

Зависимость энергии активации $A(+)$ -центров от ширины квантовых ям в структурах GaAs/AlGaAs

© Ю.Л. Иванов, П.В. Петров, А.А. Тонких, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 декабря 2002 г. Принята к печати 17 декабря 2002 г.)

Проведены люминесцентные измерения структур с несколькими квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, содержащими $A(+)$ -центры, при разных ширинах квантовых ям с целью определения зависимости энергии активации $A(+)$ -центров от ширины квантовых ям. Показано, что с уменьшением ширины ям энергия активации $A(+)$ -центров значительно возрастает, причем в ямах шириной 10 нм энергия активации в 10 раз больше, чем в объемном материале. Замечено, что энергия активации $A(+)$ -центров зависит от их концентрации.

В ряде работ [1–3] начато исследование положительно заряженных акцепторов, так называемых $A(+)$ -центров, в квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs. С помощью измерений эффекта Холла [1] и низкотемпературного прыжкового транспорта по $A(+)$ -зоне [2] были определены энергетическое положение и борковский радиус $A(+)$ -центров. Оказалось, что при ширине квантовых ям 15 нм энергия активации $A(+)$ -центров значительно больше, чем в объемном материале. В работе [3] исследовались люминесцентные свойства $A(+)$ -центров. Показано, что линия люминесценции, связанная с $A(+)$ -центрами, является результатом излучательного перехода неравновесных электронов на $A(+)$ -центр, подобно тому, как происходит излучательный захват неравновесных электронов обычным акцепторным центром. Это обстоятельство позволяет использовать данные люминесцентного анализа для определения энергии активации $A(+)$ -центров.

В данной работе проведен люминесцентный анализ структур с $A(+)$ -центрами для квантовых ям различной ширины с целью более подробного изучения зависимости величины энергии активации $A(+)$ -центров от ширины квантовых ям.

1. Постановка эксперимента и обработка результатов

Образцы, исследуемые в данной работе, были выращены на установке молекулярно-пучковой эпитаксии ЭП-1203 на сингулярной поверхности (001) полуизолирующих подложек GaAs. Рост структуры происходил при постоянной температуре подложки, равной 580°C. Скорости роста для слоев GaAs и $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ составляли соответственно 0,2 и 0,3 нм/с. Во время роста структуры осуществлялось селективное легирование бериллием с объемной концентрацией дырок в GaAs 10^{17} см^{-3} . Каждый экспериментальный образец представлял собой набор из 10 квантовых ям GaAs, разделенных барьером 20 нм AlGaAs. Ширина ям варьировалась от 7 до 18 нм. Кроме того, для лучшего ограничения носителей в области квантовых

ям со стороны подложки и поверхности выращивались слои AlGaAs толщиной 100 и 250 нм соответственно. Для создания стационарных $A(+)$ -центров в квантовых ямах был применен метод так называемого двойного селективного легирования [4] (одновременного легирования квантовых ям и барьеров). При этом в центре ям легировался слой шириной 2 нм, в центре барьеров легировался слой шириной 3 нм, а в барьерах у краев первой и последней ям легировались слои толщиной 1,5 нм. Основываясь на данных холловских измерений объемных концентраций дырок в образцах с GaAs:Be и $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$:Be, можно утверждать, что такая геометрия легирования обеспечивает примерное равенство концентраций примесных центров в ямах и барьерах. Это приводит к заполнению примесных центров в ямах дырками с примесных центров в барьерах, т.е. к образованию $A(+)$ -центров. Однако, согласно работе [5], при таком методе легирования в квантовых ямах сохраняется вероятность нахождения некоторого количества незаполненных $A(0)$ -центров.

