТУРОВ

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 24 мая 1989 г.)

Приведены результаты исследования статистических вольт-амперных характеристик при 4,2 К монокристаллов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0,24 \div 0,26$) с примесью 0,23÷2 ат% In под действием ИК излучения и СВЧ сигнала ($\lambda = 5$ мм). Показано, что в приведенных материалах наблюдается как положительная, так и отрицательная фотопроводимость. Дано качественное объяснение наблюдаемым явлениям.

Интерес к твердым растворам $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ продолжает возрастать в связи с регистрацией в них новых аномальных фотоэлектрических явлений.

Так, в кристаллах $Pb_{0,78}Sn_{0,22}Te$ с примесью 0,5 ат% индия [1], при гелиевых температурах обнаружена отрицательная фотопроводимость (ОФП) с долговременной релаксацией в далекой ИК области спектра. При этом, вплоть до длин волн ~ 350 мкм, не обнаружено красной границы.

В данной работе приводятся некоторые результаты исследования монокристаллов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0,24 \div 0,26$) с примесью 0,23; 0,8 и 2 ат% In на СВЧ ($\lambda = 5$ мм) и ИК области спектра.

Кристаллы с концентрацией $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$ при 77 К выращивались из паровой фазы методом сублимации, либо методом мгновенного испарения на подложках BaF_2 . В последнем случае пленочные элементы имели толщину $2 \div 3,5$ мкм.

Образцы для исследования помещались в нижней части металлической трубы. Поверх образцов можно было устанавливать фильтры из черной бумаги для срезания видимого и ИК излучения до 10 мкм. В верхней части трубы закреплялся фланец в виде рупора. В промежутке между фланцем и трубой устанавливались пластины из KRS-5, сапфира и плавленного кварца, срезающие среднюю часть и пропускающие далекую ИК область. Вся труба вплоть до рупора опускалась в стандартный дьюар с жидким гелием. Излучение от АЧТ ($T_A \sim 500$ К) и генератора высокочастотных колебаний ГЧ-142 направлялось в рупорную часть трубы.

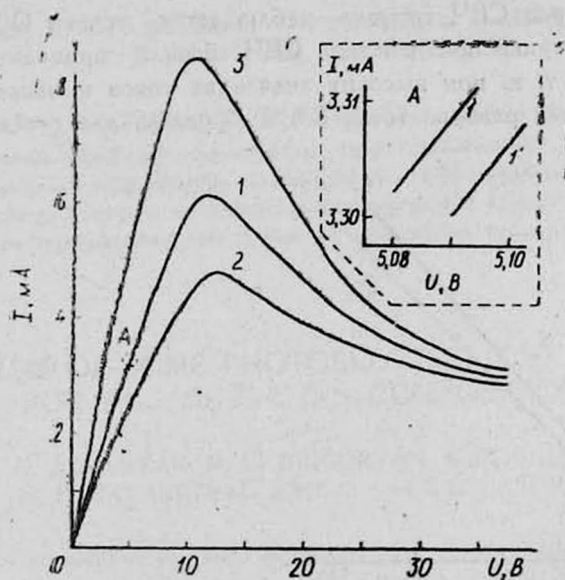


Рис. 1. а.

На рис. 1а приведена ВАХ, типичная для кристаллов $Pb_{0,78}Sn_{0,24}Te$ с примесью 0,23 ат% In при облучении фоном $T_f = 300$ К (1) и АЧТ (2) в присутствии фона (отрицательное сопротивление на ВАХ имело ме-

сто при полях $E = 8 \div 10 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$). В обоих случаях излучение падало на кристалл через фильтр из KRS-5 в отсутствие черной бумаги. Случай (3) соответствует облучению посредством АЧТ при наличии фильтра из сапфира. При этом также присутствует фон и ВАХ до облучения АЧТ совпадает с (1). Как видно из рисунка, в приведенных кристаллах наблюдается как положительная, так и отрицательная фотопроводимость. ОФП, наблю-

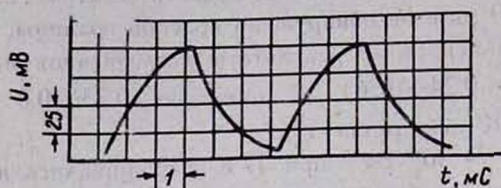


Рис. 1, б.

