

МАГНИТОТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛЯРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

В. Г. Попов^{a,b}, В. Г. Криштон^{a,b**}, О. Н. Макаровский^c, М. Хенини^{c***}*

^a *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^c *School of Physics and Astronomy of Nottingham University
Nottingham NG7 2RD, UK*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Представлены результаты тщательного исследования резонансного туннелирования электронов в планарных магнитных полях, которое обнаружило эффект антикроссинга в спектре двумерных электронов при энергиях оптических фононов в планарном магнитном поле. Магнитное поле изменяет импульс туннелирующих электронов и вызывает сдвиг резонанса в туннельных спектрах в соответствии с дисперсией двумерных электронов. Антикроссинг уверенно наблюдается во вторых производных вольт-амперной характеристики резонансно-туннельного диода, выполненного в виде двухбарьерной гетероструктуры типа $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что электроны в твердом теле могут служить причиной локальных деформаций кристаллической решетки с образованием поляронов [1]. Проблема поляронов очень нетривиальна и проникает во все области современной физики конденсированного состояния. Для того чтобы проиллюстрировать широту проблемы, достаточно отметить, что открытые Ландау [2] поляроны исследовались также Фрелихом [3], Бардиным [4], Фейнманом [5]. В настоящее время достоверно установлено, что поляроны существуют при наблюдении таких эффектов, как колоссальное магнитосопротивление [6] и высокотемпературная сверхпроводимость [7], которые специфичны для многослойных кристаллов с двумерными системами носителей. Здесь мы представляем результаты магнитотуннельной спектроскопии поляронных состояний,

сформированных в квантовой яме полярного полупроводника.

Поляронные состояния в квантовых ямах в магнитном поле исследуются довольно давно. Основным способом является оптический магнитофононный резонанс, который возникает, когда фононная энергия кратна циклотронной энергии [8]. Необходимо отметить, что магнитополяроны наблюдаются в основном при малых концентрациях носителей заряда. Насколько нам известно, поляронные состояния в квантовых ямах не исследовались в нулевом магнитном поле.

Наряду с формированием поляронов электрон-фононное взаимодействие проявляется в туннельных спектрах квантовой ямы в виде фононных реплик. Основная модель, которая привлекается для их описания, это стимулированное оптическими фононами туннелирование (СОФТ) электронов [9]. При этом фононные реплики должны наблюдаться при напряжениях смещения, отстоящих от положения резонанса на величины напряжения, пропорциональные энергиям оптических фононов. Отметим, что сравнение экспериментальных данных с этой моделью оставляет желать лучшего.

*E-mail: popov@iptm.ru

**E-mail: vgkvk@mail.ru

***M. Henini

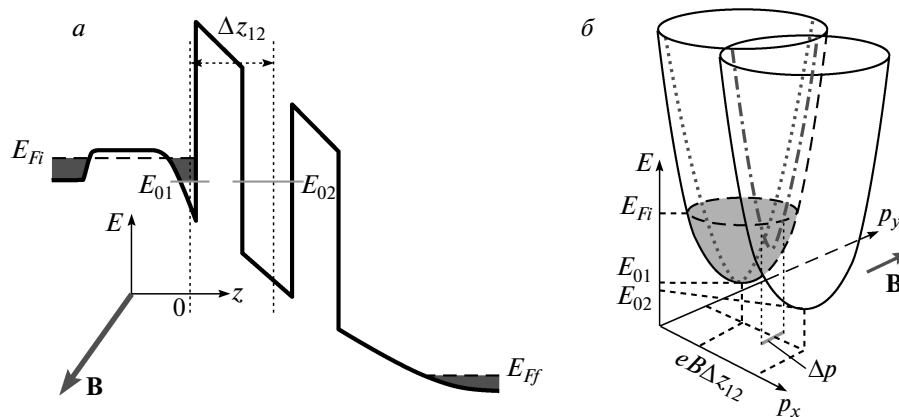


Рис. 1. Резонансное туннелирование в планарном магнитном поле: *a* — профиль дна зоны проводимости исследуемой гетероструктуры с квантовыми уровнями при приложенном напряжении; *б* — спектр электронов в квантовых ямах эмиттера и между барьерами в планарном магнитном поле B (E_{Fi} и E_{Ff} — уровни Ферми в эмиттере и коллекторе)

Амплитуды фоновых реплик, как правило, существенно выше предсказываемых теорией; поведение фоновых реплик в магнитных полях также не описывается теорией. Более того, в магнитном поле, перпендикулярном плоскостям гетеропереходов, наблюдался антикроссинг фоновых и упругих реплик, что явно указывает на возникновение магнитополяронных состояний [10].

