

Уширение и расщепление спектров излучения квантового каскадного лазера на основе GaInAs/AlInAs в квантующем магнитном поле

И.И.Засавицкий, Д.А.Пашкеев, Е.В.Бушуев, Г.Т.Микаелян

Изучалось влияние относительно небольшого квантующего магнитного поля на спектры излучения квантового каскадного лазера на основе GaInAs/AlInAs при температуре около 10 К. Обнаружено, что с увеличением индукции магнитного поля до 7 Т спектры уширяются (до 5 мэВ) и расщепляются на три полосы генерации. При этом во всех полосах одновременно наблюдаются до 80 продольных мод генерации, а интегральная интенсивность излучения лазера увеличивается в 70 раз. Полосы в спектрах излучения объясняются магнитным квантованием лазерных уровней на расщепленные по спину уровни Ландау. Увеличение интенсивности излучения объясняется главным образом подстройкой фоновонного резонанса в магнитном поле.

Ключевые слова: квантовый каскадный лазер, квантовая яма, барьер, квантующее магнитное поле, расщепление спектров излучения, гетеропара GaInAs/AlInAs.

Квантовый-каскадный лазер (ККЛ) является униполярным полупроводниковым прибором, основанным на межподзонных переходах в квантоворазмерной гетероструктуре. Такие лазеры работают в ближней (3–24 мкм) и дальней (70–250 мкм) ИК областях спектра, и они реализованы в основном на гетеропарах GaInAs/AlInAs и GaAs/AlGaAs соответственно. Влияние сильного (до 40 Т) магнитного поля изучалось главным образом для терагерцевых ККЛ на основе гетеропары GaAs/AlGaAs (см. работу [1] и ссылки в ней), а также (в меньшей степени) для ККЛ на основе гетеропары GaInAs/AlInAs [2–4], излучающих в области 10 мкм. Вторая гетеропара отличается относительно малой эффективной массой и заметным значением g -фактора электронов в квантовой яме GaInAs, что снижает порог магнитного квантования.

В настоящей работе сообщается о влиянии квантующего магнитного поля на спектры излучения ($\lambda \approx 9$ мкм) ККЛ на основе GaInAs/AlInAs при температуре около 10 К.

Воздействие внешнего квантующего магнитного поля на излучение ККЛ является мощным методом управления энергетическим спектром и временем жизни неравновесных носителей заряда относительно как излучательной, так и различных каналов безызлучательной рекомбинации. Действительно, приложение сильного магнитного поля к квантоворазмерной гетероструктуре в направлении, перпендикулярном ее плоскости, т.е. параллельном оси роста, приводит к дополнительному магнитному квантованию. Если закон дисперсии $E(k)$ для глубокой квантовой ямы в параболическом приближении и в отсутствие магнитного поля имеет вид

$$E(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} = \frac{\pi \hbar^2 n^2}{2m^* L_z^2} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} \quad (1)$$

(m^* – эффективная масса электронов, L_z – ширина ямы, n – номер уровня размерного квантования) и движение электронов с волновым вектором k_{\perp} свободно в плоскости структуры, то в присутствии квантующего магнитного поля B каждая двумерная подзона распадается на серию дискретных эквидистантных уровней Ландау,

$$E_{n,l} = E_n + \hbar \omega_c \left(l + \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

($l = 0, 1, 2, 3, \dots$ – номер уровня Ландау), разделенных на величину циклотронной энергии $\hbar \omega_c = (eB/(m^*c))$. В том случае, когда носители заряда имеют большой эффективный g -фактор, заметным становится также спиновое расщепление уровней Ландау на величину $g\beta B$, где β – магнетон Бора. Таким образом, в пределе достаточно больших магнитных полей двумерная плотность состояний благодаря магнитному конфинменту приобретает δ -образную форму, соответствующую квантовой точке.

Столь радикальные изменения энергетического спектра квантовой ямы приводят к существенным изменениям ее свойств. В частности, в ККЛ происходит смещение уровней квантовых ям, что нарушает их тонко настроенный спектр, а значит, и работу лазера. Возможна и обратная ситуация, когда с помощью магнитного поля можно подстроить уровни для успешной работы ККЛ. Меняется также значение матричного элемента, что в конечном итоге влияет на работу лазера. Следовательно, сканируя сильное магнитное поле, можно реализовывать различные состояния, соответствующие осцилляциям интенсивности излучения ККЛ. Исследования влияния магнитного поля на излучение ККЛ выполнялись при очень сильных постоянных (до 30 Т) и импульсных (до 40 Т) магнитных полях, т.е. в условиях, когда энергия циклотронного расщепления уже становится сравнимой (при $B \approx 15$ Т) с энергией продольного оптического фонона или превы-