даемая непосредственно на статической ВАХ, имеет место в присутствии фильтра из сапфира, пропускающего излучение от АЧТ в ближней ИК области до 6 микрон. Сопротивление кристаллов в присутствии фильтра из черной бумаги и без нее отличаются на несколько порядков. Снятие фильтра из черной бумаги приводит к уменьшению сопротивления от мегаомов до сотен ом. Последующее облучение ИК-излучением посредством АЧТ приводило к относительно медленной релаксации фотопроводимости ($\tau \approx 2 \text{ мс}$).

На рис. 1,б представлена осциллограмма фототока при возбуждении модулированным излучением от АЧТ в присутствии фильтра из KRS-5. Времена релаксации ОФП были такого же порядка.

При действии СВЧ сигнала наблюдается только ОФП (вставка к рис. 1). На рисунке при действии СВЧ сигнала приводятся начальные участки ВАХ, т. к. при высоких значениях токов и напряжений наблюдается некоторый разброс точек ВАХ. В целом, для состава $x = 0,24$ на-

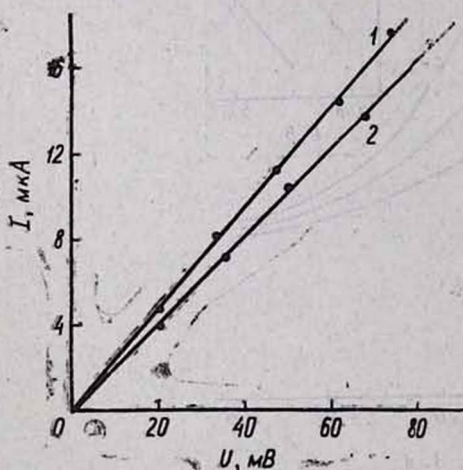


Рис. 2.

блюдается некоторый рост ОФП при СВЧ облучении с повышением процентного содержания In . Изменение сопротивления при этом составляло $2 \div 3\%$ от исходного. Наибольшая чувствительность к СВЧ излучению наблюдалась для состава $x = 0,26$, $N_{In} = 1 \text{ ат}\%$. Фотопроводимость и в

этом случае носила только отрицательный характер (см. рис. 2), а в ИК области при возбуждении посредством АЧТ, фотопроводимость положительная. Лишь в момент выключения ИК излучения наблюдается ОФП с относительно долговременной релаксацией ($\tau \approx 3 \div 5$ с).

Приведенные выше свойства при действии ИК излучения, по-видимому, можно объяснить в рамках модели Ян-Теллеровских центров [2÷4]. Что касается ОФП при действии СВЧ сигнала, то ее можно связать с взаимодействием СВЧ сигнала с колебаниями решетки, которое, в итоге, приводит к спонтанной перестройке решетки и, возможно, к структурному фазовому переходу, в особенности, при больших концентрациях индия и составах x [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронова И. Д., Семенова Е. В. Краткие сообщ. по физике, М., ФИАН СССР, 1982, № 7, с. 19.
2. Волков Б. А., Панкратов О. А. ДАН СССР, 255, 93 (1980).
3. Засавицкий И. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 42, 3 (1985).
4. Засавицкий И. И. и др. ФТП, 20, 214 (1986).
5. Волков Б. А., Осипов В. В., Панкратов О. А., ФТП, 14, 1387 (1980).

$Pb_{1-x}Sn_xTe$ ՄԻԱՐՑՈՒՐԵՂԻ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՐՈՇ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

ՅՈՒ. Ա. ԱՐԲԱՆՄՅԱՆ, Մ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Կ. Զ. ՓԱՓԱԶՅԱՆ,
Մ. Ե. ՆԱԶԱՐԵՏՅԱՆ, Ա. Լ. ԽԱՉԱՏՈՒՐՈՎ

Բերված են $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0,24-0,26$ միաբյուրեղի ստատիկ վառ-ամպերային բնութագրերի ուսումնասիրությունների արդյունքները In -ի $0,23-2$ ատ. % խառնուրդի և $4,2$ Կ շերմաստիճանի դեպքում, ինֆրակարմիր ճառագայթման և ԳՐՀ ազդանշանի ($\lambda=5$ մմ) ազդեցության ներքո: Ցույց է տրված, որ նշված նյութում դիտվում է ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական ֆոտոազդողականություն: Տրված են դիտարկված երևույթների որակական բացատրություններ:

AN ANALYSIS OF SOME PHOTOELECTRIC CHARACTERISTICS FOR $Pb_{1-x}Sn_xTe < I_n >$ COMPOSITION

Yu. A. ABRAMYAN, M. G. GRIGORYAN, K. Z. PAPAZYAN
M. E. NAZARETYAN AND A. L. KHACHATUROV

Results of an analysis of static current-voltage characteristics of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.25 \div 0.26$) single crystals doped with $0.23 \div 2$ at. % In at 4.2 K temperature under illumination by IR and microwave radiation ($\lambda=5$ mm) are given. Both the positive and negative photoconductivities in such materials were observed. A qualitative explanation of these phenomena is given.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ РАЗМЕРНО
КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Ш. Г. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 июня 1989 г.)

