

© 1992

ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В КВАНТОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/Al_xGa_{1-x}As

А. И. Берча, Д. В. Корбутяк, Ю. В. Крюченко, В. Г. Литовченко, Р. Балт-рамеюнас,¹ Е. Геразимас¹

В широком интервале интенсивностей возбуждения исследованы спектры спонтанного и стимулированного излучения сверхрешетки GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.65}As, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рассчитаны спектры коэффициента оптического усиления в зависимости от плотности накачки в области нелинейных эффектов. Из анализа формы спектра оптического усиления с учетом эффекта растекания определен ряд параметров двумерной электронно-дырочной плазмы: концентрация неравновесных носителей, их перегрев, а также дрейфовая скорость носителей заряда, возникающая вследствие наличия фермиевского давления.

В последние годы большое внимание уделяется исследованию нелинейных оптических эффектов в структурах с квантовыми ямами, в частности выяснению особенностей протекания излучательных процессов в двумерной электронно-дырочной плазме (2М—ЭДП) по сравнению с трехмерной (3М—ЭДП). Как известно, лазеры, созданные на основе структур с потенциальными ямами, обладают рядом преимуществ по сравнению с обычными лазерами: более низкие пороговые характеристики, меньшая температурная зависимость пороговых токов, возможность варьирования длины волны излучения путем изменения ширины потенциальной ямы и др.

Исследования спектров оптического усиления в гетероструктурах Si₃N₄—GaAs [1] и Al_xGa_{1-x}As—GaAs [2] с потенциальной ямой для одного из типов носителей (электронов или дырок) показали, что при переходе от 3М—ЭДП к 2М—ЭДП существенно уменьшается порог оптической накачки, при которой возникает стимулированное излучение, и одновременно возрастает максимальное значение коэффициента оптического усиления g_{\max} . Кроме того, как показано в [1, 2], весьма важную информацию об ЭДП дает анализ формы спектра оптического усиления, из которого можно определить концентрацию неравновесных носителей в плазме, ее перегрев и дрейфовую скорость носителей, возникающую вследствие действия фермиевского давления [3].

Что касается спектров оптического усиления в структурах с многими квантовыми ямами, то такие исследования проводились в [4–8]. В этих работах проанализированы особенности оптического усиления в сверхрешетках, найдены некоторые параметры 2М—ЭДП. В то же время детальный анализ контура спектров оптического усиления в таких структурах с учетом эффекта растекания плазмы ранее не проводился.

В настоящей работе исследованы спектры оптического усиления в сверхрешетках GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As в зависимости от уровня оптической накачки L . На основе теоретического анализа полученных спектров при различных L определены параметры 2М—ЭДП: концентрация, температура, дрейфовая скорость. Проведено сравнение величин этих параметров с соответствующими значениями для

¹ Вильнюсский университет.

Рис. 1. Спектры стимулированной (1) и спонтанного (2) излучения сверхрешетки GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As при различных плотностях возбуждения ($L_0 = 4$ МВт/см²).

$a - L_0$, $b - 0.2 L_0$, $\epsilon - 0.05 L_0$, $z - 0.02 L_0$.

квазидвумерной ЭДП, формирующейся на гетерогранице GaAs—Al_xGa_{1-x}As при аналогичных условиях возбуждения.

1. Методика исследований и экспериментальные результаты

Квантовую сверхрешетку (СР), исследованную в настоящей работе, получали методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Толщины квантовых ям d_1 (GaAs) и барьеров d_2 (Al_xGa_{1-x}As) составляли $d_1 = 100$ Å, $d_2 = 150$ Å.