И.И.Засавицкий, Д.А.Пашкеев, Е.В.Бушуев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zasavit@sci.lebedev.ru
Г.Т.Микаелян. ОАО «Иинжект», Россия, 410052 Саратов, просп. 50 лет Октября, 101

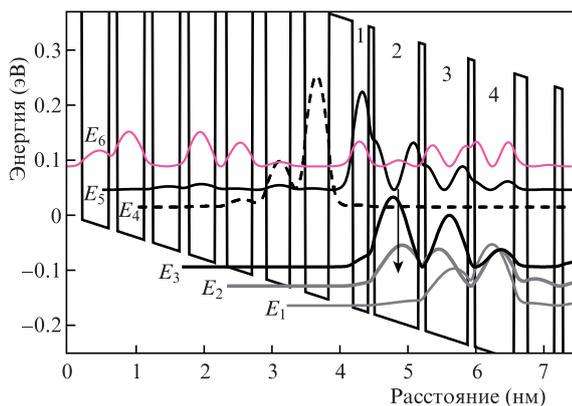


Рис.1. Рассчитанная энергетическая диаграмма активной области ККЛ с четырьмя квантовыми ямами (1, 2, 3 и 4) при напряженности электрического поля 40 кВ/см. Цветной вариант этого рисунка можно увидеть на сайте «Квантовой электроники».

шает ее [1–4]. Вид осцилляций, конечно, зависит от конкретной рабочей схемы и параметров материалов ККЛ.

В настоящей работе активная часть лазерной гетероструктуры состояла из четырех квантовых ям, обеспечивающих двухфотонное опустошение нижнего лазерного уровня [5]. На рис.1 представлена рассчитанная энергетическая диаграмма активной области ККЛ. Расчет проводился методом огибающей в приближении эффективной массы. Использовалась однозонная модель. Стрелкой показан лазерный излучательный переход между уровнями с энергиями E_5 и E_3 . Уровни E_1 и E_2 отстоят от нижнего лазерного уровня E_3 соответственно на две и одну энергии продольного оптического фонона (35 мэВ для материала $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$). Уровень E_4 соответствует основному состоянию инжектора. Уровень E_6 является ближайшим к верхнему лазерному уровню E_5 и отстоит от него на 43 мэВ. В принципе он может снижать населенность лазерного уровня E_5 , однако роль его при низких температурах ($k_0T \approx 0.86$ мэВ при 10 К) незначительна.

Лазерная гетероструктура $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{InP}$ была выращена в Университете г. Шеффилд (Великобритания) методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n-InP(100) с концентрацией электронов свыше $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [6, 7]. Толщины (в ангстремах) квантовых ям и барьеров (жирный шрифт), начиная с инжекционного барьера, составляли **35/23/8/66/9/64/9/58/20/40/12/40/12/40/13/39/17/38/21/35/22/35**. Подчеркнутые слои в инжекторе легировались кремнием до концентрации $\sim 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Структура содержала 35 каскадов. Обкладочными слоями служили выращенные слои n-InP толщиной около 3 мкм с уровнем легирования $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Верхний контактный слой InP ступенчато легировался до концентрации $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Методом фотолитографии вытравливались продольные мезополоски шириной 50 мкм, в результате чего формировался гребенчатый (полосковый) волновод с длиной резонатора 3 мм. После нанесения стандартных контактов лазерные кристаллики припаивались с помощью индия со стороны структуры к сплаву МД-50 (монтаж еpi-down), в свою очередь припаянному к медному держателю [8]. Это позволяло пропускать большие токи через образец и частично снимало проблему напряжений при гелиевых температурах из-за различных коэффициентов линейного термического расширения.

Лазеры монтировались в конфигурации Войта ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$) внутри сверхпроводящего соленоида, расположенного в

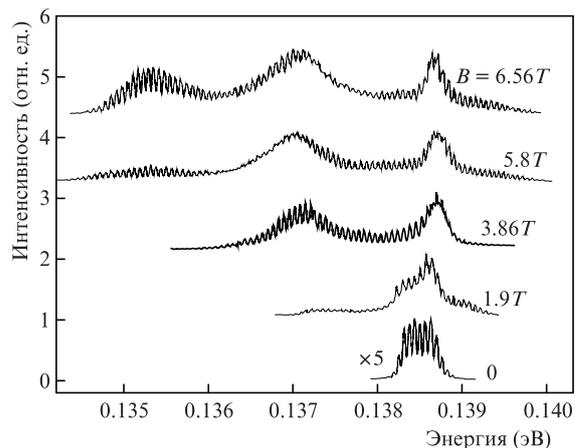


Рис.2. Спектры излучения ККЛ в зависимости от магнитной индукции при токе через образец 8 А и температуре образца 10 К.

