

циклотронного поглощения оказывается симметричной, а зависимость положения резонанса на оси  $H$  от частоты зондирующего излучения выражается прямой линией.

Сказанное иллюстрируется рис. 1—3. Заметим, что в используемом интервале частот фактор заполнения уровней Ландау оставался в пределах 1.0—1.5, что исключает связь с ним осцилляций полуширины линии циклотронного поглощения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. В. Кукушкин, С. В. Мешков, В. Б. Тимофеев. УФН, 115, 219 (1988).
- [2] D. Hetmann, M. Ziesmann, L. L. Chang. Phys. Rev. B, 34, 7463 (1986).
- [3] R. Lassing, E. Gornik. Sol. St. Commun., 47, 959 (1983).
- [4] L. S. Kim, H. D. Drew, H. Munekata, L. L. Chang, L. Esaki. Sol. St. Commun., 66, 873 (1988).
- [5] H. Bluysen, J. C. Maan, P. Wyder, L. L. Chang, L. Esaki. Sol. St. Commun., 31, 35 (1979).
- [6] G. Abstreiter, J. P. Cotthaus, J. F. Koch, G. Dorda. Ph. Rev. B, 16, 2480 (1976).
- [7] M. von Ortenberg. Sol. St. Commun., 17, 1335 (1975).
- [8] T. A. Kennedy, R. J. Wagner, B. D. McCombe, J. J. Quinn. Sol. St. Commun., 18, 275 (1976).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 11/12, 1993

### ВОЗГОРАНИЕ ГОРЯЧЕЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ЯМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Л. Иванов, Г. В. Чураков, П. С. Копьев, В. М. Устинов,  
А. Ю. Егоров, А. Е. Жуков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 15 июля 1993 г. Принята к печати 19 июля 1993 г.)

Возможности получения инверсной населенности в системе подзон размерного квантования обсуждаются уже более 20 лет с момента появления первых публикаций [1–3]. Главная трудность этой задачи заключается в существовании широких каналов безызлучательных переходов между подзонами размерного квантования при релаксации горячих электронов [4]. Ее преодоление многие авторы видят в создании условий быстрого опустошения основного состояния, которые могут происходить при определенных конструкциях квантовых ям, включающих сочетания гетеропереходов первого и второго рода [5]. Вместе с тем существует и другой путь, заключающийся в подавлении каналов безызлучательных переходов при включении магнитного поля [6, 7]. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальной проверки этой возможности.

Исследовалась фотолюминесценция, связанная с рекомбинацией горячих электронов и дырок первой и второй подзон размерного квантования. Если энергетический зазор между электронными подзонами меньше энергии оптического фотона и концентрация примеси достаточно мала, то межподзонная релаксация горячих электронов связана в основном с испусканием акустических фононов [4]. При включении магнитного поля, согласно [6] и [7], этот канал должен подавляться, когда нулевой уровень Ландау второй подзоны окажется с чуть меньшей (по сравнению с циклотронной) энергией, чем один из верхних уровней Ландау первой подзоны. В этом случае концентрация электронов во второй

Рис. 1. Область спектра фотолуминесценции, соответствующая переходам между электронами и тяжелыми дырками второй подзоны размерного квантования при различных магнитных полях. Кривым соответствуют магнитные поля  $H$ , Т: 1 — 0, 2 — 4.2, 3 — 6.8.

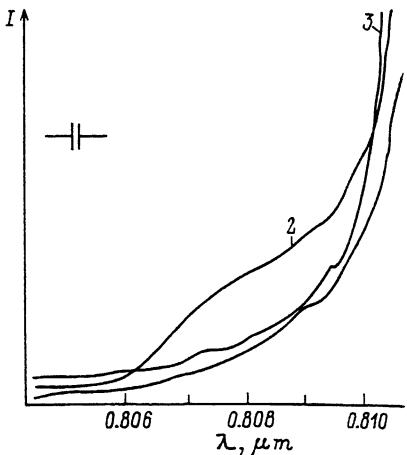
подзоне должна увеличиться, а вместе с тем должна увеличиться и интенсивность люминесценции, связанной с переходами между вторыми подзонами. Так как скорость возрастания энергии верхних уровней Ландау при увеличении магнитного поля больше, чем нулевой, эффект возгорания горячей люминесценции должен иметь по магнитному полю осциллирующий характер.

Структура выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке ЭП-1203. На полуизолирующей GaAs подложке выращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм, за которым следовала многослойная гетероструктура, представляющая набор из 10 GaAs квантовых ям толщиной 300 Å, разделенных барьерами AlGaAs толщиной 100 Å. Вся структура ограничивалась с обеих сторон слоями AlGaAs толщиной 1000 Å. Легирование в процессе роста не проводилось. Типичный уровень фонового легирования в слоях GaAs, получаемых на данной эпитаксиальной установке, составляет  $(0.5-1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Возбуждение образца, охлаждаемого до температуры жидкого гелия, осуществлялось светом гелий-неонового лазера, работающего в непрерывном режиме, регистрация люминесценции проводилась в режиме счета фотонов.