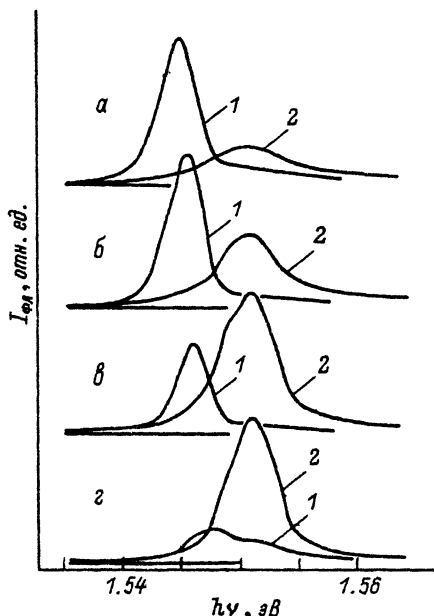
Спектры коэффициента оптического усиления находили по методике, описанной в [1, 29]. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась второй гармоникой лазера ЛТИПЧ-4 с активным элементом АИГ: Nd³⁺. Плотность мощности возбуждения изменялась в пределах 0.08—4.0 МВт/см². Регистрация спектров ФЛ осуществлялась с помощью монохроматора МДР-23. На рис. 1 представлены спектры стимулированной (1) и спонтанной (2) ФЛ в зависимости от уровня возбуждения. Обращает на себя внимание весьма низкий порог оптической накачки $L_{\min} < 0.08$ МВт/см², при которой возникает стимулированное излучение. Кроме того, как следует из рис. 1, максимум стимулированного излучения смещен в длинноволновую область по сравнению с максимумом спонтанного излучения. В то же время для гетерограниц Si₃N₄—GaAs [1] и GaAs—Al_xGa_{1-x}As [2] максимумы стимулированного и спонтанного излучения квазидвумерной ЭДП совпадали. Указанное отличие, по-видимому, обусловлено тем, что коэффициент поглощения в спектральной области максимума спонтанной ФЛ в первом случае значительно больше, чем во втором. Действительно, для потенциальной ямы, образованной на гетерогранице, энергия излучательных переходов в квазидвумерной ЭДП заметно меньше энергии зон-зонных переходов в объеме полупроводника. Таким образом, для излучения квазидвумерной ЭДП в гетероструктурах (в отличие от СР) коэффициент поглощения низкий, что позволяет наблюдать стимулированное излучение во всем спектральном диапазоне спонтанной ФЛ.

Спектры коэффициента оптического усиления рассчитывались по отношению интенсивностей стимулированного и спонтанного излучения для соответствующих длин волн λ , полученных при одинаковых уровнях возбуждения

$$\frac{I_{\text{стим}}}{I_{\text{спонт}}} = \frac{\exp(gl) - 1}{gl}, \quad (1)$$

где g — коэффициент оптического поглощения, l — длина полоски возбуждения (в использованных нами условиях эксперимента $l = 100$ мкм).

Рассчитанные таким способом спектры коэффициента оптического усиления для пяти плотностей накачки приведены на рис. 2.



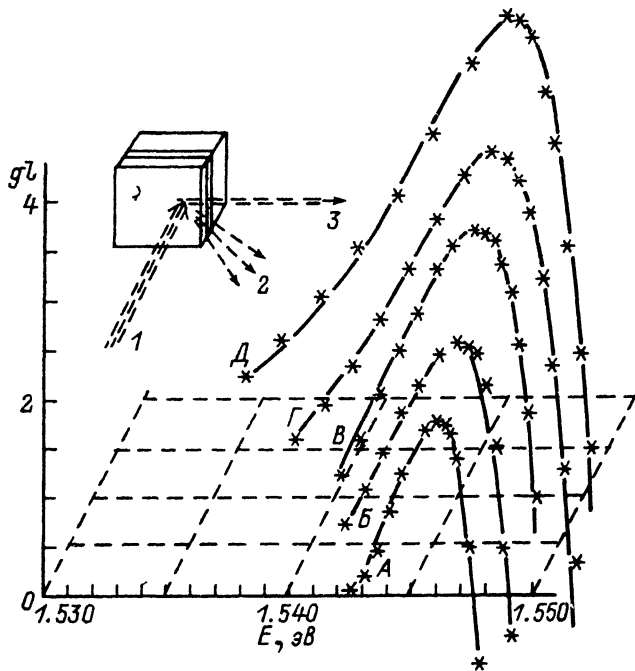


Рис. 2. Спектры оптического усиления сверхрешетки GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As при различных плотностях возбуждающего излучения L .

Точки — эксперимент ($T = 4.2$ К, $l = 100$ мкм), сплошные кривые — расчет. L МВт/см²: а — 0.2, б — 0.44, в — 0.76, г — 1.68, д — 4. На вставке — геометрия эксперимента. 1 — лазерный луч, 2 — спонтанное излучение, 3 — стимулированное излучение.

2. Анализ экспериментальных результатов

Расчет спектров оптического усиления (ОУ) в исследуемых структурах производился в следующих предположениях:

а) Проведенные, согласно [10], оценки энергетического зазора между нижайшими уровнями электронной подсистемы для данного типа сверхрешеток с ширинами ям ≈ 100 Å при ширине барьеров ≈ 150 Å дают значения ≈ 100 мэВ, что значительно (в 6—10 раз) больше ширины экспериментально полученных линий ОУ даже при максимально высоких уровнях возбуждения. Поэтому при определении квазиуровня Ферми в электронной подсистеме можно ограничиться учетом только нижней электронной подзоны. Расстояние между дном зоны легких и тяжелых дырок по этим оценкам составляет $\approx 12 \div 15$ мэВ, т. е. при определении дырочного квазиуровня Ферми легкие дырки в принципе следовало бы учитывать, что и было сделано в данной работе. Однако для тех значений параметров, которые были найдены из согласования рассчитанных и экспериментально полученных спектров ОУ (концентрация носителей, их температура и др.), отсчитываемый от дна зоны тяжелых дырок квазиуровень Ферми для дырочной подсистемы составлял не более 6 мэВ, т. е. подзоной легких дырок в действительности также можно пренебречь для данных конкретных условий эксперимента.