оптическом криостате с окнами из KCl [9]. Температура образца не превышала 10 К. Максимальное магнитное поле составляло 7 Т. Питание лазеров осуществлялось импульсами тока длительностью 0.5 мкс с частотой следования 170 Гц. Использовались решеточный монохроматор (75 штр./мм) и приемник излучения на основе Ge:Cu с красной границей на 28 мкм. Достижимое энергетическое разрешение составляло 0.02 мэВ при длине волны 9 мкм.

На рис.2 показаны записанные с высоким разрешением спектры излучения ККЛ при различных магнитных полях. Обращает на себя внимание тот факт, что с увеличением магнитного поля интегральная интенсивность излучения возрастает. Специальное измерение этой зависимости показало, что интегральная интенсивность излучения по сравнению с интенсивностью без магнитного поля увеличивается в 70 раз при $B = 7$ Т. В значительной степени это происходит из-за расширения спектров излучения, главным образом в низкоэнергетичную сторону. При этом уже при $B = 2$ Т появляется вторая полоса излучения, а при $B = 5$ Т – третья. Полная ширина генерации достигает 5 мэВ (40 см^{-1}). Во всех трех полосах излучения четко наблюдается модовая структура с эквидистантным расположением пиков, что соответствует расстоянию между продольными модами $\Delta k = (2NL)^{-1} \approx 0.5 \text{ см}^{-1}$, где $L = 3$ мм – длина резонатора, а $N \approx 3.3$ – эффективный показатель преломления активной среды.

Зависимости энергетического положения полос генерации от магнитного поля показаны на рис.3. Видно, что эти зависимости, по крайней мере для полос T_1 и T_2 , можно представить в виде прямых линий с отрицательным наклоном (-4.5×10^{-4} и -1.8×10^{-4} эВ/Т соответственно). Для полосы T_3 зависимость от магнитного поля имеет сначала положительный наклон (1.9×10^{-4} эВ/Т), однако при $B \geq 5$ Т она резко ослабевает. На вставке рис.3 показана предлагаемая схема оптических переходов: полосы T_1 и T_3 соответствуют переходам с переворотом спина, а полоса T_2 – квазивыврожденным переходам с сохранением спина.

Нами был проведен расчет наклонов полос T_1 , T_2 и T_3 с учетом непараболичности эффективной массы и g -фактора. Непараболичность эффективной массы учитывалась следующим образом: $m^* = m_0(1 + E/E_g)$, где m_0 – масса на дне зоны проводимости и E_g – ширина запрещенной зоны. Хотя g -фактор для $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ невелик ($g = -4.2$), спиновое расщепление составляет около 10% от циклотронного расщепления; мы учитывали это в расчетах, а также

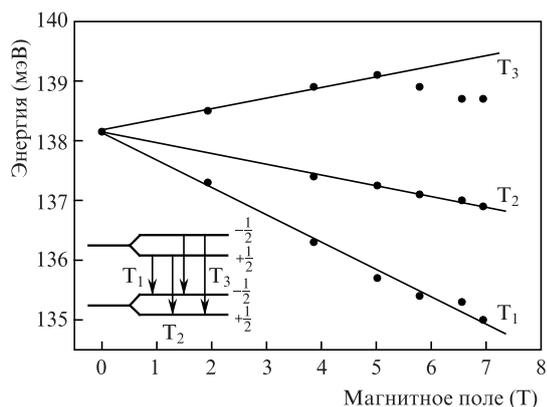


Рис.3. Зависимости энергетического положения полос генерации T_1 – T_3 от магнитного поля. На вставке – схема возможных переходов между расщепленными по спину нулевыми уровнями Ландау.

