

при охлаждении с  $U_0=0$  и  $A \rightarrow B$  при  $U_0 \neq 0$ . Для конфигурации  $A$  отсутствует термическая эмиссия электронов, проявляющаяся в спектрах НСГУ. Наблюдение такого процесса изохронного отжига связано с тем, что заселение электронов уровня в конфигурации  $A$  и соответствующий переход системы в эту конфигурацию возможны лишь при температурах, достаточных для преодоления электронами потенциального барьера  $E_c$  [1]. Заполнение электронами уровня в конфигурации  $B$  становится предпочтительным при более низких температурах. При  $T_0 \approx 200-250$  К происходят отжиг всех низкотемпературных уровней и рост сигнала, связанного с уровнем  $EL2$ , независимо от условий охлаждения. Наблюдаемые превращения спектра НСГУ (рис. 1) при изохронном отжиге в этом диапазоне температур могут быть связаны с наличием дефекта  $EL2$  в окружении кластера близко расположенных и взаимодействующих дефектов, имеющих более мелкие уровни с перекрывающимися волновыми функциями и возможными многофононными туннельными переходами, значительно изменяющими электрические и оптические свойства дефекта  $EL2$ . Это в свою очередь может привести к сдвигу и уширению пика НСГУ уровня  $EL2$ , а также к исчезновению эффекта фотогашения [2, 3]. Такой взаимодействующий кластер в нашем случае, по-видимому, находится в двух устойчивых конфигурациях: с несколькими уровнями и с одним, подобным уровню  $EL2$ . Конфигурация с одним уровнем  $EL2$ , расположенным посередине запрещенной зоны, характеризуется наличием потенциального барьера  $E_c > E_g$ , препятствующего переходу электронов в другую конфигурацию при  $T_0 > 200-250$  К.

Таким образом, установлено, что в нелегированном GaAs, выращенном методом ЖФЭ при температуре начала кристаллизации  $T_{н.кр} = 900-950$  °С, происходит образование кластера взаимодействующих дефектов, проявляющих эффект бистабильности и содержащих дефект, подобный  $EL2$ .

#### Список литературы

- [1] Stavola M., Levinson M., Benton J. L., Kimerling L. C. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 2. P. 832—839.
- [2] Bourgoin J. C., von Bardeleben H. J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 9. P. R65—R91.
- [3] Guillot G. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 5. P. 833—846.
- [4] Makram-Ebeid Sh., Boher P. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 5. P. 847—862.
- [5] Martin G. M., Terriac P., Makram-Ebeid Sh., Guillot G., Gavand M. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 1. P. 61—63.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 1.02.1989  
Принято к печати 13.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

## УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА ПОЛУПРОВОДНИКА

Неркарян Х. В.

Вопрос об усилении электромагнитного излучения в экситонной области спектра полупроводника, по-видимому, впервые обсуждался в работе [1]. Не конкретизируя ситуацию, автор отмечал, что усиление может иметь место в случае, если частотные области излучения и поглощения сдвинуты относительно друг друга. В работе [2] обсуждалась возможность усиления электромагнитной волны в условиях бозе-конденсации биэкситонов. Однако трудности, возникающие при создании бозе-конденсированного состояния биэкситонов, заметно осложняют осуществление такого эксперимента. В настоящей работе будет показано, что усиление возможно также в газовой смеси, состоящей из экситонов и биэкситонов, которая находится в тепловом равновесии и опи-

сывается с помощью максвелловской функции распределения по скоростям. Оказывается, что в указанных условиях частотная область излучения, возникшего в результате перехода из биэкситонного состояния в экситонное, сдвинута относительно частотной области поглощения, обусловленного обратным переходом. При этом явление можно наблюдать даже в том случае, когда концентрация экситонов значительно больше концентрации биэкситонов. Примечательно, что экспериментальная реализация такой ситуации не связана с принципиальными трудностями (см., например, обзоры [3, 4]).