Выведено выражение для коэффициента эластосопротивления размерно квантованной полупроводниковой проволоки.

Изменение физических свойств полупроводника при деформации обусловлено, в первую очередь, изменением энергетического спектра носителей заряда, что особенно существенно для образцов малых размеров, в которых проявляются эффекты размерного квантования. Изменение сопротивления образца при деформации известно под названием эффекта эластосопротивления [1]. Исследованию этого эффекта в размерно квантованной полупроводниковой пленке посвящена статья [2].

В данной работе вычислен коэффициент эластосопротивления (КЭ) полупроводниковой проволоки в условиях невырожденности газа носителей заряда и заполнения первой подзоны размерного квантования.

Определим КЭ проволоки следующим образом:

$$\alpha = \frac{\delta \sigma}{\tau \cdot \varepsilon}, \quad (1)$$

где σ —проводимость проволоки, $\varepsilon \equiv \varepsilon_{zz}$ —компонента тензора деформации. При растяжении проволоки вдоль ее оси тензор деформации диагонален и имеет компоненты, равные

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = -\nu \varepsilon \quad (2)$$

для проволоки с прямоугольным сечением, и

$$\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = -\nu \varepsilon$$

для проволоки с круглым сечением, ν —коэффициент Пуассона [3].

В дальнейшем конкретные расчеты проведены для полупроводника n -типа. Учитывая, что

$$\sigma = e n \mu, \quad (3)$$

где n —концентрация электронов, а μ —их подвижность, КЭ можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\alpha = \alpha_n + \alpha_\mu, \quad (4)$$

$$\alpha_n = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta n}{n}, \quad \alpha_\mu = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta \mu}{\mu}, \quad (5)$$

обусловленных изменением соответственно концентрации и подвижности электронов при деформации.

Для расчета α_n воспользуемся выражением для концентрации электронов в проволоке

$$n = \frac{1}{S} \left(\frac{m k_B T}{2 \pi \hbar^2} \right)^{1/2} \cdot \exp \frac{E_F - E_1}{k_B T}, \quad (6)$$

где S —сечение проволоки, m —эффективная масса электрона, E_1 —энергия первого уровня размерного квантования, и из условия электронейтральности найдем энергию Ферми:

$$E_F = -\frac{1}{2} \left\{ E_d - k_B T \ln \left[S N_d \left(\frac{2 \pi \hbar^2}{m k_B T} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (7)$$

где E_d —энергия активации примесного центра, N_d —концентрация доноров.

Входящие в (6) и (7) характерные энергии, E_1 и E_d зависят от ε . В линейном по ε приближении из (5)—(7) находим выражение для α_n :

$$\alpha_n = -\frac{D_d}{2 k_B T} - 2 \nu \left(\frac{E_1^0}{k_B T} - 1 \right) - \frac{1}{2}, \quad (8)$$

где D_d —коэффициент при линейном по ε члене в E_d , играющий роль постоянной деформационного потенциала, $E_1^0 = \hbar^2 \lambda_{10}^2 / 2 m d^2$, d —радиус недеформированной проволоки. λ_{10} —значение первого корня функции Бесселя $I_0(x)$. В случае проволоки прямоугольного сечения со сторонами a и b $E_1^0 = \pi^2 \hbar^2 / 2 m a^2 + \pi^2 \hbar^2 / 2 m b^2$.

Для расчета α следует рассматривать конкретные механизмы рассеяния.

Рассмотрим рассеяние на заряженных примесных центрах. Воспользуемся результатами расчета подвижности, выполненного в [4] для проволоки круглого сечения при различных распределениях примесных центров. Так, если примеси распределены равномерно только внутри проволоки, то при $d \ll k_T^{-1} = (m k_B T / \hbar^2)^{-1/2}$ из соответствующего выражения для подвижности для α_μ получаем

$$\alpha_{\mu_l}^{(1)} = 1 + 2 \nu \ln^{-1}(d \cdot k_T). \quad (9)$$

Если же примеси распределены равномерно во всем пространстве, то

$$\alpha_{\mu_l}^{(2)} = 1 - 2 \nu. \quad (10)$$

При рассеянии на короткодействующих точечных дефектах, распределенных равномерно внутри проволоки, с помощью результатов [5] для α_μ получим:

$$\alpha_{\mu_s} = 1 - 4 \nu. \quad (11)$$

В случае рассеяния на акустических фононах, используя результаты [6], получим, что $\alpha_{\mu_{ac}} = -1$.

