

# МАГНИТНЫЙ ПРОБОЙ И КВАНТОВЫЙ МАГНИТОТРАНСПОРТ С ПОСТОЯННЫМ ПСЕВДОСПИНОМ В НАКЛОННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

*М. В. Якунин\**, *С. М. Подгорных*, *В. Н. Неверов*

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620041, Екатеринбург, Россия*

Предложена методика прецизионного сканирования плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  между проекциями магнитного поля перпендикулярно и параллельно (квази-)двумерным слоям при измерениях их продольного и холловского магнитосопротивлений. Проведенные по данной методике исследования двойной квантовой ямы  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x \approx 0.2$ ) позволили выявить ряд особенностей магнитосопротивления, обусловленных сложным энергетическим спектром двойной квантовой ямы в параллельном поле, и отделить их от структур, связанных с магнитным пробоем. Траектории, описывающие особенности магнитосопротивления на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , удается описать на основе квазиклассических расчетов квантования энергетического спектра двойной квантовой ямы под действием перпендикулярной компоненты поля. Структуры, возникшие вследствие магнитного пробоя, усиливаются с ростом полной величины магнитного поля и в образцах с невысокой подвижностью целиком подавляют особенности, обусловленные движением электрона с постоянной компонентой псевдоспина. Пики, соответствующие магнитному пробую, расщепляются в сильном параллельном поле из-за спинового расщепления уровней Ландау. Эти расщепления отвечают эффективной величине фактора Ланде  $|g^*| \approx 3$ .

PACS: 73.50.Jt, 73.20.-r

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Наличие дополнительных степеней свободы в системе двух взаимосвязанных двумерных слоев (двойная квантовая яма), обусловленных возможностью для электрона находиться в одном из этих слоев либо на одном из близкорасположенных энергетических уровней размерного квантования в данной системе (что характеризуется квантовым числом, называемым псевдоспином, или изоспином) [1], значительно расширяет физику квантовых магнито-транспортных явлений, приводя к формированию новых коллективных состояний электронной системы (см., например, работы [2]), вплоть до реализации идеи экситонного бозе-конденсата [3]. Дальнейшее увеличение числа степеней свободы за счет возможности для электрона находиться на одном из спиновых подуровней при достаточно сильном спиновом расщеплении уровней энергии приводит к новым свойствам (см., например, [4]), что также пред-

ставляет интерес для анализа приложений в спинтронике. Гетеросистема  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  интересна для физики двойных квантовых ям с учетом последнего аспекта именно наличием существенно больших спиновых расщеплений, чем в традиционно исследуемой системе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , хотя из-за худшего согласования постоянных решетки обычно имеет не столь высокое качество [5].

Одним из эффективных инструментов при изучении специфических свойств конкретной квазидвумерной системы является исследование влияния компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$ , направленной параллельно слоям. Только в идеальном двумерном слое такой зависимости не должно быть вообще (при том, однако, условии, что игнорируется спин). Следовательно, наличие зависимости от  $B_{\parallel}$  есть мера квазидвумерности, а также спиновых расщеплений.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Мы исследуем магнитосопротивление  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  двойной квантовой ямы  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

\*E-mail: yakunin@imp.uran.ru

( $x \approx 0.2$ ) в наклонных магнитных полях  $\mathbf{B}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  при детальном сканировании плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  в пределах всей окружности от полного значения магнитного поля, достигаемого в используемом соленоиде (9 Тл), до нуля с использованием прецизионного электронно-управляемого программируемого вращателя фирмы Quantum Design, позволяющего изменять угол  $\varphi$  поворота магнитного поля относительно нормали к плоскости слоев с шагом  $0.1^{\circ}$ , а также координировать изменения угла и магнитного поля соленоида. Последнее возможно, поскольку управление вращателем и источником тока соленоида осуществлялось одним компьютером. Принципиально новым моментом в наших измерениях является то, что данный тип вращателя позволяет осуществлять сканирование по углу при фиксированных величинах поля, тогда как в традиционной методике в такого рода экспериментах сканирование проводилось бы по магнитному полю при фиксированных углах. Изменение магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде подразумевает ограничение скорости этого изменения и неизбежно приводит к повышенному расходу жидкого гелия, в то время как при сканировании по углу в фиксированном поле соленоид находится в стабилизированном состоянии. Поэтому в нашей методике время измерений и расход жидкого гелия уменьшаются многократно, делая реальным получение больших массивов экспериментальных точек (порядка  $10^5$  в наших экспериментах при шаге по углу  $0.1^{\circ}$  и шаге по полю 0.1 Тл от 0 до 9 Тл). Благодаря этому, из однократно полученного массива экспериментальных данных можно не только строить детальные зависимости магнитосопротивления  $\rho$  в виде поверхностей в координатах  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , но также чисто математически с помощью специальных компьютерных программ извлекать наборы зависимостей  $\rho(B_{\perp}, B_{\parallel})$  от одной из компонент поля при фиксированных значениях другой (см. примеры ниже), зависимости  $\rho(B, \varphi)$  от полного поля при фиксированных углах и др. Ранее измерения зависимости  $\rho(B_{\perp}, B_{\parallel})$  как функции двух переменных проводились с помощью двух соленоидов, создающих скрещенные магнитные поля. Однако при этом один из них должен быть расщепленным соленоидом, что существенно ограничивает максимальное значение соответствующей компоненты магнитного поля. Наша методика снимает такие ограничения. Отметим также, что в используемом вращателе при сканировании по углу достигается значительно лучшее отношение сигнал/шум в измеряемом магнитосопротивлении,