Особенность рассматриваемой ситуации состоит в том, что из-за различия масс биэкситона и экситона частота перехода зависит от импульса биэкситона  $\hbar\mathbf{k}$  [5]. Если пренебречь импульсом фотона, что допустимо в данном случае, то с ростом  $\hbar\mathbf{k}$  частота перехода уменьшается на  $\hbar^2\mathbf{k}^2/2m_2$ , где  $m_2$  — масса биэкситона. Также из-за различия масс биэкситона и экситона в условиях теплового равновесия среднее значение абсолютной величины импульса биэкситона может заметно отличаться от среднего значения абсолютной величины импульса экситона. Если  $T$  — температура газовой смеси, то средние значения абсолютных величин импульсов экситона и биэкситона соответственно равны  $P_{ex} = 2(2m_1T/\pi)^{1/2}$  и  $P_b = 2(2m_2T/\pi)^{1/2}$ , где  $m_1$  — масса экситона ( $2m_1 = m_2$ ).

Таким образом, при образовании спектра вынужденного излучения в условиях перехода из биэкситонного состояния в экситонное определяющая роль принадлежит тем биэкситонам, абсолютная величина импульса которых находится в окрестности  $P_b$ . При образовании спектра вынужденного поглощения определяющая роль принадлежит тем экситонам, абсолютная величина импульса которых находится в окрестности  $P_{ex}$ . Поскольку в обсуждаемом случае значения импульсов  $P_b$  и  $P_{ex}$  заметно различаются, частотные области излучения и поглощения сдвинуты относительно друг друга. Указанное обстоятельство может привести к усилению электромагнитного излучения, частота которого обеспечивает вынужденный переход биэкситона с импульсом  $P_b$  в экситонное состояние.

Полагаем, что характерное время, в течение которого устанавливается тепловое равновесие по скоростям квазичастиц, значительно меньше всех остальных времен задачи, в том числе и времени установления химического равновесия. Тогда в течение всего процесса распределение экситонов  $\rho_1(\mathbf{k})$  и биэкситонов  $\rho_2(\mathbf{k})$  можно описать максвелловской функцией

$$\rho_{1,2}(\mathbf{k}) = \frac{1}{V} \left( \frac{2\pi\hbar}{m_{1,2}k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_{1,2}k_B T}\right), \quad \sum_{\mathbf{k}} \rho_{1,2}(\mathbf{k}) = 1, \quad (1)$$

где  $\hbar\mathbf{k}$  — импульс квазичастицы,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $V$  — объем кристалла. При заданной частоте волны вероятность индуцированного перехода за единицу времени из экситонных состояний в биэкситонные  $W_1$  должна существенно отличаться от вероятности обратного перехода  $W_2$ . Действительно,

$$W_{1,2} = \frac{2\pi}{\hbar} n_\phi \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} |M_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 \rho_{1,2}(\mathbf{k}) \delta[E_b(\mathbf{k}') - E_{ex}(\mathbf{k}) - \hbar\omega], \quad (2)$$

где  $n_\phi$  — число фотонов в единице объема,  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $E_{ex}(\mathbf{k})$  и  $E_b(\mathbf{k}')$  — энергии образования экситона и биэкситона с импульсами  $\hbar\mathbf{k}$  и  $\hbar\mathbf{k}'$  из основного состояния кристалла. Пренебрегая импульсом фотона, для матричного элемента можно получить следующее выражение:

$$M_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \frac{e}{m_0} \left( \frac{2\pi\hbar}{\chi\omega} \right) (\mathbf{p}_{cv})_\epsilon \Psi(0) g(\mathbf{k}) \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}. \quad (3)$$

Здесь  $e$  и  $m_0$  — заряд и масса свободного электрона,  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\epsilon$  — поляризация фотона,  $\mathbf{p}_{cv}$  — матричный элемент, характеризующий оптический переход электрона из валентной зоны в зону проводимости,  $\Psi(\mathbf{r})$  — волновая функция экситона,

$$g(\mathbf{k}) = \frac{g(0)}{\left(1 + \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{4m_1\epsilon_b}\right)^2} \quad (4)$$