$\hbar$ —постоянная Планка $= \frac{h}{2\pi}$

Таким образом, КЭ проволоки при действии различных механизмов рассеяния можно представить в форме

$$\alpha = - \frac{D_d + 4 \nu E_1^n}{2 k_B T} + A, \quad (12)$$

где в соответствии с порядком рассмотренных выше механизмов

$$A = \begin{cases} 2 \nu [1 + \ln^{-1}(d \cdot k_T)] + 0,5 \\ 0,5 \\ 2 \nu - 1,5 \\ -2 \nu + 0,5. \end{cases} \quad (13)$$

При одновременном действии нескольких механизмов рассеяния КЭ можно оценить с помощью правила Матиссена [7].

Входящую в [12] величину D_d можно найти, решив уравнение Шредингера для примесного центра в проволоке в рамках конкретной модели.

В заключение заметим, что поскольку из общих соображений $0 < \nu < 0,5$ [3], то согласно [13], по величине $|A| \sim 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бир Г. А., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Изд. Наука, М., 1972.
2. Киракосян А. А., Гаспарян Ш. Г. Изд. АН АрмССР, Физика, 23, 212 (1988).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. Изд. Наука, М., 1987.
4. Johnson Lee, Herold N. Spector. J. Appl. Phys., 54 (7), 3921 (1983).
5. Тавгер Б. А., Блох М. Д., Фишман Е. Л. ФММ, 33, 1137 (1972).
6. Arora V. K. Phys. Rev., B, 23, 5611 (1981).
7. Займан Дж. Электроны и фононы. Изд. ИЛ, М., 1962.

ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉԱՅԻՆ ԼՍՐԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Շ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ստացված է չափալին քվանտացված կիսահաղորդչալին լարի էլաստոդիմադրության դոր-
ձակցի համար արտահայտություն:

THE EFFECT OF STRAIN ON THE RESISTANCE OF SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR WIRE

A. A. KIRAKOSYAN, SH. G. GASPARYAN

An expression for the coefficient of elastoresistance of a size-quantized semi-
conductor wire is derived.

ПРОСТОЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ СО СТУПЕНЧАТЫМ ВИДОМ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Э. А. АРУТЮНЯН, С. Х. ГАЛОЯН, С. П. ПОГОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Предложен простой способ определения параметров двухмодовых тонкопленочных оптических волноводов, который одновременно обеспечивает достаточную для практических задач точность применительно к волноводам такого типа с большим числом резонансных мод.

Оптимизация режима работы технологической цепи изготовления различных устройств интегральной оптики с заданными характеристиками требует разработки методов быстрой и точной оценки параметров основного элемента всех оптических интегральных схем — планарного волновода. Ряд основных способов получения оптических волноводов, такие как высокочастотное и ионное распыление, эпитаксиальное выращивание и, в некотором приближении, ионное облучение обеспечивают однородность распределения показателя преломления в поперечной плоскости волновода. Этим обстоятельством и обусловлен поиск быстрых методов определения параметров тонкопленочных оптических волноводов с достаточной для практических целей точностью расчетов.

В работе [1] было получено приближенное аналитическое выражение для показателя преломления тонкопленочного волновода n_f , в то время как толщина пленки h и показатель преломления подложки n_s определялись из дисперсионных уравнений методом последовательных приближений. Однако для обеспечения экспресс-контроля параметров тонкопленочных волноводов необходимо получить простые аналитические выражения также для параметров h и n_s . Особо отметим, что в способе определения параметров волновода работы [1] точность расчета величин h и n_s прямо зависит от точности нахождения параметра n_f , поэтому улучшение точности расчета величины n_f имеет принципиально важное значение. Решению этих задач, для разработки простого метода расчета параметров оптических тонкопленочных волноводов, посвящена настоящая работа.