Метод магнитотуннельной спектроскопии (МТС) — это новый вид туннельной спектроскопии, позволяющий исследовать энергетический спектр при различных значениях импульса электрона, так как планарное магнитное поле изменяет импульс туннелирующих электронов из-за силы Лоренца [11]. Метод МТС ранее использовался для изучения электронных свойств различных полупроводниковых гетероструктур, включая валентную зону в квантовых ямах [12], квантовые точки [13] и квантовые ямы на основе «растворов» (deluted) Ga(AsN) [14]. Здесь мы представляем результаты исследования фоновых реплик в планарном магнитном поле \mathbf{B} .

Данный метод иллюстрирует рис. 1. Методом МТС обычно исследуются резонансно-туннельные диоды с двумерной системой в эмиттере, возникающей в результате аккумуляции заряда (рис. 1*a*). В этом случае туннелирующие электроны изменяют свою координату в среднем на хорошо определенное туннельное расстояние $\Delta z_{12} = \langle z_2 \rangle - \langle z_1 \rangle$, где $\langle z_1 \rangle$ и $\langle z_2 \rangle$ — положения электронов, усредненные по волновым функциям в эмиттере и по состояниям

в квантовой яме. Сила Лоренца изменяет импульс туннелирующего электрона на длине туннелирования на $eB\Delta z_{12}$, и можно считать, что в фазовом пространстве картина дисперсии электронов в квантовой яме сдвигается на ту же самую величину. В этом случае с сохранением энергии и импульса могут туннелировать только электроны, находящиеся в состояниях «пересечения», которые расположены на кривой пересечения дисперсионных поверхностей (рис. 1*б*). Число таких заполненных состояний пропорционально длине проекции Δp , показанной на рис. 1*б*. Поскольку туннельный ток пропорционален числу занятых состояний, он максимален, когда величина Δp максимальна, т. е. когда кривая пересечения двух парабол проходит через минимум поверхности, соответствующей закону дисперсии в эмиттере¹). Очевидно, это реализуется, когда выполняется следующее равенство (см. рис. 1):

$$E_{01}(V) = E_{02}(V) + E_{QW}(eB\Delta z_{12}), \quad (1)$$

где $E_{QW}(p)$ — дисперсионная зависимость для электронов в квантовой яме. Разность уровней подзон обычно с хорошей точностью пропорциональна приложенному напряжению V в силу эффекта Штарка:

$$\Delta E(V) = E_{01}(V) - E_{02}(V) = \alpha^{-1}eV, \quad (2)$$

¹) Это утверждение становится спорным для гофрированных дисперсионных поверхностей, но в нашем случае гетероструктур типа GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As такими эффектами можно пренебречь.

