

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs—Al_xGa_{1-x}As

Балтрамеюнас Р., Вайнерт Х., Геразимас Е.,
Куокштис Э., Хеннебергер Ф.

Экспериментально измерены спектры коэффициента оптического усиления в композиционных сверхрешетках на основе GaAs—Al_xGa_{1-x}As при температуре 4.2 К и однофотонном возбуждении. Для измерения спектров коэффициента оптического усиления применена методика «тонкой полоски». В спектрах усиления света обнаружена структура, свидетельствующая о конкуренции двух механизмов излучательной рекомбинации в сильно возбужденных сверхрешетках GaAs—Al_xGa_{1-x}As. Полученные результаты объясняются в рамках модели плотного экситонного газа в области перехода данных квазичастиц при крайних накачках ввиду экранирования кулоновского взаимодействия в двухкомпонентную электронно-дырочную плазму.

Оптические и электрические свойства квазидвумерных систем представляют значительный интерес ввиду ряда уникальных фундаментальных физических процессов. В частности, предполагается, что в системе многократно повторяющихся квантовых ям, так же как и в сверхрешетках (СР) на основе GaAs/AlGaAs, излучательные свойства определяются экситонной рекомбинацией даже при достаточно высоких температурах [1, 2]. Одной из чрезвычайно перспективных областей технического применения таких систем является квантовая оптоэлектроника, поэтому представляются актуальными исследования особенностей оптического усиления (ОУ) в этих полупроводниковых структурах.

Спектры ОУ в СР на основе GaAs/AlGaAs при однофотонной накачке были получены в работе [3], однако сам механизм излучения в данных системах специально не исследовался и является проблематичным. Так, в одних работах в качестве вероятного механизма для объяснения стимулированных переходов в структурах с квантовыми ямами и СР на основе GaAs/AlGaAs указывается аннигиляция экситонов с участием LO-фононов [4, 5], в других — наблюдаемые особенности спектров ОУ связываются с излучением электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [6].

В настоящей работе приведены результаты исследований особенностей спектров ОУ в композиционных СР первого типа при низкой температуре. Исследованные образцы представляли собой многослойные структуры GaAs—Al_xGa_{1-x}As, полученные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из GaAs. Образец 1 включал 100 квантовых ям GaAs ($d_x \approx 51 \text{ \AA}$), периодически чередующихся с барьерами Al_{0.41}Ga_{0.59}As ($d_c \approx 51 \text{ \AA}$). Для образца 2 соответствующие параметры таковы: 133 периода, $d_x \approx 46 \text{ \AA}$, $d_c \approx 36 \text{ \AA}$, $x = 0.33$. Люминесценция возбуждалась лучом 2-й гармоники импульсного лазера на АИГ: Nd³⁺ модулированной добротности ($h\nu = 2.33 \text{ эВ}$, $\tau = 10 \text{ нс}$, $f_{\text{повт}} = 6 \text{ Гц}$). Измерения проведены при температуре 4.2 К. Регистрация люминесценции — фотоэлектрическая с использованием стробированного детектора и персонального компьютера для обработки результатов и управления экспериментом. Для измерения спектров коэффициента ОУ в структурах, подобных исследуемым, наиболее пригодной оказывается методика «тонкой полоски» [7] либо ее разновидности, одна из которых [8] и использована в данной работе.

На рис. 1 показаны типичные спектры спонтанной ($I_{сп}$) и стимулированной ($I_{ст}$) люминесценции для образца 1 при двух интенсивностях возбуждения с использованием полоски, отвечающей экспоненциальной части зависимости $I_{ст}(l)$ (здесь l — длина полоски, равная в данном случае 500 мкм). Спонтанная люминесценция регистрировалась с плоскости образца, а стимулированная — с торца (см. вставку на рис. 1). Пары спектров на рис. 1 нормированы таким образом, чтобы совпадали их длинноволновые «хвосты», для которых значение коэффициента усиления (поглощения) близко к нулю. Характерно, что при $I_{возб} \leq 10$ МВт/см² усиление отсутствует, на что указывает преобладание спонтанной люминесценции над стимулированной во всем спектральном интервале (рис. 1, нижняя пара кривых). С увеличением накачки выше 10 МВт/см² воз-

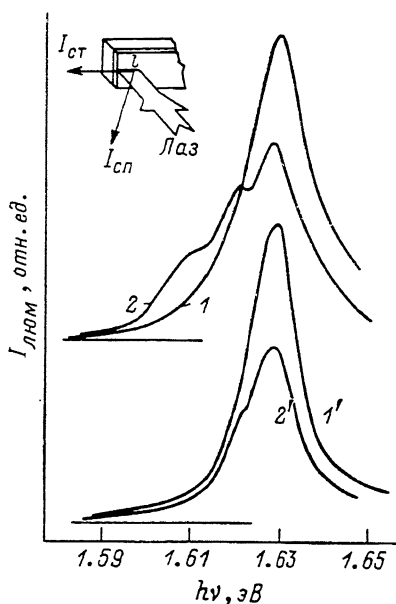


Рис. 1. Спектры спонтанной ($I_{сп}$) и стимулированной ($I_{ст}$) люминесценции сверхрешетки GaAs—Al_{0.41}Ga_{0.59}As (образец 1) при $T=4.2$ К и двух интенсивностях возбуждения.