Исходным уравнением является дисперсионное соотношение тонкопленочного оптического волновода [2]:

$$k h n_{fm} = \arctg \left(\frac{n_{mc}}{n_{fm}} \right) + \arctg \left(\frac{n_{ms}}{n_{fm}} \right) + m \pi, \quad (1)$$

где принято обозначение: $n_{ij} = (n_i^2 - n_j^2)^{1/2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ — длина волны света в вакууме, $m = 0, 1, 2, \dots (M-1)$, M — число мод в волноводе. Воспользуемся также основными приближениями работы [1]:

$$\Phi_{cm} = \arctg \left(\frac{n_{mc}}{n_{fm}} \right) \approx \frac{\pi}{2} \quad (2)$$

и

$$n_{fo}^2 \approx n_{(M-1),s}^2.$$

Из системы (1) с учетом этих приближений для мод волновода с $m = 0$ и $m = M-1$ получим

$$\gamma = \frac{\frac{\pi}{2} + \pi(M-1) + \arctg \frac{1}{\gamma}}{\frac{\pi}{2} + \arctg \gamma}, \quad (3)$$

где

$$\gamma = \frac{n_{f,(M-1)}}{n_{fo}}. \quad (4)$$

Из (4) находим выражение для параметра n_f ,

$$n_f = \left(\frac{\gamma^2 n_0^2 - n_{M-1}^2}{\gamma^2 - 1} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Отметим, что уравнение (3) позволяет определить более точную величину γ по сравнению с аналогичным расчетом работы [1]. Поэтому с помощью формулы (5) можно получить более прецизионные значения для параметра n_f , что и подтверждается расчетами. Приведем значения γ для двух-, трех- и четырехмодовых волноводов: $\gamma_2 = 1,945169$, $\gamma_3 = 2,91191$, $\gamma_4 = 3,89163$.

Получим также аналитические выражения для быстрого расчета параметров n_s и h . Из соотношения (2) имеем

$$n_s = \left(\frac{\gamma^2 n_{M-1}^2 - n_0^2}{\gamma^2 - 1} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

а из дисперсионного уравнения (1) для моды $m = 0$ получим

$$h = \frac{\arctg \left(\frac{n_{oc}}{n_{fo}} \right) + \arctg \gamma}{k n_{fo}}. \quad (7)$$

Данные, приведенные в таблице, определяют границы применимости формул (5—7).

В заключение приведем основные выводы работы. Предлагаемый метод расчета является наиболее эффективным для быстрого и точного

определения параметров двухмодовых тонкопленочных оптических волноводов по формулам (5—7). Для многомодовых волноводов с $M \geq 2$ результаты расчета позволяют сделать практические рекомендации. Быстрая оценка параметров n_f , n_s и h многомодовых волноводов также проводится с помощью формул (5), (6) и (7), тогда как для более точного расчета

Точные значения параметров тонкопленочных волноводов (n_f , n_s , h)	Эффективные показатели преломления (n_m)	Значения параметров волноводов, рассчитанные по методу данной работы
$n_f=1,83000$	$n_0=1,82191$	$n_f=1,83003$
$n_s=1,79000$	$n_1=1,7991$	$n_s=1,79083$
$h=1,50000$		$h=1,49334$
$n_f=1,83034$	$n_0=1,82584$	$n_f=1,83036$
$n_s=1,78561$	$n_1=1,81253$	$n_s=1,78702$
$h=2,14700$	$n_2=1,79164$	$h=2,13527$

этих параметров целесообразно предложить следующую процедуру: параметр n_f определить по формуле (5) настоящей работы, а расчет параметров n_s и h проводить методом последовательных приближений, описанный в работе [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян Э. А., Галоян С. Х., Погосян С. П. Письма в ЖТФ, 14, 1698 (1988).
2. Интегральная оптика /Под ред. Т. Тамира, М., Мир., 1973, 344 с.

ԲԵՆԿՐԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՊՐՈՑԵԴՐԱ ՈՒՆԵՑՈՂ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻՔԱՏԱՐՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՊԱՐԶ ԵՂԱՆԱԿ

Է. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Խ. ԳԱԼՈՅԱՆ, Ս. Պ. ՊՈԳՍՅԱՆ

Առաջարկված է երկմոդային նրբաթիթեղ օպտիկական ալիքատարների պարամետրերի հաշվման պարզ եղանակ, որը բազմամոդ ալիքատարների դեպքում ևս ապահովում է գործնական խնդիրների համար բավարար ճշտությամբ:

A SIMPLE METHOD FOR THE DETERMINATION OF PARAMETERS OF OPTICAL WAVEGUIDES WITH STEP PROFILE OF INDEX OF REFRACTION

E. A. ARUTYUNYAN, S. KH. GALOYAN, S. E. POGOSYAN

A simple method is proposed for the determination of parameters of two-mode thin-layer optical waveguides, which provides sufficient accuracy for practical purposes when applied to such waveguides with large number of resonance modes.

