

## ГЕТЕРОЛАЗЕРЫ PbS/PbSSe/PbSnSe С КВАНТОВЫМ РАЗМЕРНЫМ ЭФФЕКТОМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

А.П.Шотов, Ю.Г.Селиванов

Наблюдался квантово-размерный эффект в ультратонкой активной области полупроводниковых лазеров PbS/PbSSe/PbSnSe. Показано, что при генерации излучения для оптических переходов между связанными состояниями выполняется правило отбора  $\Delta l = 0$ .

Стремление снизить плотность порогового тока привело к созданию полупроводниковых лазеров с толщинами активного слоя, сравнимыми с длиной волны де Бройля электрона<sup>1, 2</sup>. Возникающий при этом эффект размерного квантования приводит к появлению в спектре излучения набора линии, которые обусловлены переходами электронов между связанными состояниями в квантовых потенциальных ямах, образованных разрывами зон. Особый интерес представляет изучение квантово-размерного эффекта в полупроводниках типа  $A^{IV}B^{VI}$  вследствие особенностей их зонной структуры — почти зеркальной симметрии законов дисперсии для электронов и дырок.

В настоящей работе впервые изготовлены инжекционные гетеролазеры PbS/PbSSe/PbSnSe с квантовым размерным эффектом в активной области. Лазерные структуры выращивались методом молекулярной эпитаксии с горячей стенкой<sup>3</sup>. Такой лазер представляет собой двойную гетероструктуру с отдельным электронным и оптическим ограничением (рис. 1). Активная область и волноводные слои гетеролазера выращены из  $Pb_{0,95}Sb_{0,05}Se$  и  $PbS_{0,4}Se_{0,6}$  соответственно, что дает скачок ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g = 109$  мэВ при 77 К. Для получения *n* и *p* типов проводимости слои соответственно легировались Bi и Se. Центральная активная область была не легирована. Образцы для исследования представляли собой лазеры с широким контактом и были изготовлены по методике<sup>4</sup>.

Образцы имели следующие толщины активной области  $L_z$ : 400, 500, 1000 и 2000 Å. Лазеры с  $L_z \geq 1000$  Å во всей области рабочих температур излучали на частоте, соответствующей ширине запрещенной зоны  $E_g^{ak}$  в  $Pb_{0,95}Sn_{0,05}Se$ . Для лазеров с  $L_z = 400$  и 500 Å в диапазоне температур от  $\sim 60$  до  $\sim 130$  К наблюдались две линии генерации с энергией, большей  $E_g^{ak}$ .