Для возбуждения фотолюминесценции использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-215. Образцы погружались непосредственно в жидкий гелий. Подведение света накачки к образцу и измерения люминесценции производились посредством стеклянного световода, обеспечивающего максимальную плотность возбуждающего света порядка 10 мВт/мм^2 . Излучение образцов анализировалось спектрометром ДФС-12 с помощью фотоумножителя ФЭУ-62, охлаждаемого парами азота. Запись спектров осуществлялась в режиме счета фотонов.

Обычный спектр фотолюминесценции исследуемых структур содержит два пика: пик, соответствующий излучению с $A(+)$ -центра, и пик рекомбинации экситона, связанного на нейтральном акцепторе. Иногда можно заметить пик свободного экситона. Зависимости величины первых двух пиков от интенсивности накачки являются линейными. Оба этих пика достаточно широки, от 2–3 до 10 мэВ. Ширина пика возрастает с уменьшением размера квантовой ямы, что можно объяснить как ростом относительной флуктуации ширины квантовых ям, так и тем, что в узких ямах начинает сказываться

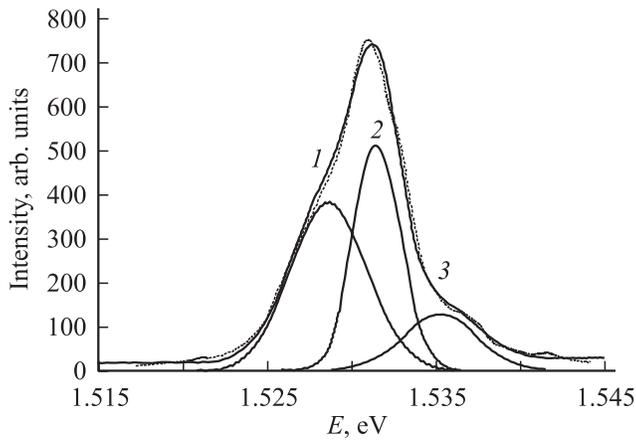


Рис. 1. Пример разложения спектра на его гауссовы составляющие. Цифрами указаны: 1 — пик рекомбинации на $A(+)$ -центре, 2 — пик связанного экситона, 3 — пик свободного экситона.

зависимость энергии активации от положения центра в яме. В связи с этим возникла проблема различения пиков в случае, когда расстояние по энергии между ними сравнимо с их полушириной. Для установления точного положения пиков люминесценции, как связанных с $A(+)$ -центрами, так и экситонных, полученные спектры сначала сглаживались с помощью фильтрации, основанной на быстром преобразовании Фурье. Затем параметры гауссовских пиков уточнялись последовательными итерациями по методу наименьших квадратов. Один из примеров такой обработки представлен на рис. 1. На нем представлен спектр образца с шириной квантовых ям 18 нм, измеренный при температуре 24 К. Видно, что в результате проделанной операции положения пиков определяются с большей точностью.

Согласно работе [3], в узких ямах шириной 10–15 нм энергия перехода (свободный электрон)– $A(+)$ -центр меньше, чем энергия высвечивания связанного экситона. Энергия активации $A(+)$ -центра большая, вследствие большего влияния ограничивающего действия ширины ямы на волновую функцию $A(+)$ -центра. Вместе с тем в объемном материале наоборот — энергия перехода (свободный электрон)– $A(+)$ -центр больше, чем энергия высвечивания связанного экситона. (Энергия активации $A(+)$ -центра мала). Поэтому при увеличении ширины квантовых ям эти пики сближаются и в широких ямах энергия перехода (свободный электрон)– $A(+)$ -центр становится больше, чем энергия высвечивания связанного экситона. Для идентификации этих пиков кроме применения гауссовских разложений, описанных выше, проводилось определение температурной зависимости интенсивности соответствующих пиков. Метод основан на том, что с повышением температуры пик связанного экситона быстро исчезает благодаря малой его энергии связи с нейтральным центром, тогда как интенсивность излучательных