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПАРАХ ЦЕЗИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ДИМЕРОВ

С. Т. ЕЗЕКЯН, С. А. МИКАЕЛЯН, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАРЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 мая 1989 г.)

Исследовано поглощение сверхкоротких импульсов света в парах цезия при двухфотонном возбуждении перехода $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$. Показано, что наличие димеров может оказать существенное влияние на характер зависимости пропускания паров от интенсивности входных импульсов.

Известно, что пары щелочных металлов содержат не только атомарный, но и молекулярный компонент, быстро растущий с температурой [1]. В связи с этим при высоких температурах нелинейные резонансные процессы на атомных переходах сопровождаются конкурирующими процессами на молекулах, обусловленными достаточно высокой плотностью последних. В частности, сильное поглощение излучения накачки молекулами (димерами) существенно влияет на эффективность электронного ВКР в парах цезия [2].

В настоящей работе исследовано двухфотонное поглощение сверхкоротких импульсов (СКИ) света в парах цезия при наличии димеров.

Для двухфотонного возбуждения перехода $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ атома цезия использовался перестраиваемый лазер на $YAlO_3: Nd^{3+}$, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Для перестройки частоты излучения в качестве внутривибраторного дисперсионного элемента использовался эталон Фабри—Перо (область свободной дисперсии 33 см^{-1} , коэффициент отражения зеркал 85%). Изменением угла наклона эталона относительно оси резонатора была получена перестройка в диапазоне 1078,3—1080,3 нм. С помощью затвора Поккельса из цуга выделялся один СКИ, который затем усиливался тремя каскадами усилителей на $YAlO_3: Nd^{3+}$. Вблизи длины волны $\lambda = 1078,7 \text{ нм}$, соответствующей двухфотонному резонансу на переходе $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ атома цезия параметры излучения были следующими: энергия 6 мДж, длительность $\sim 150 \text{ пс}$, спектральная ширина $\sim 0,25 \text{ см}^{-1}$.

Пары цезия создавались в металлической кювете с «фитемем» и холодными окнами. Длина нагреваемой зоны составила 25 см.

На входе в кювету с парами цезия формировался параллельный пучок линейно поляризованного излучения диаметром 2 мм с равномерным поперечным распределением интенсивности.

В эксперименте измерялась зависимость пропускания паров цезия от интенсивности входных импульсов при разных температурах и различных частотных расстройках от двухфотонного резонанса. Для оперативной

обработки результатов эксперимента использовался управляемый вычислительный комплекс МЭРА-60.

Кривая пропускания паров цезия при температуре 200°C представлена на рис. 1. Измерения проводились при точном двухфотонном резонансе на переходе $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$. Приведенная зависимость характерна для нелинейного процесса двухфотонного поглощения, когда при увеличении интенсивности входного излучения происходит уменьшение пропускания па-

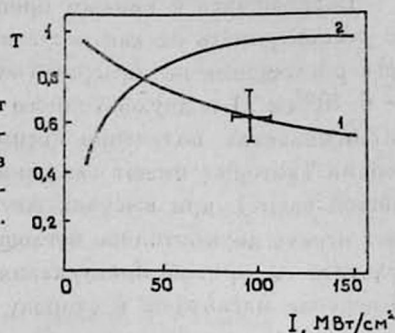


Рис. 1. Зависимость пропускания паров цезия от интенсивности входных импульсов: 1—при точном двухфотонном резонансе (температура паров 200°C), 2—при частотной расстройке от резонанса $\sim 105\text{ см}^{-1}$ (температура паров 300°C).

ров. Однако при повышении температуры паров характер кривых качественно меняется. На рис. 2 представлены кривые пропускания паров цезия при температуре 250°C , полученные при различных частотных расстройках от двухфотонного резонанса. Как видно, возникает максимум пропускания: при этом с увеличением частотной расстройки происходит смещение этого максимума в сторону больших интенсивностей. Указанные особенности имеют место также при более высоких температурах паров.

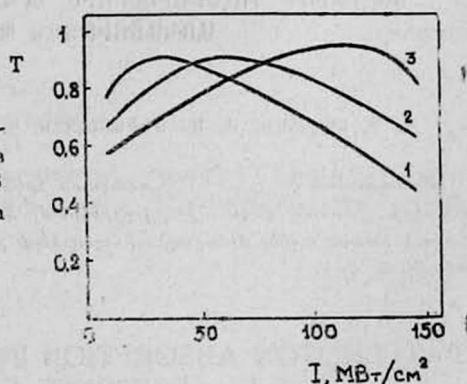


Рис. 2. Зависимость пропускания паров цезия от интенсивности входных импульсов при значениях частотной расстройки $0,3$ (1), $0,6$ (2) и $0,9\text{ см}^{-1}$ (3). Температура паров 250°C .

