

НАБЛЮДЕНИЕ ЩЕЛИ ГИБРИДИЗАЦИИ В СПЕКТРАХ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЯМ InAs/GaSb

Ю.Б.Васильев¹⁾, С.Д.Сучалкин, К. фон Клитцинг²⁾+, С.В.Иванов, П.С.Копьев,
Б.Я.Мельцер

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

+ Max-Planck-Institute für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 20 января 1999 г.

В спектрах циклотронного резонанса (ЦР) электронов в гетероструктурах InAs/GaSb, содержащих туннельно связанные электронные и дырочные слои, обнаружено расщепление линии ЦР. Это расщепление интерпретируется как проявление щели гибридизации, возникающей в результате антикроссинга уровней Ландау электронов и дырок при перекрытии их волновых функций. Энергия расщепления линий ЦР коррелирует с величиной перекрытия и согласуется с теоретическими оценками величины щели гибридизации.

PACS: 73.20.Dx

В квантовых ямах InAs/GaSb, содержащих близко расположенные электронные (в InAs) и дырочные (в GaSb) двумерные слои, наблюдаются эффекты, связанные с перекрытием волновых функций состояний зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb [1, 2]. Как показал Алтарелли [3], в местах пересечения дисперсионных кривых электронов и дырок должна образоваться щель в энергетическом спектре системы, называемая щелью гибридизации. В перпендикулярном магнитном поле щель гибридизации будет возникать при совпадении энергий уровней Ландау электронов и дырок, для которых выполняются условия резонансного туннелирования [4]. Экспериментальное подтверждение наличия такой щели в плотности состояний электронов в полуметаллических квантовых ямах InAs/GaSb недавно было получено в магнитотранспортных и магнитоёмкостных измерениях [5, 6], однако никаких сообщений о наблюдении щели гибридизации оптическими методами опубликовано не было. Настоящая работа посвящена исследованию щели гибридизации в энергетических спектрах электронов в двойных электронно-дырочных системах методами дальней ИК спектроскопии в магнитном поле.

Основные экспериментальные результаты получены на двух образцах (образцы 1 и 2), на которых ранее наблюдались сильные осцилляции циклотронного поглощения, свидетельствующие о гибридизации состояний зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb [7]. Образцы, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, состояли из одиночной квантовой ямы InAs толщиной 200 Å, размещенной между двумя слоями GaSb. В образце 1 слои InAs и GaSb непосредственно при-мыкали друг к другу. В образце 2 между слоями InAs и GaSb помещался барьер AlSb толщиной 6 Å. Для сравнительного анализа также использовались результаты,

¹⁾ e-mail: Yu.Vasilyev@pop.ioffe.rssi.ru

²⁾ K. von Klitzing

полученные на двух образцах с барьерами толщиной 20\AA и 100\AA (образцы 3 и 4, соответственно), в которых эффекты гибридизации, как было установлено ранее, не проявляются [7]. Эксперименты выполнялись в перпендикулярном магнитном поле в диапазоне 2 – 10 Тл с помощью фурье-спектрометра при температуре 2.2 К.

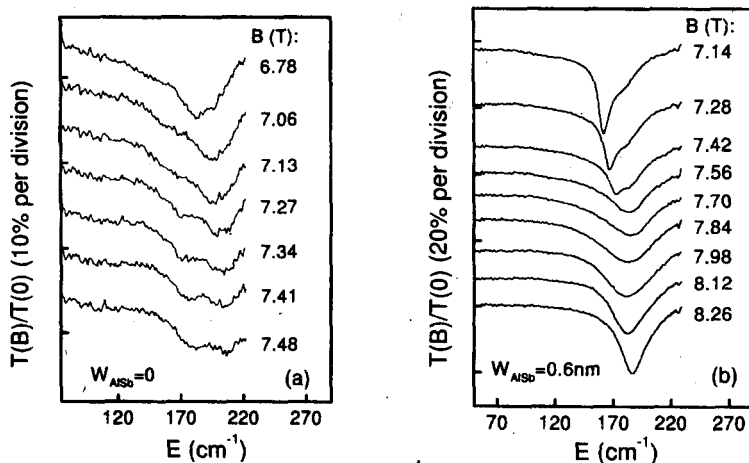


Рис. 1. Спектр поглощения квантовой ямы InAs/AlSb/GaSb при разных значениях магнитного поля для двух значений толщины барьера AlSb: а) $b = 0\text{\AA}$, б) $b = 6\text{\AA}$