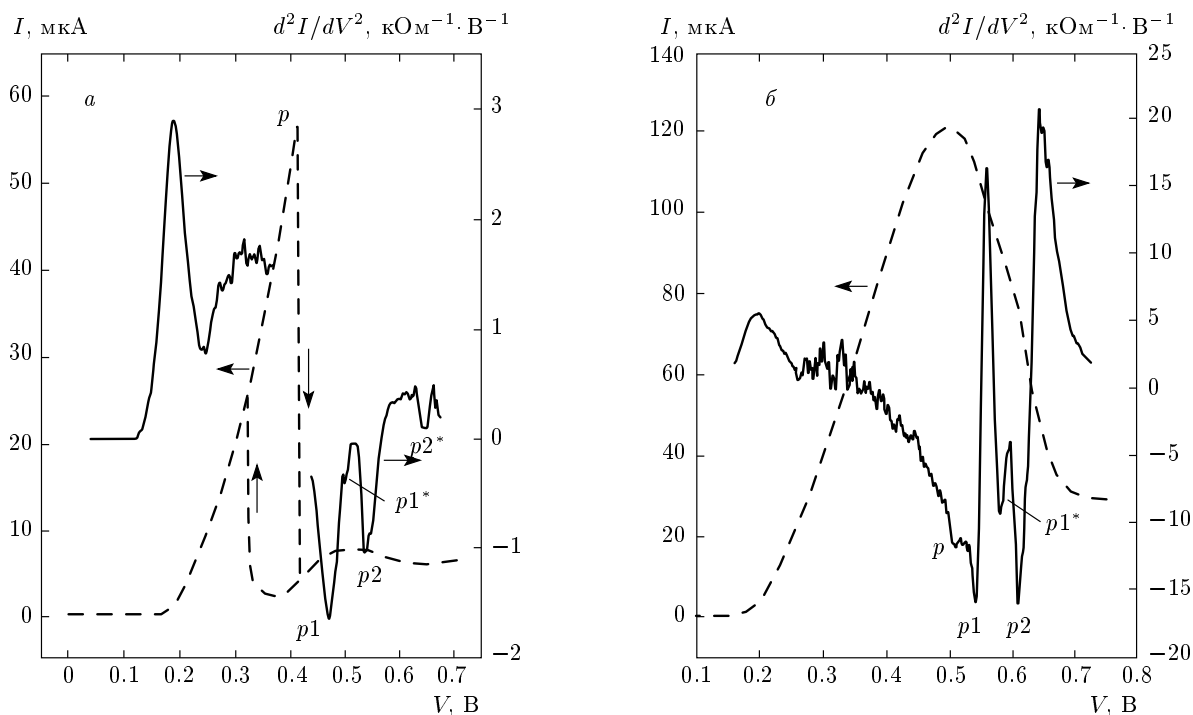


Рис. 2. Туннельные характеристики исследуемого резонансно-туннельного диода в отсутствие магнитного поля (а) и в планарном магнитном поле $B = 7$ Тл (б). Штриховая линия — ВАХ диода. Вертикальными стрелками указаны направления срывов тока на вертикальных участках ВАХ. Данные в области бистабильности не приведены из-за чрезмерного влияния токовых срывов. Указаны особенности СОФТ $p1^*$ и $p2^*$

где α — плечо «рычага» (leverage factor)²⁾. Из выражений (1), (2) следует основное уравнение метода МТС для положения V_p резонансного пика в токе:

$$eV_p = \alpha E_{QW}(eB\Delta z_{12}). \quad (3)$$

В соответствии с этим уравнением зависимость V_p от магнитного поля B воспроизводит закон дисперсии электронов в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Таким образом, если существует эффект антикроссинга, он должен проявиться в зависимости $V_p(B)$. Целью данной работы является обнаружение подобных эффектов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследовались образцы на основе двухбарьерной гетероструктуры $n-i-n$, выращенной методом мо-

²⁾ Плечо рычага, в свою очередь, также может зависеть от напряжения или функция $\Delta E(V)$ может быть нелинейной, например при накоплении заряда в квантовой яме. Однако даже в этом случае, если толщины барьеров значительно больше ширины квантовой ямы, зависимость $\Delta E(V)$ может быть линеаризована, по крайней мере в интересующем нас диапазоне. Данный факт есть прямое следствие эффекта Штарка.

лекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ) на подложке GaAs ориентации (100), легированной кремнием до концентрации $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В гетероструктуре слой квантовой ямы GaAs толщиной 8 нм сформирован между двумя туннельными барьерами $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 6 нм. Барьеры отделены от сильнолегированных слоев GaAs нелегированными спейсерными слоями GaAs шириной 50 нм. Концентрация легирующей примеси в последующих слоях GaAs возрастает от $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ вблизи барьеров до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Образцы представляли собой мезаструктуры диаметрами от 25 до 400 мкм.

На рис. 2 штриховой линией показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) резонансно-туннельного диода в отсутствие магнитного поля. Максимум тока, p , при напряжении $V_p = 0.414$ В, соответствует основному резонансу тока, когда выравниваются донья основных двумерных подзон, т. е. $E_{01}(V_p) = E_{02}(V_p)$. Что же касается расщепленного пика при $V \approx 0.5$ В, существуют две причины его возникновения. Во-первых, происхождение пиков может быть объяснено с помощью теории СОФТ, подробно исследованной ранее [9]. В рамках этой теории первый пик, $p1$, при $V = V_{p1} = 0.472$ В, соот-

ветствует испусканию оптического фонона в GaAs:

$$E_{01}(V_{p1}) - E_{02}(V_{p1}) = \hbar\omega_{LO1} = 36 \text{ мэВ}. \quad (4)$$

Второй пик, $p2$, при $V = V_{p2} = 0.536 \text{ В}$, соответствует оптическому фонону в $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$:

$$E_{01}(V_{p2}) - E_{02}(V_{p2}) = \hbar\omega_{LO2} = 53 \text{ мэВ}. \quad (5)$$

Главным недостатком этой модели является игнорирование полярных эффектов. Необходимо принимать во внимание, что полярны вызывают существенное изменение электронного спектра особенно в низкоразмерных структурах [1]. Полярны могут сформировать свои собственные уровни и подзоны в квантовых ямах. Из-за слабой дисперсии энергии полярных подзон должна быть очень близка к энергиям оптических фононов. Таким образом, второй причиной происхождения пиков может быть резонансное туннелирование через полярные подзоны. Эта модель ранее не рассматривалась, и здесь мы представляем новые экспериментальные результаты, подтверждающие полярную модель.