Ход кривых, представленных на рис. 2, можно объяснить учитывая в парах наличие димеров.

Как известно, димеры цезия Cs_2 обладают значительным поглощением в области 1 мкм [4]. Известно также, что они могут просветляться под воздействием излучения неодимовых лазеров [5].

Измерения пропускания Cs_2 при различных уровнях интенсивности падающего излучения показали, что хотя заметное просветление имеет ме-

сто при интенсивностях $\sim 10^3$ Вт/см², однако полное просветление происходит под воздействием мощных СКИ с интенсивностью ~ 100 МВт/см². Процесс просветления димеров иллюстрируется на рис. 1, где представлена кривая пропускания паров цезия при температуре 300°С (плотность димеров при этом составляет $\sim 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³). Для исключения влияния двухфотонного атомарного поглощения измерения проводились на длине волны $\lambda = 1072,6$ нм (расстройка от резонанса ~ 105 см⁻¹).

Возвращаясь к кривым пропускания, представленным на рис. 2, можно рассматривать их как результат наложения двух процессов: однофотонного поглощения на димерах (плотность димеров при 250°С составляет $\sim 6 \cdot 10^{13}$ см⁻³) и двухфотонного поглощения на атомах цезия. При низких интенсивностях получения преимущественное поглощение обусловлено димерами (которые имеют склонность просветляться, что обуславливает ход кривой вверх), при высоких же интенсивностях существенную роль начинает играть двухфотонное поглощение на атомах (кривая идет вниз). В результате на кривой пропускания образуется характерный максимум. Перемещение максимума в сторону больших интенсивностей при увеличении частотной расстройки от резонанса объясняется уменьшением вклада двухфотонного поглощения.

Дополнительным аргументом в пользу приведенной интерпретации служит наблюдаемая зависимость положения максимума и формы кривых от температуры паров.

Полученные результаты показывают, что наличие димеров может оказать существенное влияние на характер зависимости пропускания среды от интенсивности входных импульсов при наличии двухфотонного резонанса.

ՑԵԶԻՈՒՄԻ ԳՈՒՈՐԾԻՆԵՐՈՒՄ ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԴԻՄԵՐՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ս. Տ. ԵԶԵԿՅԱՆ, Ս. Ա. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Կ. Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՓՈԽՍՐԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ անցման երկֆոտոն զրգուման ղեկարմ լույսի գերկարճ իմպուլսների կլանումը ցեզիումի գոլորշիներում: Ցույց է տրված, որ դիմերների առկայությունը կարող է էական ազդել մուտքային իմպուլսների ինտենսիվությունից գոլորշիների անցման կախվածության վրա:

TWO-PHOTON ABSORPTION IN CAESIUM VAPOURS IN THE PRESENCE OF DIMERS

S. T. YEZEKYAN, S. A. MIKAELIAN, K. B. PETROSYAN, K. M. POKHSRARIAN

The ultrashort light pulse absorption in caesium vapours at two-photon resonance excitation of the $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ transition was investigated. It is shown that the presence of dimers strongly influence the dependence of vapour transmission on the intensity of input pulses.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

В. М. Арутюнян, А. А. Карапетов. К анализу деградации заряда при переносе в ПЗС-фотоприемниках	65
Э. А. Касаманян, А. В. Петросян. Поглощение света в гетероструктуре в продольном магнитном поле	69
Г. Г. Григорян. Суперпозиция процессов комбинационного рассеяния и четырехфотонного параметрического рассеяния при ВКР пикосекундных импульсов света в кристалле $LiIO_3$	74
М. Е. Мовсесян, А. В. Папоян, С. В. Шмавонян. Влияние буферного газа на фиолетовые излучения, возникающие в парах калия при двухфотонном возбуждении	81
В. А. Арутюнян. Бозе-конденсация в системе с дискретным энергетическим спектром частиц	87
С. К. Аветисян, С. С. Данагулян, Г. Р. Минасян. Распространение мощного инфракрасного излучения в n -Ge при галеевых температурах	93
Г. Г. Айвазян, Г. М. Айвазян, А. Г. Гулян, Р. М. Мартirosян. Применение пассивной и активной радиолокации в субмиллиметровом диапазоне для обнаружения начала градообразования в облаке	98
С. К. Аветисян, А. Э. Еномян, Э. М. Казарян. Поглощение слабого сигнала примесным полупроводником, в присутствии сильного электромагнитного излучения	102