Детальные исследования спектров циклотронного резонанса (ЦР) электронов на образцах с туннельно связанными электронно-дырочными слоями (образцы 1 и 2), показали, что наряду с сильными осцилляциями циклотронного поглощения, о которых сообщалось ранее [7], в некотором интервале магнитных полей наблюдается также расщепление линии ЦР (рис.1). В образце 2 (рис.1б) дополнительный пик появляется с высокоэнергетической стороны основной линии ЦР и виден только после подсветки образца красным светодиодом, которая приводит к уменьшению концентрации электронов в яме. В образце 1 дополнительный пик появляется с низкоэнергетической стороны от главного пика, причем дополнительная подсветка светодиодом не влияет на форму спектров. Отметим, что в обоих образцах дополнительные пики появляются в магнитных полях, в которых линии ЦР электронов значительно уширены. На рис.2 показаны зависимости энергии линии циклотронного поглощения от величины магнитного поля. Сильные осцилляции положения пика по магнитному полю и появление второго пика более четко наблюдаются в образце 1, несмотря на то, что амплитуда пика в этом образце значительно меньше. Видно, что в обоих образцах осцилляции эффективной циклотронной массы происходят вблизи значения $m = 0.04m^*$. Наименьшая величина расщепления линии ЦР составляет примерно 3,5 мэВ для образца без барьеров и 1,3 мэВ для образца с барьером 6\AA .

В структурах, в которых степень подмешивания состояний электронов и дырок незначительная и эффекты гибридизации не проявляются, также наблюдаются расщепления линии ЦР. На рис.3 представлены зависимости энергии пика ЦР от величины магнитного поля для образцов 3 и 4. В этих образцах появление расщеплений линии ЦР периодически в обратном магнитном поле и связано с заполнением уровней Ландау, то есть коррелирует с положением уровня Ферми.

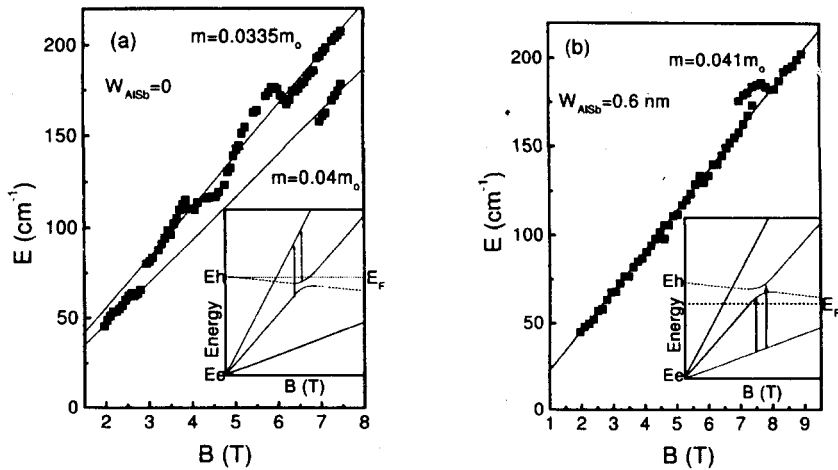


Рис. 2. Зависимости спектрального положения линий ЦР, измеренные для двух образцов с туннельно прозрачными барьерами: а) $b = 0 \text{ \AA}$, б) $b = 6 \text{ \AA}$. Вставка: качественное поведение уровней Ландау электронов (сплошные линии) и дырок (пунктирные линии) в условиях их гибридизации (показано одно пересечение уровней) и возможные циклотронные переходы, позволяющие наблюдать щель гибридизации