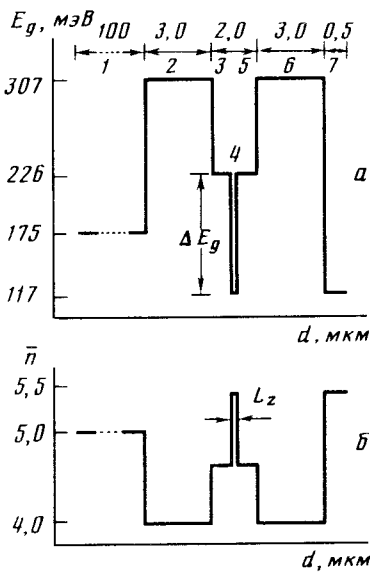


Рис. 1

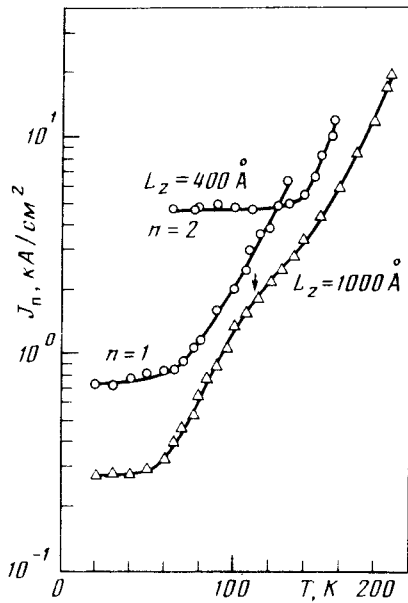


Рис. 3

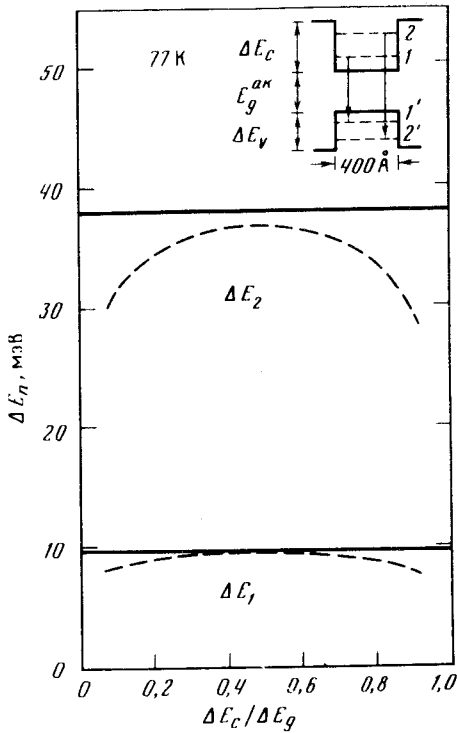


Рис. 2

Экспериментальное увеличение энергии излучения для лазера с  $L_z = 400 \text{ \AA}$  показано на рис. 2 сплошными прямыми и составляет 9,7 мэВ для линии  $\lambda_1 = 9,8 \text{ мкм}$  и 38 мэВ для линии  $\lambda_2 = 8 \text{ мкм}$ . Эти сдвиги определялись по разнице энергии излучения квантово-размерного лазера и гетеролазера с толстой ( $L_z > 1 \text{ мкм}$ ) активной областью<sup>4</sup> в импульсном режиме, чтобы исключить влияние перегрева. Расчет энергии уровней в квантовых ямах ( $L_z = 400 \text{ \AA}$ ) проводился в рамках параболического закона дисперсии по модели прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины<sup>5</sup>.

Сам факт наблюдения лазерной генерации указывает на контравариантный тип гетероструктуры. Поскольку детальная энергетическая зонная диаграмма гетероперехода PbSSe/PbSnSe не известна, разрыв валентной зоны  $\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c$  использовался в качестве подгоночного параметра. На основании продольной  $m_l$  и поперечной  $m_t$  компонент эффективных

Рис. 1. Схематическое изображение лазерной структуры PbS/PbSSe/PbSnSe. *a* – Профиль ширины запрещенной зоны  $E_g$ : 1 – эпитаксиальная подложка *n*-PbSe; 2 – *n*-PbS; 3, 5 – волноводные слои *n* и *p* –  $\text{PbS}_{0,4}\text{Se}_{0,6}$ ; 4 – активная область  $n\text{-Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$ ; 6 – *p*-PbS; 7 – контактный слой  $p\text{-Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$ . *б* – Профиль показателя преломления  $\bar{n}$  на длине волны 10,6 мкм:  $L_z$  – толщина активного слоя

Рис. 2. Расчетный сдвиг энергии излучения как функция  $\Delta E_c/\Delta E_g$  и экспериментальное увеличение энергии для лазера с  $L_z = 400 \text{ \AA}$ .  $\Delta E_n = E_{n,c} + E_{n,v}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), где  $E_{n,c}$  и  $E_{n,v}$  – энергии квантовых уровней для электронов и дырок, отсчитанные от дна ямы

Рис. 3. Температурная зависимость пороговой плотности тока  $J_{\Pi}$  для двух лазеров с  $L_z = 400 \text{ \AA}$  и  $1000 \text{ \AA}$