— фурье-образ волновой функции относительного движения экситонов, составляющих биэкситон,  $\epsilon_b$  — энергия связи биэкситона. Тогда для вероятностей переходов получим

$$W_{1,2} = \sigma_{1,2} I, \quad (5)$$

$$\sigma_{1,2} = \frac{8}{\sqrt{\chi}} \frac{e}{c\omega} \left(\frac{e}{m_1}\right)^2 \left(\frac{2\pi}{k_B T}\right) \left(\frac{m_1}{m_{1,2}}\right)^{3/2} (\mathbf{p}_{c0}\epsilon)^2 |\Psi(0)|^2 |g(0)|^2 \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\Delta - \hbar\omega} \exp\left[-\frac{2m_1(\Delta - \hbar\omega)}{m_{1,2} R_B T}\right]}{\left[1 + \frac{\Delta - \hbar\omega}{\epsilon_b}\right]^4} \delta(\Delta - \hbar\omega),$$

где  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — сечения процессов,  $I$  — интенсивность падающего излучения, выраженная в числах фотонов,  $\Delta = E_b(0) - E_{ex}(0)$ .

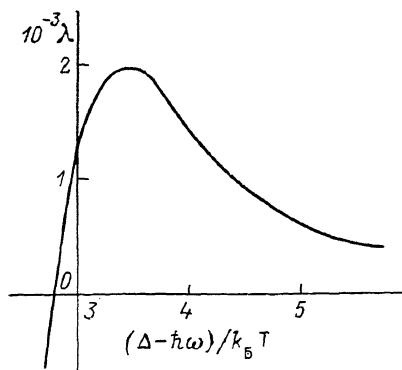
Пусть интенсивность усиливающегося излучения настолько мала, что не влияет существенно на распределение квазичастиц. Тогда уравнения для скоростей изменения концентраций экситонов и биэкситонов имеют следующий вид:

$$\frac{dn_{ex}}{dt} = G + \gamma_1 n_b - \gamma_0 n_{ex} - 2\chi n_{ex}^2, \quad (6)$$

$$\frac{dn_b}{dt} = -\gamma_1 n_b + \chi n_{ex}^2. \quad (7)$$

Здесь  $n_{ex}$  и  $n_b$  — концентрации экситонов и биэкситонов,  $G$  — скорость генерируемых в единице объема экситонов,  $\gamma_0^{-1}$  — время жизни свободного экситона,  $\gamma_1^{-1}$  — время жизни экситона в двухэкситонном комплексе,  $\chi$  — скорость формирования биэкситона из двух свободных экситонов. Мы рассматриваем случай, когда можно пренебречь процессом тепловой диссоциации экситонных молекул. Этот процесс может сыграть заметную роль лишь при условии  $\epsilon_b \sim k_B T$  [6, 7].

Из (6) и (7) легко определить значение коэффициента усиления



Зависимость коэффициента усиления от частоты усиливающегося сигнала.

$$\lambda = \left[ \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \frac{\chi}{\gamma_1} n_{ex} - 1 \right] \sigma_1 n_{ex}, \quad (8)$$

где

$$n_{ex} = \frac{1}{2\chi} [\sqrt{\gamma_0^2 + 4\chi G} - \gamma_0]. \quad (9)$$

Оценим величину коэффициента усиления в случае, который может реализоваться в кристалле CuCl. В рассматриваемом нами случае  $T=30$  К,  $|\Psi(0)|^2 |g(0)|^2 = 60/\pi$ ,  $\chi=5$ ,  $m_1=2.5 m_0$ ,  $(\mathbf{p}_{c0}\epsilon)^2/m_0=3$  эВ,  $\epsilon_b=28$  мэВ,  $\Delta=3.17$  эВ,  $G=2 \cdot 10^{27}$  см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>,  $\chi=10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с,  $\gamma_0=\gamma_1=10^9$  с<sup>-1</sup> (приведенные значения фигурируют в работах [3, 4]). В указанных условиях коэффициент усиления может быть величиной порядка  $10^3$  см<sup>-1</sup>. На рисунке представлена зависимость коэффициента усиления от частоты усиливающегося сигнала.

#### Список литературы

- [1] Хакен Х. Нелинейная спектроскопия / Пер. с англ. под ред. Н. Бломбергена. М., 1979. 588 с.
- [2] Москаленко С. А., Ротару А. Х., Швера Ю. М. // ФТТ. 1987. Т. 28. В. 11. С. 3474—3478.
- [3] Грюн Дж. Б., Хенерлаге Б., Леви Р. Экситоны / Под ред. Э. И. Рашбы, М. Д. Стеррджэ. М., 1985. 616 с.