Для того чтобы объяснить разницу в характере расщепления линий ЦР для образцов 1, 2 и 3, 4, необходимо рассмотреть поведение уровня Ферми в обоих случаях. Когда слои разделены барьером значительной толщины, которые не являются туннельно прозрачными (в нашем случае 20 \AA и более), любые переходы носителей между слоями и, соответственно, изменения концентрации носителей в слоях приводят к изменению электрического поля между слоями и падению дополнительного напряжения на барьере. С изменением магнитного поля происходит изменение энергии уровней Ландау, что приводит к перераспределению носителей между слоями. Оценки показывают, что незначительное изменение концентрации (в наших образцах оно не превышает единиц процента от значений концентрации носителей в каждом слое) достаточно, чтобы за счет падения напряжения на барьере компенсировать сдвиг уровней Ландау друг относительно друга. Это означает, что верхние заполненные уровни Ландау в соседних слоях выстраиваются, то есть совпадают по энергии друг с другом и с уровнем Ферми независимо от величины магнитного поля. При этом концентрацию носителей заряда в слоях с хорошим приближением можно считать постоянной. В случае отсутствия барьера между слоями (или когда барьер является туннельно прозрачным) никакой подстройки уровней Ландау в соседних слоях за счет падения напряжения на барьере быть не может. При этом постоянной величиной является не концентрация электронов в яме, а энергия уровня Ферми относительно дна ямы. В этом случае при изменении магнитного поля электроны то уходят из ямы в валентную зону GaSb, то возвращаются обратно по мере пересечения уровнями Ландау уровня Ферми. В силу высокой плотности состояний в валентной зоне изменение концентрации носителей при межямной рекомбинации приводит к незначительному относительному изменению положения уровня Ферми в валентной зоне GaSb, а соответственно, и в зоне проводимости InAs. Незначительные изменения энергии Ферми на фоне движения уровней Ландау электронов в яме позволяют считать уровень Ферми неподвижным.

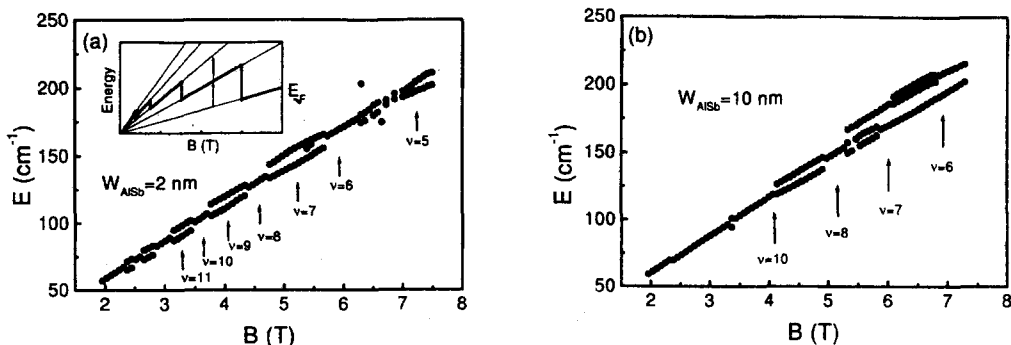


Рис. 3. Зависимости спектрального положения линий ЦР, измеренные для двух образцов, в которых гибридизация не проявляется: а) $b = 20 \text{ \AA}$, б) $b = 100 \text{ \AA}$. Вставка: качественное поведение уровня Ферми и возможные циклотронные переходы

Отмеченные особенности в динамике межслойных переходов носителей позволяют объяснить различия в спектрах циклотронного резонанса. Циклотронные переходы в системе с постоянной концентрацией носителей, как в образцах 3 и 4, происходят как с не полностью заполненного уровня, который совпадает с уровнем Ферми, так и на него (вставка на рис.3а). Если непараболичность подзоны велика как в случае InAs , то можно наблюдать расщепление линии ЦР. Это расщепление коррелирует с положением уровня Ферми: оно имеет особенности при целочисленных факторах заполнения, что и наблюдается для образцов с толщиной барьеров 20 и 100 \AA (рис.3б). В случае, если уровень Ферми закреплен, такое расщепление наблюдать очень трудно, так как такие переходы могут происходить только в очень узком интервале магнитных полей, при которых уровень Ландау проходит через неподвижный уровень Ферми. Действительно, в образцах 1, 2 расщепление линии ЦР имеет другую природу. Дополнительный пик в образце 1 появляется с низкоэнергетической стороны от линии ЦР при увеличении магнитного поля, что не может быть объяснено эффектом непараболичности зоны. Ниже мы доказываем, что особенности в спектрах ЦР, наблюдаемые в образцах 1 и 2, объясняются наличием в спектре носителей щели гибридизации, образующейся вследствие смешивания состояний электронов и дырок.