его изменение с магнитным полем: $g = g_0 - C(1 + 1/2)B$, где коэффициент $C = 0.069 \text{ T}^{-1}$ [10]. В результате для переходов T_1 , T_2 и T_3 были получены наклоны $(-4.2, -1.9 \text{ и } 0.3) \times 10^{-4} \text{ эВ/Т}$ соответственно. Таким образом, хорошее согласие между рассчитанными и измеренными значениями наклонов имеет место только для переходов с переворотом спина (T_1) и для квазивырожденных переходов с сохранением спина (T_2). Что касается второй линии (T_3), соответствующей переходом с переворотом спина, то из теории следует, что она должна слабо (в меру непараболличности) зависеть от магнитного поля, тогда как на опыте имеет место сложная зависимость энергии перехода от магнитного поля.

Сильная зависимость интегральной интенсивности излучения лазера от магнитного поля может объясняться несколькими причинами. Помимо упоминавшегося выше уширения спектров излучения, т.е. по-существу – возникновения новых каналов генерации из расщепленных по спину уровней Ландау, можно назвать еще небольшое, пропорциональное \sqrt{B} , увеличение плотности состояний в магнитном поле и магнитную подстройку резонансов. В последнем случае имеется в виду небольшое сближение основного уровня инжектора E_4 с верхним лазерным уровнем E_5 (см. рис.1). Однако наиболее важной является магнитная подстройка резонансных переходов между уровнями E_1 , E_2 и E_3 . Как показывает расчет для изучаемой лазерной гетероструктуры, эти расстояния ($E_3 - E_2 = 36.2 \text{ мэВ}$ и $E_2 - E_1 = 35.5 \text{ мэВ}$) при $B = 0$ очень близки к энергии продольного оптического фонона (35 мэВ для

GaInAs). Приборы типа ККЛ работают гораздо надежнее, если эти разности энергий все же слегка превышают энергию продольного оптического фонона. Для окончательного выяснения причин столь резкого нарастания интенсивности излучения в магнитном поле необходимы дополнительные исследования. Необходимо также исследование электролюминесценции прибора и измерение поляризации регистрируемых полос излучения в магнитном поле, т.к. наблюдаемая поляризация спектров излучения ККЛ сильно подавлена задаваемой поляризацией лазерного излучения (параллельно плоскости роста).

Таким образом, спектры излучения ККЛ на основе GaInAs/AlInAs в относительно небольшом квантующем магнитном поле уширяются (до 5 мэВ) и расщепляются на три полосы генерации. При этом в трех полосах одновременно наблюдаются до 80 продольных мод генерации, а интегральная интенсивность излучения лазера увеличивается в 70 раз. Наличие полос в спектрах излучения объясняется магнитным квантованием лазерных уровней на расщепленные по спину уровни Ландау, а увеличение интенсивности – подстройкой фононного резонанса в магнитном поле. Уширение спектров генерации в квантующем магнитном поле можно использовать для перестройки длины волны излучения в лазерах с внешним дисперсионным резонатором [11].

Авторы выражают благодарность А.Б.Крысе за выращивание лазерной гетероструктуры.

Работа поддержана РФФИ (грант № 11-02-00980-а).

1. Wade A., Fedorov G., Smirnov D., Kumar S., Williams B.S., Hu Q., Reno J.L. *Nat. Photonics*, **3**, 41 (2009).
2. Blaser S., Diehl L., Beck M., Faist J. *Phys. E*, **7**, 33 (2000).
3. Vasanelli A., Leuliet A., Sirtori C., Wade A., Fedorov G., Smirnov D., Bastard G., Vinter B., Giovannini M., Faist J. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 172120 (2006).
4. Semtsiv M. P., Dressler S., Masselink W. T., Fedorov G., Smirnov D. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 171105 (2006).
5. Faist J., Hofstetter D., Beck M., Aellen T., Rochat M., Blaser S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 533 (2002).
6. Krysa A.B., Roberts J.S., Green R.P., Wilson L.R., Page H., Garsia M., Cockburn J.W. *J. Crystal Growth*, **272**, 682 (2004).
7. Green R.P., Krysa A., Roberts J.S., Revin D.G., Wilson L.R., Zibik E.A., Ng W.H., Cockburn J.W. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 1921 (2003).
8. Засавицкий И.И., Пашкеев Д.А., Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Микаелян Г.Т. *Квантовая электроника*, **40**, 95 (2010).
9. Гуреев Д.М., Засавицкий И.И., Мацонашвили Б.Н. *ПТЭ*, № 3, 242 (1978).
10. Dobers M., Vieren J.P., Guldner Y., Bove P., Omnes F., Razeghi M. *Phys. Rev. B*, **40**, 8075 (1989).
11. Hugi A., Maulini R., Faist J. *Semicond. Sci. Technol.*, **25**, 083001 (2010).