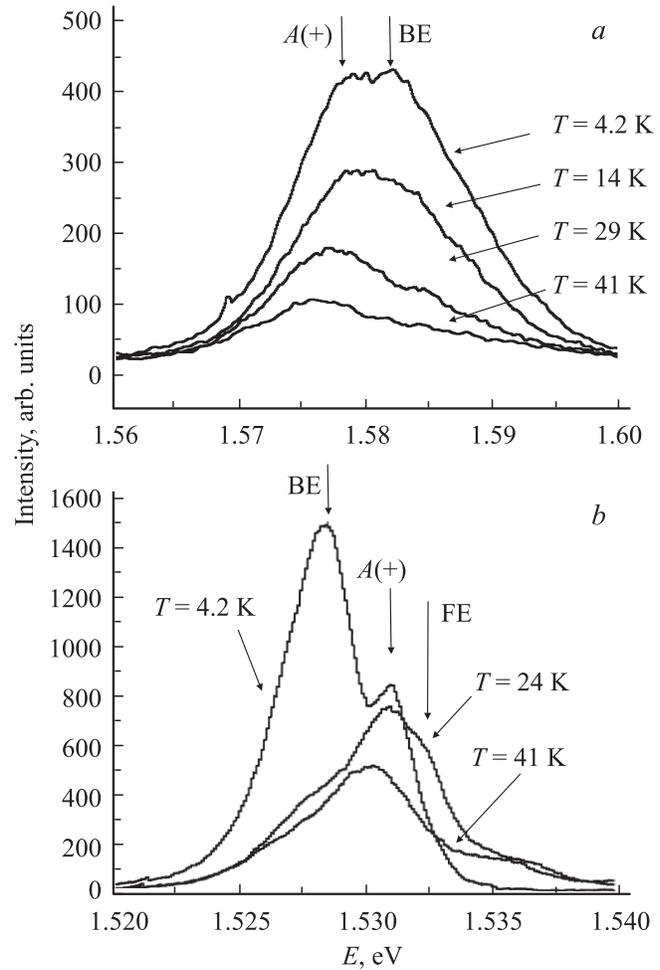


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции образца F-335, с шириной ямы 70 Å (a) и образца F-338, с шириной ямы 180 Å (b), измеренные при температурах, указанных на рисунках. BE — связанный экситон, FE — свободный экситон.

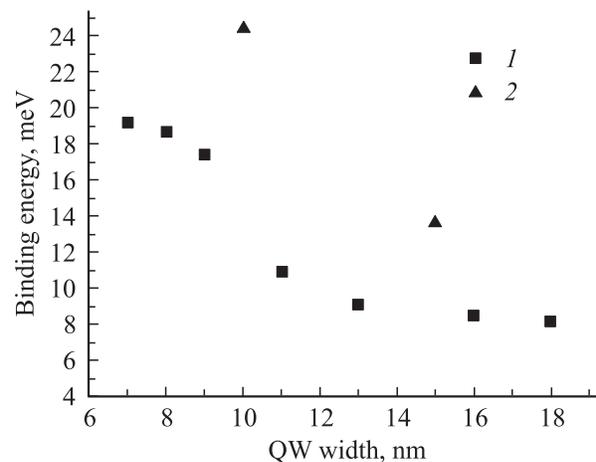


Рис. 3. Зависимость энергии активации $A(+)$ -центра от ширины квантовой ямы (1); 2 — данные работы [3], в которой использованы образцы с большей концентрацией $A(+)$ -центров.

переходов (свободный электрон)– $A(+)$ -центр уменьшается слабо. Сказанное иллюстрируется рис. 2 для случая „узкой“ (рис. 2, *a*) и „широкой“ ямы (рис. 2, *b*). На рисунке хорошо видно, что тогда как в „узких“ ямах с повышением температуры исчезает правое крыло общего пика, в „широких“ ямах с повышением температуры исчезает левое крыло.