На вставке — схема опыта.

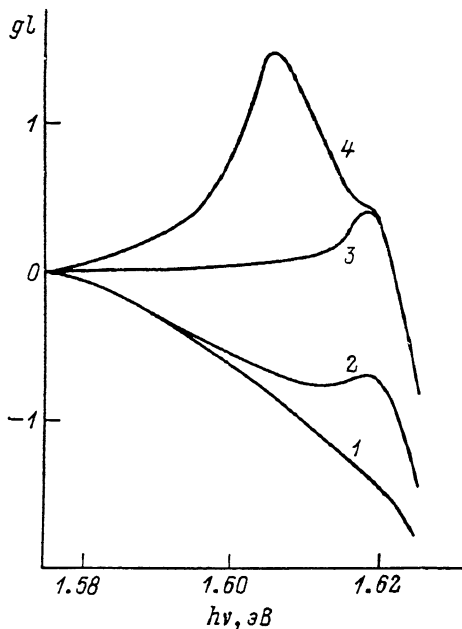


Рис. 2. Спектры коэффициента ОУ сверхрешетки GaAs—Al_{0.41}Ga_{0.59}As (образец 1) при $T=4.2$ К в зависимости от интенсивности возбуждения.

Плотность мощности возбуждения, МВт/см²: 1 — 0.34; 2 — 4.0; 3 — 12.8; 4 — 25.

никает ОУ, спектр которого обладает структурой. Данное обстоятельство иллюстрируется верхней парой спектров (видно, что в определенном интервале частот излучение с торца превышает спонтанную люминесценцию). На рис. 2 показаны рассчитанные¹ по данным люминесценции спектры ОУ образца 1 в зависимости от интенсивности возбуждения. Примечательно, что сначала (до 12 МВт/см²) усиление света имеет максимум около 1.619 эВ (рис. 2, кривая 3), а с дальнейшим повышением накачки преобладающими становятся оптические переходы с максимумом около 1.606 эВ. При этом весь спектр ОУ уширяется в основном за счет длинноволновой его части (ширина спектра достигает 45 мэВ при 25 МВт/см²) (рис. 2, кривая 4).

Спектры коэффициента ОУ в зависимости от интенсивности возбуждения для образца 2 приведены на рис. 3. Основное их отличие от спектров образца 1 заключается в отсутствии выраженной структуры при максимальных возбуждениях. Ширина спектра ОУ для образца 2 при этом составляет 15 мэВ, а максимум расположен около 1.602 эВ.

Полученные результаты могут найти объяснение в рамках модели двумерного плотного экситонного газа в области перехода данных квазичастиц

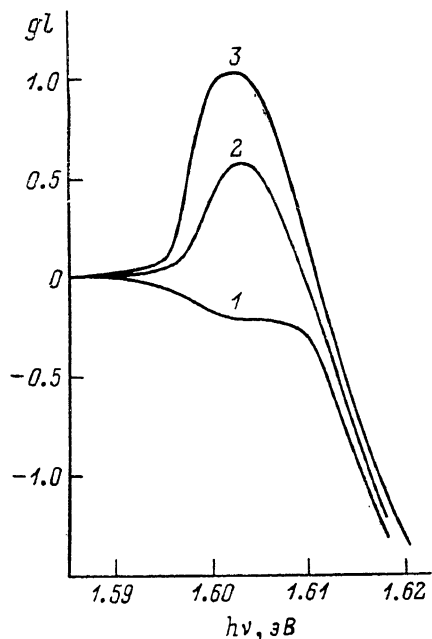
¹ Методика расчета приведена в [8].

при крайних накачках ввиду экранирования кулоновского взаимодействия в двухкомпонентную электронно-дырочную плазму, локализованную в квантовых ямах СР. Наиболее отчетливо конкуренция двух каналов излучательной рекомбинации проявляется в образце 1. Формирующаяся в спектре ОУ образца 1 при $I_{\text{возб}} \geq 12$ МВт/см² длинноволновая полоса, по-видимому, обусловлена возникающей ЭДП, поскольку она появляется при крайних накачках. Кроме того, в данном случае наблюдается типичное для спектров ОУ ЭДП уширение. Коротковолновый же максимум около 1.619 эВ, возникающий при плотности мощности $I_{\text{возб}} < 12$ МВт/см², связан с излучательной рекомбинацией в плотном экситонном газе. Здесь наиболее вероятен механизм неупругого экситон-экситонного взаимодействия. Этому не противоречат ширина спектра ОУ и его энергетическое положение, рассмотренные для двумерного случая в [9]. Обратим внимание на довольно высокие значения плотности мощности возбуждения (до 12 МВт/см²), при которых наблюдаются экситонные эффекты. Однако сверхрешетки отличаются повышенной стабильностью экситонов по сравнению с объемными кристаллами [1].