б) При больших уровнях возбуждения коротковолновое уширение спектра ОУ, как видно из рис. 1, становится слабым (в отличие от четко выраженного длинноволнового уширения, связанного с перенормировкой запрещенной зоны из-за многочастичных эффектов), что косвенно свидетельствует о растекании электронно-дырочной плазмы [11].

в) Базовой моделью для исследуемой структуры является модель прямых межзонных переходов с сохранением квазиимпульса и с установлением в электронно-дырочной плазме некоторой эффективной температуры вследствие малости времен рассеяния носителей друг на друге.

г) Форма спектров ОУ, характерной чертой которых является протяженное длинноволновое крыло, несмотря на двумерность излучающей ЭДП (как известно, в 2М-случае плотность состояний, а следовательно, и длинноволновый край линий излучения в принципе должны иметь резкий ступенчатообразный характер), свидетельствует о размытии конечных состояний рекомбинирующих электронов и дырок (возможно, из-за Оже-процессов, возбуждения плазменных колебаний в ЭДП и др.). Вследствие этого согласование рассчитанных и экспериментальных спектров ОУ проводилось в предположении квадратично спадающего к энергии Ферми затухания электронно-дырочных состояний $\Gamma = \Gamma_0 (1 - k/k_F)^2$ [7, 12, 13]. Вероятность излучения фотонов с энергией E из-за уширения состояний с энергией E' аппроксимировалась нормализованным лоренцианом $D(E, E') = (2\pi)^{-1} \Gamma(E') / [(E - E')^2 + \Gamma^2(E')/4]$, который при $E' > E_F$ обращается в δ -функцию.

Результирующий спектр ОУ $g(E)$ рассчитывался, как и в работах [7, 8], путем свертки неуширенного спектра усиления $g'(E)$ с Лоренцианом $D(E, E')$

$$g(E) = \int_{E_g}^{\infty} g'(E') D(E, E') dE', \quad (2)$$

где E_g — ширина перенормированной запрещенной зоны, $g'(E) = A(f_c + f_h - 1)$, A — практически не зависящая от энергии константа, f_c и f_h — электронная и дырочная функции заселенности.

Отличительной особенностью расчёта, проведенного в данной работе (по сравнению с [7, 8]), является дополнительный учет растекания электронно-дырочной плазмы в плоскости квантовых ям с дрейфовой скоростью V_D вследствие действия на носители заряда сил, обусловленных градиентом фермиевского давления путем использования смещенных функций распределения

$$f_{c,h} = \frac{1}{\exp \left[\left(\frac{\hbar^2 (\mathbf{k} + \mathbf{k}_{D_{c,h}})^2}{2m_{c,h}} - F_{c,h} \right) / k_B T \right] + 1} \quad (3)$$

с усреднением по углам между \mathbf{k} и $\mathbf{k}_{D_{c,h}}$, где $\mathbf{k}_{D_{c,h}} = m_{c,h} \mathbf{v}_D / \hbar$, $F_{c,h}$ — квазиуровни Ферми, отсчитываемые от дна соответствующих зон. Поскольку рассматриваются прямые переходы, то связь энергии с квазиимпульсом имеет при этом вид $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu + E_g$, $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$, m_h — масса тяжелой дырки. С учетом изложенного в п. а, квазиуровни Ферми $F_{c,h}$ для данных конкретных условий могут быть найдены по формуле

$$F_{c,h} = k_B T \ln (\exp [\pi \hbar^2 n / (m_{c,h} k_B)] - 1),$$

где n — концентрация носителей, T — эффективная температура в электронно-дырочной подсистеме.

В результате расчета спектров ОУ по вышеприведенным формулам при $\Gamma_0 = 1$ мэВ и согласовании их с полученными на эксперименте (рис. 2) были определены параметры электронно-дырочной плазмы T , g , n , V_D при соответствующих уровнях возбуждения (рис. 3).

Таким образом, при интенсивных лазерных возбуждениях в квантовой сверхрешетке GaAs/Al_xGa_{1-x}As формируется двумерная электронно-дырочная плазма.