[4] Ueta M., Kanzaki H., Kobayashi K., Toyozawa Y., Hanamura F. Excitonic Processes in Solids. Berlin, 1986. 533 p.

[5] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1241—1256.

[6] Неркарарян Х. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 7. С. 329—330.

[7] Nerkararyan Kh. V. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. P. L709—L711.

НПО «Лазерная техника ЕГУ»  
Ереван

Получено 9.03.1989  
Принято к печати 17.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

## ВЛИЯНИЕ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ НА ГЛУБОКИЕ УРОВНИ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Тихов С. В.,  
Касаткин А. П., Карпович С. И., Кудрявцева Н. В.

В работе [1] было высказано предположение о том, что анодное окисление приводит к увеличению концентрации глубоких уровней (ГУ) в слоях  $n$ -GaAs, примыкающих к анодному окислу (АО). В настоящей работе показано, что анодное окисление действительно может значительно увеличивать концентрацию ловушек  $EL6$  в  $n$ -GaAs.

Исследования проводились на барьерах Шоттки (БШ) Au(Al)—GaAs и МДП структурах Au(Al)—АО—GaAs, изготовленных на одной подложке — пластине выращенного методом Чохральского монокристалла  $n$ -GaAs с ориентацией (100) и концентрацией легирующих доноров  $N_D = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Окисление осуществлялось в жидком электролите состава 3%-й водный раствор винной кислоты в этиленгликоле (1 : 2). Толщина пленки АО составляла 0.1 мкм. Формировались БШ как на стравленной поверхности GaAs, так и после удаления пленки АО в водном растворе HCl.

На БШ и МДП структурах по стандартным методикам измерялись вольт-фарадные характеристики [2] и зависимость сигнала  $\delta C = C(t_2) - C(t_1)$  нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) [3] от температуры  $T$  (установка по снятию спектров НЕСГУ была сопряжена с микроЭВМ «Электроника ДЗ-28»), на основе анализа которых определялись энергия ГУ  $E_T$ , сечение захвата ими электронов  $\sigma_{\infty}$  и распределение концентрации ловушек  $N_T(x)$  ( $x$  — расстояние от поверхности в глубь полупроводника). Для случая, когда во время прохождения импульса заполнения выполнялось условие  $E_T(x=0) < F_n$  ( $F_n$  — квазиуровень Ферми для электронов), использовалось выражение для емкости полупроводника, приведенное в работе [4]. В противном случае исходными являлись общие выражения, представленные в [2].

Анализ спектров НЕСГУ показал, что в объеме  $n$ -GaAs имеется ГУ с  $E_T = E_c - (0.33 \pm 0.01) \text{ эВ}$  и  $\sigma_{\infty} = (1.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}$ . На стравленной поверхности GaAs, которой соответствует кривая 1 на рисунке,  $N_T(x=0) \approx N_D$  и  $N_T(x)$  спадает на порядок при увеличении  $x$  до значения  $x \approx 0.4 \text{ мкм}$ . В БШ, сформированном после стравливания АО (см. рисунок, кривая 2), значения  $N_T$  увеличивались примерно в 4.5 раза. В МДП структуре (кривая 3) средняя (с весом  $x$ ) концентрация этого уровня в интервале  $x = 0.10 \div 0.30 \text{ мкм}$  составляла  $6.7 N_D$  (высота рассматриваемых БШ и поверхностный потенциал GaAs в МДП структуре при нулевом внешнем напряжении равнялись 0.9 эВ). Подобный же эффект влияния анодного окисления на концентрацию рассматриваемых ловушек наблюдался также при использовании БШ Al—GaAs. Измеряемые плотности токов утечки через обратносмещенные БШ были значительными ( $\sim 10^{-4} \text{ А/см}^2$ ), но величина  $\max \delta C$  практически не менялась при изменении величины скорости эмиссии электронов на 2.5 порядка. Поэтому мы считаем, что в нашем случае преобладали поверхностные токи утечки, специальные меры по уменьшению которых не принимались, и эффект влияния объемных токов утечки на ампли-