Следует обсудить некоторые различия спектров ОУ для образца 2. Здесь яркой выраженной структуры не наблюдается, хотя для кривой 1 (рис. 3) она все же заметна. В спектре ОУ образца 2 при крайних накачках имеется одна полоса, положение максимума которой близко к положению длинноволновой полосы спектра ОУ образца 1. Данное обстоятельство, а также и то, что эти полосы наблюдаются при крайних накачках, свидетельствуют об едином ме-

ханизме стимулированных оптических переходов, ответственных за ОУ в обоих случаях, а именно плотной ЭДП. Небольшой «красный» сдвиг максимума ОУ образца 2 по сравнению с образцом 1, возможно, обусловлен некоторым различием зонной структуры сверхрешеток, что может привести к изменению обменного и корреляционного взаимодействий. В случае СР эти проблемы требуют отдельного анализа.

Рис. 3. Спектры коэффициента ОУ сверхрешетки GaAs—Al_{0.33}Ga_{0.67}As (образец 2) при $T=4.2$ К в зависимости от интенсивности возбуждения. Плотность мощности возбуждения, МВт/см²: 1 — 7.1; 2 — 11.2; 3 — 15.



Обсудим некоторые различия СР образцов 1 и 2. Главные из них — ширина квантовых ям (в СР образца 1 она на 5 Å шире) и значение x для твердого раствора барьера, что отвечает разной его высоте. Так, в СР образца 1 $x=0.41$, т. е. это соответствует большей по сравнению со СР образца 2, где $x=0.33$, высоте барьера (на 97 мэВ для зоны проводимости и на 17 мэВ для валентной зоны). Как следует из детального анализа зависимости энергии связи экситона от высоты барьера и ширины квантовых ям в СР [10], в конечном итоге энергия связи экситона для СР образца 1 оказывается на ~10 % выше, чем для СР образца 2. По-видимому, это и определяет более четкое проявление экситон-экситонного взаимодействия в первом случае. Более низкое абсолютное значение коэффициента ОУ для образца 2 может быть связано с недостаточной скоростью генерации неравновесных носителей заряда из-за меньшего порога разрушения поверхности данной СР. Так, для образца 1 порог разрушения $I_{\text{пор}}$ составлял ~26 МВт/см², а для образца 2 — ~16 МВт/см².

Обратим внимание еще на одно обстоятельство. В эксперименте использованы значительные длины возбуждаемой полоски, хотя и в экспоненциальной части зависимости интенсивности излучения с торца от длины полоски. Это

связано с довольно небольшим значением коэффициента ОУ в исследуемых структурах. Возможно, данная закономерность обусловлена высокой температурой подсистемы фотовозбужденных квазичастиц, что может быть результатом их разогрева за счет экситон-экситонного взаимодействия [11], большой избыточной энергии неравновесных частиц, получаемых при однофотонном возбуждении [12], а также локализацией неравновесных фононов в СР [13].

В заключение отметим, что проблемы энергообмена между неравновесными квазичастицами, излучательных свойств ЭДП, оптических переходов в плотном частично ионизированном экситонном газе, вопросы экранирования связанных состояний и конкуренции разных процессов в двумерных структурах представляют собой еще не решенные аспекты физики коллективных явлений, которые требуют дальнейшего экспериментального и теоретического исследований.

Список литературы

- [1] Сплин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 485—521.
- [2] Dawson P., Duggan G., Ralph H. I., Woodbridge K. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 12. P. 7381—7383.
- [3] Shank C. V., Fork R. L., Yen R., Shah J., Greene B. I., Gossard A. C. // Sol. St. Commun. 1983. V. 47. N 12. P. 981—983.
- [4] Holonyak N., Kolbas R. M., Laidig W. D., Vojak B. A., Hess K., Dupuis R. D., Dapkus P. D. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 3. P. 1328—1337.
- [5] Camras M. D., Brown J. M., Holonyak N., Nixon M. A., Kalinski R. W., Ludowise M. J., Dietze W. T., Lewis C. R. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 11. P. 6183—6187.
- [6] Tanaka S., Kuwata T., Hokimoto T., Kobayashi H., Saito H. // J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. N 2. P. 677—685.
- [7] Shaklee K. L., Leheny R. F., Nahory R. E. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. N 8. P. 302—305.
- [8] Балтрамеюнас Р., Куокштис Э. // Лит. физ. сб. 1982. Т. 22. № 5. С. 93—99.
- [9] Валкунас Л., Скайстис Э. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 9. С. 2594—2598.
- [10] Greene R. L., Bajaj K. K. // Sol. St. Commun. 1983. V. 45. P. 831—835.
- [11] Baltramiejūnas R., Kuokštis E., Žukauskas A. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 119. N 2. P. 453—457.
- [12] Shah J. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 1. P. 43—50.
- [13] Вайнерт Х., Жукаускас А., Латинис В., Степанкявичус В. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. В. 7. С. 340—343.

Вильнюсский государственный университет
им. В. Капсукаса

Получена 11.02.1988
Принята к печати 28.11.1988