Чтобы обеспечить более точное разрешение и уменьшить влияние фоновой, нерезонансной монотонной части тока, была исследована вторая производная тока (рис. 2). Максимумы тока на ВАХ соответствуют минимумам второй производной. На рис. 2 видно, что во второй производной хорошо разрешаются фоновые реплики, основной же резонанс разрешается плохо в силу наличия срывов тока (см. стрелки на рис. 2) в области бистабильности, возникающей из-за наличия последовательного сопротивления спейсера. Для этой области можно найти положение основного резонанса на ВАХ как положение пика в токе.

Приложенное планарное магнитное поле расширяет главный резонанс и сужает область «переключения», или бистабильности. В этом случае положение p главного резонанса перемещается в область более высоких напряжений. Когда бистабильность исчезает, положение главного резонанса четко определяется как минимум второй производной (рис. 2б). Поведение особенностей второй производной при изменении магнитного поля несколько сложнее (рис. 3). Положения минимумов смещаются и когда два минимума сближаются, глубина одного из минимумов увеличивается с увеличением магнитного поля, в то время как у другого она уменьшается, т. е. наблюдается антикроссинг. Таким образом, первый антикроссинг возникает между минимумами p и $p1$ в области около $B^* = 5 \text{ Тл}$. Наблюдение за этим

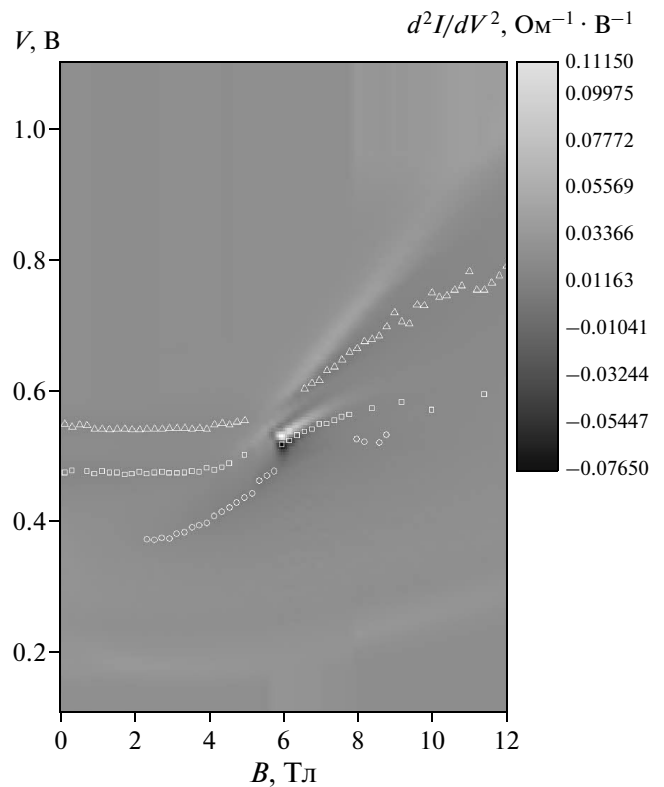


Рис. 3. Топографическая карта второй производной туннельного тока по напряжению в зависимости от напряжения и магнитного поля. Диапазон значений выбран таким образом, чтобы обеспечить наилучшую контрастность вблизи области антикроссинга. Треугольниками, кружками и квадратами обозначены положения основного максимума туннельного тока и минимумов второй производной, полученные из анализа отдельных характеристик

первым антикроссингом затруднено из-за токовых срывов в области отрицательного дифференциального сопротивления ВАХ. Следующий антикроссинг наблюдается в поле около $B^{**} = 7 \text{ Тл}$ между $p1$, $p1^*$ и минимумами $p2$. В этом случае глубины минимумов $p1$ и $p1^*$ уменьшаются, в то время как глубина минимума $p2$ возрастает с увеличением поля.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Антикроссинг невозможно объяснить в рамках модели СОФТ. Кроме того, в этой модели планарное магнитное поле должно сместить положение фоновых реплик в сторону более высоких напряжений