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Р. Р. Варданян. Фотоманнитный эффект в неоднородном полупроводнике	106
Ю. А. Абрамян, М. Г. Григорян, К. Э. Папазян, М. Е. Назаретян, А. Л. Хачатуров. Некоторые исследования фотоэлектрических характеристик $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$	108
А. А. Киракосян, Ш. Г. Гаспарян. Влияние деформации на сопротивление размерно квантованной полупроводниковой проволоки	112
Э. А. Арутюнян, С. Х. Галоян, С. П. Погосян. Простой способ определения параметров оптических волноводов со ступенчатым видом профиля показателя преломления	115
С. Т. Езекян, С. А. Микаелян, К. Б. Петросян, К. М. Похсрарян. Двухфотонное поглощение в парах цезия при наличии димеров	118
Вниманию авторов! Всесоюзное агентство по авторским правам	121

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Վ. Մ. Հառությունյան, Ա. Ա. Կառագյուզով. ԼԿՍ ֆոտոլուցանիչներում լիցքի տեղափոխման ժամանակ նրա նվազման վերլուծությունը	65
Ղ. Հ. Կասմանյան, Ա. Վ. Պառնսյան. Լույսի կլանումը հետերոսոցում երկայնական մազնիսական դաշտում	69
Գ. Գ. Գրիգորյան. LiI O_3 բյուրեղում կոմբինացիոն ջրման և քառաֆոտոն պարամետրի ջրման պրոցեսների վերադրումը լույսի պիկովարկյանային աղդակների հարկադրական կոմբինացիոն ջրման ժամանակ	74
Մ. Ն. Մովսեսյան, Ա. Վ. Պապոյան, Ս. Վ. Շմավոնյան. Բուֆերային զազի ազդեցությունը կալիամի գոլորշիներում երկֆոտոն զրգման պայմաններում առաջացող մանուշակագույն ճառագայթումների վրա	81
Վ. Ա. Հառությունյան. Բորե-կոնդենսցիա ընդհատ էներգետիկ սպեկտով մասնիկների համակարգում	87
Ս. Կ. Ավետիսյան, Ս. Ս. Դանազադյան, Հ. Ռ. Միքայելյան. Հզոր ինֆրակարմիր ճառագայթման տարածումը n-Ge-ում հելիումային ջերմաստիճաններում	93
Հ. Ն. Այվազյան, Հ. Մ. Այվազյան, Ա. Գ. Գուլյան, Ռ. Մ. Մարտիրոսյան. Ենթամիլիմետրանոց տիրույթում պասսիվ և ակտիվ ռադիոլուկացիայի օգտագործումը կարկտագոյացման սկիզբը ամպում հայտնաբերելու համար	98
Ս. Կ. Ավետիսյան, Ա. Ն. Ենոֆյան, Է. Մ. Ղազարյան. Թույլ աղդանշանի կլանումը խառնուրդային կիսահաղորդում ուժեղ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման առկայությամբ	102

ԿԱՐՃ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Ռ. Ռ. Վարդանյան, ֆոտոմագնիսական էֆեկտ անհամասեռ կիսահաղորդում	106
Յու. Ա. Աբրահամյան, Մ. Գ. Գրիգորյան, Կ. Զ. Փափազյան, Մ. Ն. Նազարեթյան, Ա. Լ. Խաչատուրով. $\text{Pb}_1 - \text{xSnxTe}$ միաբյուրեղի ֆոտոէլեկտրական բնութագրերի որոշ ուսումնասիրություններ	108
Ա. Ա. Կիրակոսյան, Շ. Գ. Գասպարյան. դիֆուզիայի ազդեցությանը լափային քվանտացված կիսահաղորդիչային լարի դիմադրության վրա	111
Է. Ա. Հառությունյան, Ս. Խ. Գալոյան, Ս. Պ. Պառնսյան. Բեկման ցուցիչի աստիճանային պրոֆիլ ունեցող օպտիկական ալիքատարների պարամետրերի հաշվման պարզ եղանակ	114
Ս. Ֆ. Եզեկյան, Ս. Ա. Միքայելյան, Կ. Բ. Պետրոսյան, Կ. Մ. Փոխարարյան. Ցեզիումի գոլորշիներում երկֆոտոն կլանումը դիմերների առկայության պայմաններում	118