Как известно (см., например, [8]), при малой интенсивности возбуждения в «чистых» структурах при температуре жидкого гелия наблюдается пик экситонной люминесценции, полуширина которого зависит от качества структуры. При увеличении интенсивности возбуждения растет коротковолновое крыло, связанное с излучательной рекомбинацией горячих электронов и дырок первой подзоны. Переходы электронов в подзону легких дырок проявляются в виде максимума на фоне крыла. Дальнейшее увеличение возбуждения приводит к появлению максимумов, связанных с вкладом переходов между вышележащими подзонами размерного квантования. При большой интенсивности могут наблюдаться также «запрещенные» переходы между второй и первой подзонами и другие.

В настоящей работе при  $T = 4.2 \text{ К}$  и предельно малом возбуждении наблюдается уширенный пик экситонной люминесценции со слабо выраженной структурой на длинноволновом краю. Такой характер люминесценции объясняется неоднородностью ширины квантовых ям и рекомбинацией связанных на них экситонов [9]. Оценка неоднородности показывает, что флуктуация ширины ямы не превышает двух монослоев. При увеличении мощности возбуждения на коротковолновом краю возгорает узкий пик, соответствующий появлению свободного экситона. Его полуширина равна 2.7 мэВ и соответствует литературным данным. При дальнейшем увеличении мощности возбуждения вплоть до  $50 \text{ Вт/см}^2$  коротковолновое крыло пика заметно простирается в сторону высоких энергий до тех значений, при которых находятся переходы между электронами и дырками (тяжелой и легкой) вторых подзон размерного квантования. При этом видны переходы электронов в первую легкую подзону размерного квантования и соответствующие переходы из вторых подзон в виде слабо выраженных максимумов на фоне коротковолнового крыла. Возможно, что причиной столь слабого проявления этих максимумов является близкое расположение подзон (широкие ямы) и соответствующие максимумы «замываются» мощным излучением, связанным



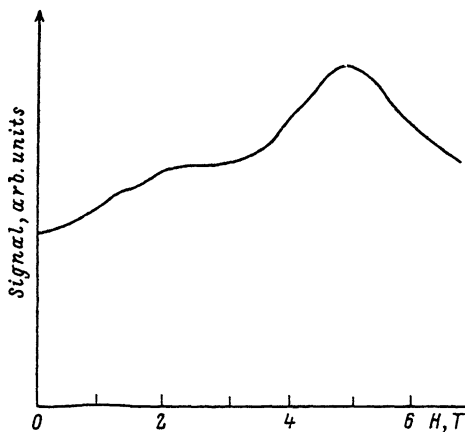


Рис. 2. Зависимость сигнала фотолуминесценции от магнитного поля при энергии квантов 1.5366 эВ.

с переходами электронов в первую подзону тяжелых дырок. Заметим, что при  $T = 77$  К первые два из вышеперечисленных максимумов наблюдаются более четко, что дало дополнительную возможность уточнить параметры зонной структуры, связанной с размерным квантованием. Оказалось, что энергетический зазор между первой и второй подзонами размерного квантования равен 13 мэВ, что согласуется с расчетным значением.

При помещении структуры в магнитное поле, перпендикулярное плоскости ямы, и наибольшем возбуждении  $50 \text{ Вт/см}^2$  наблюдается существенное увеличение интенсивности горячей люминесценции при той энергии квантов, которая соответствует переходам между вторыми подзонами электронов и тяжелых дырок. Увеличение интенсивности люминесценции в этой части спектра оказалось немонотонным и носит осциллирующий характер (рис. 1, 2).

Как показано в работе [7], период осцилляций подавления безызлучательных переходов по магнитному полю зависит от энергетического зазора между подзонами размерного квантования. Сравнивая экспериментальный период осцилляций с расчетным, согласно [7], можно определить этот зазор. Оказалось, что период осцилляций, полученный в настоящей работе, соответствует энергетическому зазору между электронными подзонами размерного квантования, равному 14 мэВ, что хорошо согласуется как с данными спектральных измерений, так и с расчетными, исходя из ширины квантовых ям. Небольшая по сравнению с предсказанной в [6] и [7] величина эффекта может быть связана с несоблюдением требований малости физических параметров в эксперименте, которые введены при расчете уширением уровней Ландау, замыканием излучения, связанного со вторыми подзонами размерного квантования излучением из первых подзон.

Более прямым и наглядным подтверждением существования экспериментально обнаруженного в настоящей работе эффекта подавления магнитным полем безызлучательных переходов при межподзонной релаксации горячих носителей заряда могло бы быть наблюдение возгорания дальнего ИК излучения. Такие эксперименты планируется провести в ближайшее время.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93—02—2838).

- [1] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. ФТП, 5, 797 (1971).
- [2] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. ФТП, 6, 148 (1972).
- [3] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. ФТП, 7, 488 (1973).
- [4] В. Я. Алешкин, Ю. А. Романов. ФТП, 24, 131 (1990).
- [5] Rui Q. Yang, J. M. Hu. Appl. Phys. Lett., 59, 181 (1991).
- [6] A. Kastalsky, A. L. Efros. J. Appl. Phys., 69, 841 (1991).
- [7] Ю. Л. Иванов, А. Я. Шик. ФТП, 25, 1670 (1991).
- [8] R. Singolany, K. Ploog. Advances in Phys., 40, 535 (1991).
- [9] S. Charbonneau et al. Phys. Rev. B, 38, 3583 (1988).

Редактор В. В. Чалдышев