Значение энергии активации $A(+)$ -центра определялось путем суммирования разницы энергии между пиками излучения $A(+)$ и связанного экситона с энергией связи экситона на нейтральном акцепторе, известной из литературных данных. Результаты представлены на рис. 3. Видно, что по мере уменьшения ширины квантовых ям энергия активации $A(+)$ -центров, полученная из люминесцентных измерений, возрастает.

2. Обсуждение результатов

Можно отметить несколько результатов данной работы.

Первый заключается в том, что, действительно, энергия активации, определенная методом фотолюминесценции, в квантовых ямах исследуемой ширины оказывается во много раз больше, чем в объемном материале GaAs [6]. Этот факт, отмеченный еще в работе [1], связан с большим радиусом локализации $A(+)$ -центра, сравнимым с шириной квантовой ямы и испытывающим сильное ограничивающее ее действие.

Вторым результатом следует считать то, что при уменьшении ширины ямы ее ограничивающее действие на волновую функцию $A(+)$ -центра увеличивается, что приводит к возрастанию его энергии активации. В работе [2] оценен радиус локализации $A(+)$ -центра в квантовой яме шириной 15 нм, оказавшийся равным 11 нм. Именно при таких значениях ширин квантовых ям наблюдается сильный рост энергии активации в исследуемых образцах (рис. 3).

Наконец, третьим результатом можно считать факт обнаруженной зависимости энергии активации $A(+)$ -центров, измеряемой методом фотолюминесценции, от их концентрации. На рис. 3 представлены данные измерений энергии активации, полученные в работе [3], в которой использовались образцы с большей концентрацией $A(+)$ -центров, равной $(4-6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Как видно, в таких образцах определенная методом фотолюминесценции энергия активации $A(+)$ -центров оказалась большей, чем для образцов с концентрацией 10^{17} см^{-3} . Причины возрастания энергии активации $A(+)$ -центров при большем легировании пока полностью не ясны. Возможно, это связано с флуктуациями потенциала (изрезанностью краев зон) вследствие заряженности $A(+)$ -центров в ямах. Возможно также, что в увеличении энергии активации $A(+)$ -центров при больших их концентрациях играет роль вторая зона Хаббарда как целое. Следует заметить, что выбранная в настоящей

работе объемная концентрация $A(+)$ -центров величиной 10^{17} см^{-3} может не отвечать требованию достаточно малой концентрации, при которой энергия активации $A(+)$ -центров не зависит от концентрации. Эти вопросы требуют дальнейшего исследования.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-02-17912) и программы „Оптические и нелинейно-оптические свойства наноструктур“, контракт № 40.072.1.1.1175.

Список литературы

- [1] Н.В. Агринская, Ю.Л. Иванов, В.М. Устинов, Д.А. Полоскин. ФТП, **35**, 571 (2001).
- [2] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Ю.Л. Иванов, В.М. Устинов, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур. ЖЭТФ, **120**, 1 (2001).
- [3] Ю.Л. Иванов, Н.В. Агринская, П.В. Петров, В.М. Устинов, Г.Э. Цырлин. ФТП, **36**, 993 (2002).
- [4] S. Huant, S.P. Najda, V. Etienne. Phys. Rev. Lett., **65**, 1486 (1990).
- [5] D. Larsen. Phys. Rev. B, **47**, 16 333 (1993).
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

Dependence of $A(+)$ centers binding energy on QW width of GaAs/AlGaAs structures

Yu.L. Ivanov, P.V. Petrov, A.A. Tonkikh, G.E. Zyrilin, V.M. Ustinov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Luminescence measurements of structures of GaAs/AlGaAs multiple of quantum wells with $A(+)$ centers have been carried out for determination dependence of the binding energy on QW width. It is shown that the binding energy of $A(+)$ centers in a QW is larger than in bulk material, increasing with decreasing of the QW width. The energy in 10 nm QW becomes 10 times as much as in bulk material. It has been found that the binding energy of the $A(+)$ centers depends on their concentration.