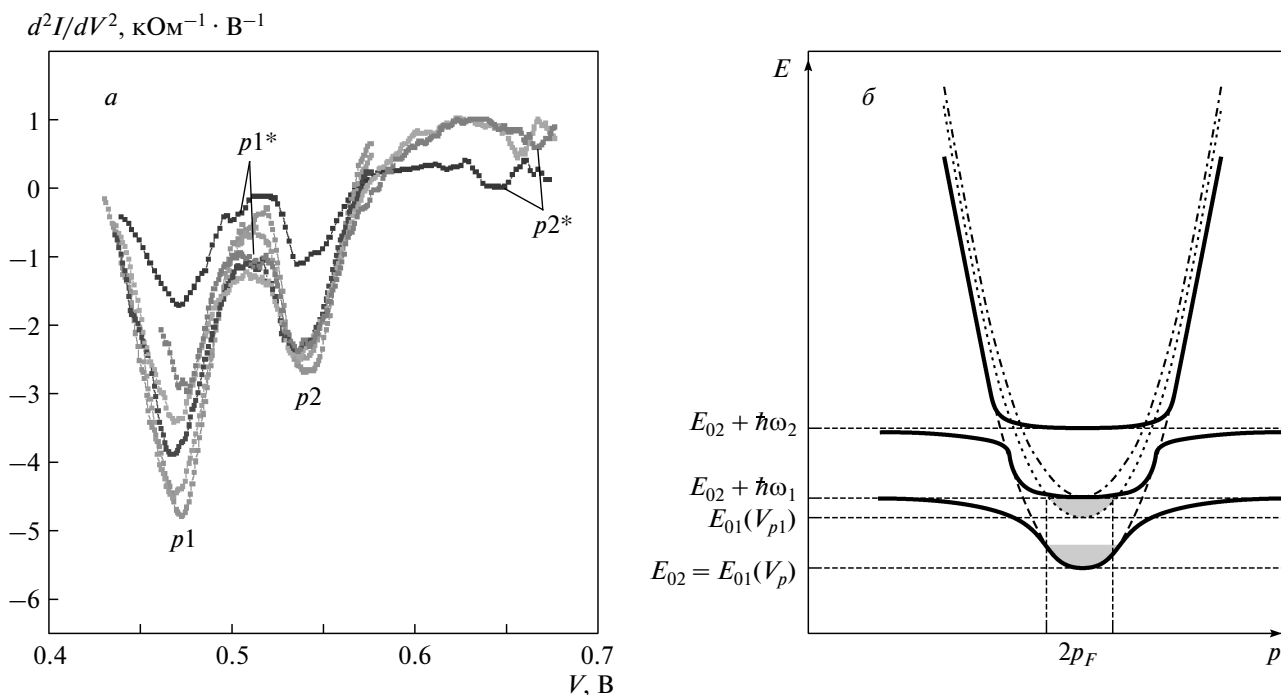


Рис. 4. *а*) Фононные реплики в зависимости второй производной тока от напряжения смещения в магнитных полях $B = 0, 0.4, 1, 2, 3, 4$ Тл (кривые сверху вниз). Указаны особенности СОФТ $p1^*$ и $p2^*$. *б*) Спектры двумерных поляронов в квантовой яме (сплошные кривые) и спектры электронов в квантовой яме эмиттера при напряжениях $V = V_p$ (штриховая кривая), $V = V_{p1}$ (пунктирная кривая), $V = V_{p1^*}$ (штрихпунктирная кривая)

подобно тому, как это происходит с основным резонансным пиком³⁾. Согласованное поведение минимумов $p1$ и $p1^*$ указывает на то, что их общее происхождение связано с оптическим фононом GaAs. Наблюдение двух минимумов (или двух резонансных пиков туннельного тока) также не объясняется теорией СОФТ.

Мы предлагаем новое объяснение происхождения фононных реплик, которое описывает эти особенности по крайней мере качественно. Известно, что в спектре двумерных электронов появляется заметная непараболичность вблизи энергии оптического фонона. Другими словами, при этой энергии возникает эффект антикроссинга. Существование антикроссинга было подтверждено измерениями цикло-

тронного резонанса [8] и туннельного спектра [10] в перпендикулярных магнитных полях. Из-за антикроссинга в спектре квантовой ямы формируются две дополнительные поляронные подзоны. В этом случае минимумы $p1$ и $p2$ могут быть связаны с резонансным туннелированием через поляронные подзоны.