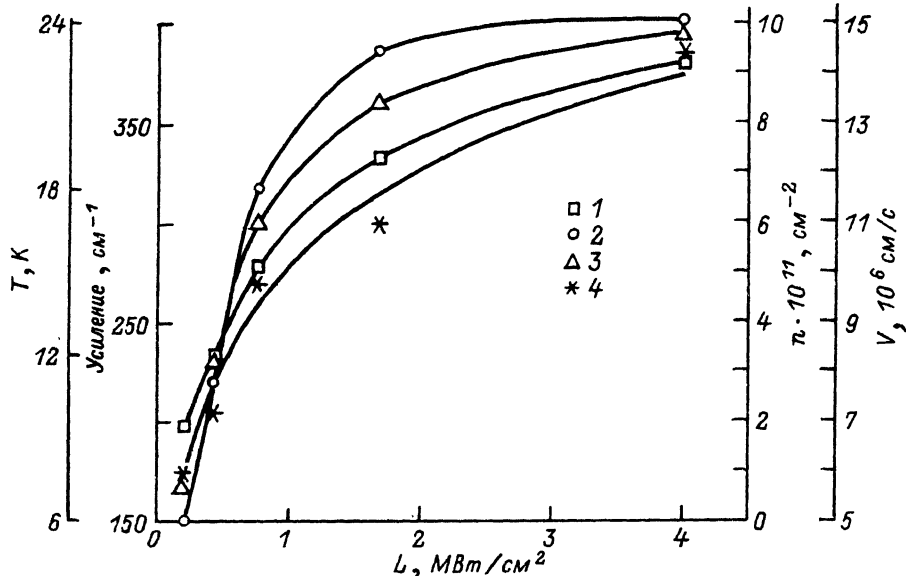


Рис. 3. Зависимость от плотности мощности возбуждения L подгоночных параметров: плотности электронно-дырочных пар n (1), температуры T (2), дрейфовой скорости V_D (3), коэффициента оптического усиления g (4), использованных при согласовании экспериментальных и теоретических кривых gl (5) (рис. 2).

Исследование спектров спонтанного и стимулированного излучения плазмы в сверхрешетке $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволило рассчитать спектры коэффициента оптического усиления в зависимости от плотности накачки в области нелинейных эффектов. Из анализа формы спектров оптического усиления с учетом эффекта растекания определен ряд параметров двумерной электронно-дырочной плазмы: концентрация неравновесных носителей, их перегрев, а также дрейфовая скорость носителей заряда, возникающая вследствие наличия фермиевского давления. Значение последней ($V_D \approx 10^7 \text{ см/с}$) приближается к предельной скорости переноса электронов и дырок в твердом теле. Величина коэффициента оптического усиления для исследуемой сверхрешетки в 1.3 раза больше, чем для гетероструктуры $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [2] при одинаковых уровнях возбуждения.

В заключение мы выражаем благодарность доктору К. Плоогу за представленный образец сверхрешетки.

Список литературы

- [1] Балтрамеюнас Р., Геразимас Е., Корбутяк Д. В., Крюченко Ю. В., Куокшгис Э., Литовченко В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2020—2023.
- [2] Корбутяк Д. В., Крюченко Ю. В., Литовченко В. Г., Балтрамеюнас Р., Геразимас Е., Куокшгис Э. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 4 (10). С. 1332—1339.
- [3] Modesti S., Frova A., Staehli J. L., Guzzi M., Capizzi M. // Phys. Stat. Sol. Sol. (b). 1981. V. 108. N1. P. 281—288.
- [4] Shank C. V., Fork R. L., Yen R., Shan J., Greene B. I., Gossard A. C., Weisbuch C. // Sol. St. Commun. 1983. V. 47. N 12. P. 981—983.
- [5] Asada M., Kameyama A., Suematsu Y. // IEEE J. Quant. Electr. 1985. V. QE-20. P. 745—753.
- [6] Yamada M., Ogita S., Yamagishi M., Tabana K. // IEEE J. Quant. Electr. 1985. V. QE-21. P. 640—644.
- [7] Zielinski E., Schweizer H., Hausser S., Stuber R., Pilkuhn M. N., Weimann G. // IEEE J. Quant. Electr. 1987. V. QE-23. P. 969—975.
- [8] Cigolani R., Ploog K., Ingolani A., Moro C., Ferrara M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N5. P. 2893—2903.
- [9] Балтрамеюнас Р., Куокшгис Э. // Литовский физ. сб. 1982. Т. 22. С. 93—100.

- [10] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М.: Мир, 1989. 239 с.
[11] Forchel A., Schweizer H., Mahler G. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 6. P. 501—504.
[12] Martin R. W., Störmer H. L. // Sol. St. Commun. 1977. V. 22 P. 523—526.
[13] Klingshirn C., Haug H. // Phys. Rev. B. 1981. V. 70. N 5. P. 315—398.
[14] Majumder F. A., Swoboda H. E., Kempf K., Klingshirn C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 4. P. 2403—2410.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
19 декабря 1991 г.