масс в  $\text{Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$  определялись эффективные массы проводимости для электронов и дырок. При 77 К они составляют соответственно 0,035 и 0,031 от массы свободного электрона. Штриховыми линиями на рис. 2 изображено расчетное увеличение энергии излучения вследствие квантово-размерного эффекта для переходов  $1 - 1'$  ( $\Delta E_1$ ) и  $2 - 2'$  ( $\Delta E_2$ ). Рассчитанные энергетические сдвиги для переходов  $2 - 1'$  и  $1 - 2'$  лежат в пределах 16 – 24 мэВ. Из рис. 2 видно, что имеется согласие между расчетом и экспериментом при условии, что переходы происходят с сохранением главного квантового числа  $n$ , как показано на вставке. Небольшое ( $\sim 3$  мэВ) превышение наблюдавшегося сдвига  $\Delta E_2$  над расчетным может быть обусловлено изменением параметров потенциальных ям (уровень  $n = 2$  более чувствителен к таким изменениям чем уровень  $n = 1$ ) для электронов и дырок вследствие диффузии серы S в активный слой. Для переходов между состояниями с  $n = 3$  расчет дает  $\Delta E_3 \approx 76$  мэВ ( $\lambda_3 = 6,4$  мкм) однако эта линия не наблюдалась. Тот факт, что эффективные массы электронов и дырок очень близки, приводит к сравнительно слабой зависимости сдвигов  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$  от  $\Delta E_c/\Delta E_g$  и делает практически однозначной идентификацию электронных переходов между связанными состояниями в квантовых потенциальных ямах.

Сравнение расчета с экспериментом для лазера с  $L_z = 500$  Å также свидетельствует в пользу правила отбора  $\Delta n = 0$ . Отметим, что энергии квантов для наблюдавшихся переходов между состояниями с  $n = 2$  в структурах с  $L_z = 400$  и  $500$  Å отличаются на  $\sim 12$  мэВ при 77 К. Расчетная разность энергии для этих линий согласуется с экспериментальной и составляет  $10 \pm 3$  мэВ.

На рис. 3 приведены зависимости пороговой плотности тока  $J_{\text{п}}$  от температуры при импульсной накачке (1 мкс, 600 Гц) для лазеров с  $L_z = 400$  и  $1000$  Å. При низких температурах ( $T \leq 125$  К) лазер с  $L_z = 400$  Å на пороге генерации работает на переходах между состояниями с  $n = 1$  в зоне проводимости и валентной зоне. Переходы между состояниями с  $n = 2$  требуют большего тока накачки. Этот ток практически не меняется с повышением температуры, пока токи, необходимые для наблюдения линий с  $n = 1$  и  $n = 2$ , не сравняются ( $T = 125$  К). Выше этой точки  $J_{\text{п}}$  растет по экспоненциальному закону, и лазер генерирует излучение на переходах с  $n = 2$  до 160 К ( $\lambda_2 = 6,5$  мкм). Выше 130 К линия  $n = 1$  не наблюдается. Похожая зависимость получена и для лазера с  $L_z = 500$  Å. Для лазера с  $L_z = 1000$  Å на кривой  $J_{\text{п}}(T)$  имеется особенность, указывающая на переключение лазера с линии  $n = 1$  на линию  $n = 2$ . Однако сдвиг энергии излучения в этом случае мал и энергия кванта довольно близка к значению  $E_g^{\text{ак}}$ . Зависимость  $J_{\text{п}}(T)$  для образца с  $L_z = 2000$  Å имела обычный характер для лазеров на халькогенидах свинца<sup>4, 6</sup>, т. е. квантово-размерный эффект в активной области имеет место при толщинах  $L_z \leq 1000$  Å. Отметим, что лазер с  $L_z = 2000$  Å работал в импульсном режиме до 218 К ( $\lambda = 6,5$  мкм), что является максимальной рабочей температурой для лазеров на PbSnSe.

Таким образом, обнаружен квантовый размерный эффект в активной области гетеролазеров PbS/PbSSe/PbSnSe. Установлено, что наблюдавшиеся линии излучения обусловлены переходами электронов между локализованными состояниями в потенциальных ямах. Для этих переходов выполняется правило отбора  $\Delta n = 0$ . Эффект наблюдался при толщинах  $L_z \leq 1000$  Å.

#### Литература

1. Головьяк Н.Н., мл. ФТП, 1985, 19, 1529.
2. Partin D.L. Appl. Phys. Lett., 1984, 45, 487.
3. Вяткин К.В., Шотов А.П., Урсаки В.В. Изв. АН СССР, сер. Неорг. матер., 1981, 17, 24.
4. Шотов А.П., Вяткин К.В., Сиятынский А.А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 6, 983.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, Нерелятивистская теория, 1974, М.: Наука.
6. Preier H. Appl. Phys., 1979, 20, 189.