Чтобы понять образование двух особенностей для одного фонона, необходимо рассмотреть резонансное туннелирование более детально. На рис. 4*б* спектр квантовой ямы с поляронными подзонами показан сплошными линиями. Спектр в эмиттере мы предполагаем параболическим (рис. 4*б*). Штриховая парабола показывает основной резонанс в спектре квантовой ямы, который имеет место при $V = V_p$. Следующий пик туннельного тока (или же минимум $p1$ второй производной тока) ожидается, когда основание поляронной подзоны в GaAs пересекает уровень Ферми в эмиттере (см. пунктирную линию). Ток пропорционален числу занятых состояний на кривой пересечения, которое, в свою очередь, пропорционально длине проекции заполненной части кривой пересечения на плоскость импульсов в фазовом пространстве. На рис. 4*б* штриховой линией по-

³⁾ Особенности СОФТ должны наблюдаться как особенности-«спутники», сопутствующие основному резонансу. Это есть следствие того, что наиболее вероятный процесс — это рассеяние туннелирующего электрона с сохранением планарной компоненты импульса. В планарном магнитном поле сохранять необходимо обобщенный импульс, что приводит к смещению резонансного пика в сторону больших напряжений. Следует ожидать подобного эффекта и для особенностей СОФТ.

казано положение параболы, при котором проекция будет наибольшей. Минимум $p1^*$ можно объяснить особенностью СОФТ, наблюдаемой, когда выполняется условие (4). Аналогичное объяснение может использоваться для минимумов $p2^*$ и $p2$.

Для подтверждения этой гипотезы достаточно проанализировать магнитные зависимости положений минимумов в относительно слабых магнитных полях⁴⁾ (рис. 4а). На рис. 4а хорошо видно, что положения минимумов $p1$ и $p2$ почти нечувствительны к магнитному полю, в то время как минимумы $p1^*$ и $p2^*$ с увеличением поля смещаются к более высоким напряжениям. Независимость положения минимумов от магнитного поля в слабых магнитных полях может быть объяснена очень слабой дисперсией в поляронных подзонах при малых значениях импульсов, потому что в этом случае изменение импульса туннелирующего электрона магнитным полем не приводит к заметному изменению в его энергии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитотуннельная спектроскопия предоставляет нам новую возможность для изучения и установления происхождения фононных реплик оптических фононов в резонансно-туннельных диодах, выполненных на основе полярных полупроводников. Обнаруженное поведение антикроссинга резонанса и фононных реплик, а также нечувствительность положения фононных реплик к магнитному полю в слабых магнитных полях дают нам веские основания утверждать, что фононные реплики обусловлены резонансным туннелированием электронов через двумерные поляронные подзоны, сформированные в двумерном спектре квантовой ямы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00487). Авторы

благодарны Лоренсу Ивсу (Laurence Eaves) и Амалии Патане (Amalia Patané) за техническую помощь и плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. T. DeVreese, *Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors*, ed. by J. T. DeVreese, North-Holland, Amsterdam (1972).
2. Л. Д. Ландау, С. И. Пекар, ЖЭТФ **18**, 419 (1948).
3. H. Fröhlich, *Adv. Phys.* **3**, 325 (1954).
4. J. Bardeen and W. Shockley, *Phys. Rev.* **80**, 72 (1950).
5. R. P. Feynman, R. W. Hellwarth, C. K. Iddings et al., *Phys. Rev.* **127**, 1004 (1962).
6. M. Jaime, H. T. Hardner, M. B. Salamon et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 951 (1997).
7. *Lattice Effects in High- T_c Superconductors*, ed. by Y. Bar-Yam, T. Egami, J. Mustre de Leon, and A. R. Bishop, World Sci., Singapore (1992).
8. H. Sigg, P. Wyder, and J. A. A. J. Perenboom, *Phys. Rev. B* **31**, 5253 (1985).
9. H. Mizuta and T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1995), p. 53.
10. G. S. Boebinger, A. F. J. Levi, S. Schmitt-Rink et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 235 (1990).
11. B. R. Snell, K. S. Chan, F. W. Sheard et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2806 (1987).
12. R. K. Hayden, D. K. Maude, L. Eaves et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1749 (1991).
13. E. E. Vdovin, A. Levin, A. Patané et al., *Science* **290**, 122 (2000).
14. J. Endicott, A. Patané, J. Ibáñez et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126802 (2003).

⁴⁾ Под слабыми магнитными полями подразумеваются поля, меньшие поля, где наблюдается первый антикроссинг; для данного образца $B < 5$ Тл.