На вставке к рис.2 показаны схематическая диаграмма уровней Ландау электронов и дырок в условиях их гибридизации и возможные циклотронные переходы, приводящие к наблюдению щели гибридизации. Хотя эта схема носит качественный характер, она позволяет объяснить все экспериментальные результаты. Во-первых, появление дополнительного пика в спектре ЦР коррелирует с уширением линии ЦР и, соответственно, связано с антикроссингом уровней Ландау электронов и дырок, поскольку линия ЦР электронов уширяется за счет смешивания состояний высоко подвижных электронов с низко подвижными дырками в результате их туннелирования [7]. Во-вторых, появление дополнительного пика в спектре ЦР (см. рис.2, вставка) зависит от положения уровня Ферми относительно щели гибридизации. Если уровень Ферми находится внутри щели, то в спектре ЦР дополнительного пика не будет. Если уровень Ферми находится выше (ниже) щели гибридизации, то появление дополнительного пика должно происходить с низко (высоко) энергетической стороны от основной линии ЦР. В образце 1 дополнительный пик появляется с низ-

коэнергетической стороны, что позволяет предположить, что в этом случае уровень Ферми располагается выше щели гибридизации. В образце 2 дополнительный пик виден только после засветки образца красным светодиодом. Поскольку подсветка приводит к значительному уменьшению концентрации электронов, такое поведение согласуется со сдвигом уровня Ферми под действием подсветки из положения внутри щели гибридизации в положение под щелью. Третьим и наиболее сильным аргументом в пользу интерпретации наблюдаемого расщепления линии ЦР, как щели гибридизации, является соответствие между теоретическими оценками величины щели гибридизации [3, 8] и энергией расщепления в образце без барьеров. Более того, измерения на двух образцах показали значительное уменьшение щели с ростом толщины барьера в полном соответствии с ожидаемым ее изменением при уменьшении степени перекрытия волновых функций. При увеличении толщины барьера от 0 до 6 Å энергия расщепления падает от 3.5 до 1.3 мэВ.

Необходимо подчеркнуть, что диаграмма на вставке рис.2 носит качественный характер и не отражает реальной структуры уровней Ландау. Например, теоретические исследования в работе [4] показали, что в точке пересечения уровни Ландау электронов и дырок не имеют ярко выраженного антикроссинга, а идут примерно параллельно друг другу. Действительно, как видно из рис.2, поведение двух мод ЦР вблизи антипересечения уровней Ландау электронов и дырок не имеет типичных для антикроссинга особенностей.

Таким образом, в настоящей работе проведены прямые измерения энергетической щели, образовавшейся в результате гибридизации состояний в двойных электронно-дырочных системах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

-
1. J.Kono et al., Phys. Rev. **B50**, 12242 (1994); Phys. Rev. **B55**, 1617 (1997).
 2. R.J.Wagner et al., Superlattices Microstruct. **21**, 95 (1997).
 3. M.Altarelli, Phys. Rev. **B28**, 842 (1983); A.Fasolino and M.Altarelli, Surf. Sci. **142**, 322 (1984); M.Altarelli et al., Phys. Rev. **B35**, 9867 (1987).
 4. J.-C.Chiang et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 2053 (1996); S.-F.Tsay et al., Phys. Rev. **B56**, 13242 (1997).
 5. M.J.Yang et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 4613 (1997).
 6. M.Lakrimi et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3034 (1997).
 7. С.Д.Сучалкин и др., Письма в ЖЭТФ, **68**, 753 (1998).
 8. Y.Naveh and B.Laikhtman, Phys. Rev. Lett. **77**, 900 (1996).