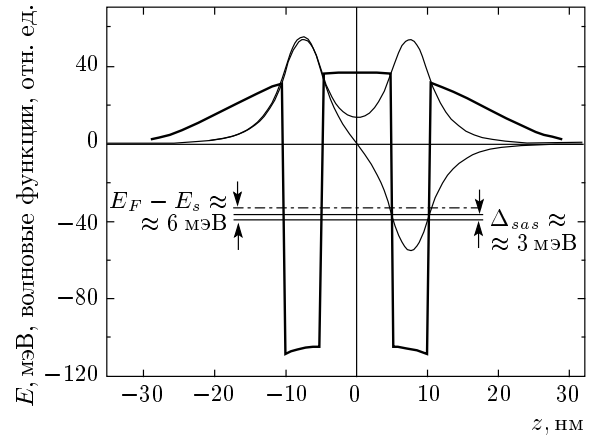
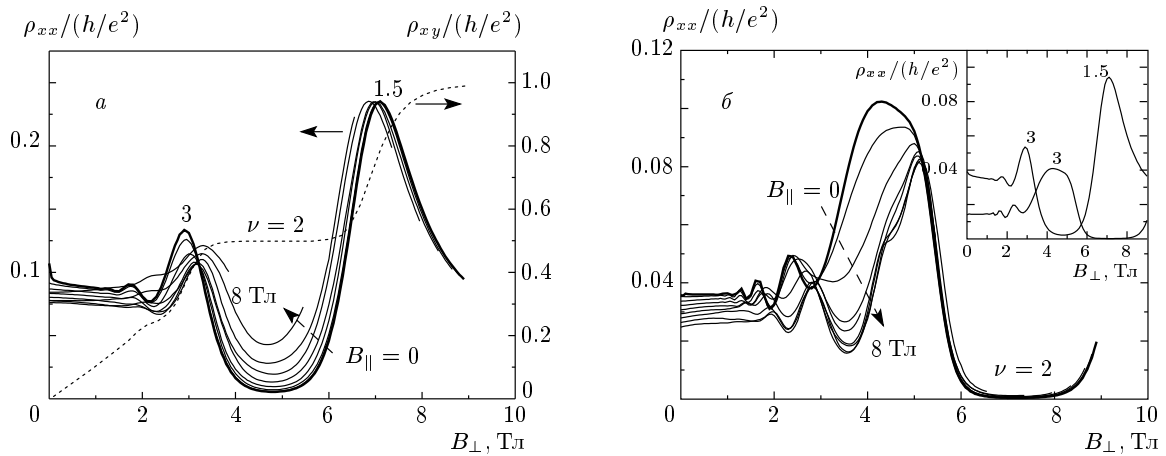


Рис. 1. Профиль потенциала (жирная линия) и волновые функции (тонкие кривые) исследуемого образца  $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As/GaAs}$  с двойной квантовой ямой ( $E_F$  — уровень Ферми,  $E_s$  — уровень симметричного состояния,  $\Delta_{sas}$  — туннельная щель)

чем при сканировании по полю. В исследованном интервале температур ( $T \geq 1.8$  К) при хорошем теплоотводе (образец находится в газообразном гелии) вращение практически не приводит к нагреву образца<sup>1</sup>). Все это позволяет рассматривать нашу методику сканирования по углу как прецизионный инструмент, обеспечивающий принципиально новые возможности для исследований тонких деталей в зависимостях магнитосопротивления от угла или от параллельной компоненты магнитного поля при фиксированных величинах перпендикулярной компоненты.

В исследуемой системе квантовые ямы InGaAs имеют ширину 5 нм, ширина барьера GaAs составляет 10 нм, структура  $\delta$ -легирована симметрично в прилегающих к двойной квантовой яме барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц, изначальная полная концентрация электронов  $2.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . На рис. 1 представлены профиль потенциала исследуемого образца, два наинизших уровня энергии, отвечающие симметричному и антисимметричному состояниям, их волновые функции, а также уровень Ферми в исходном состоянии образца. Подсветка ИК-излучением позволяет повысить концентрацию

<sup>1</sup>) При более низких температурах сканирование по углу может стать проблематичным. Так в традиционных рефрижираторах растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  связанные с вращением механические возмущения приводят к сильному разогреву образца, в частности из-за того, что образец находится в вакууме. Релаксация температуры после каждого такого возмущения занимает время порядка часа, что делает бесполезной методику сканирования по углу в таких измерениях.



**Рис. 2.** Зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp})$  в единицах  $h/e^2$  при фиксированных значениях компоненты параллельного поля  $B_{\parallel} = 0, 1, \dots, 8$  Тл до подсветки (а) и после подсветки (б). Штриховая кривая — зависимость  $\rho_{xy}(B_{\perp})[B_{\parallel} = 0]$  для квантового эффекта Холла. На вставке приведено сравнение кривых до (сплошная кривая) и после (штриховая) подсветки при  $B_{\parallel} = 0$

примерно в 1.5 раза, повышенная концентрация сохраняется при температуре эксперимента 1.8 К (в пределах 0.5 %) за все время эксперимента — около 4 сут.

На рис. 2 представлены зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp})[B_{\parallel}]$  при фиксированных значениях  $B_{\parallel} = 0, 1, \dots, 8$  Тл до и после подсветки, извлеченные из массива данных, полученных из измерений зависимостей магнитосопротивления от угла при фиксированных значениях полного магнитного поля,  $\rho_{xx}(\varphi)[B]$  (рис. 3). Кривые  $\rho_{xx}(B_{\perp})[B_{\parallel}]$  в состоянии образца до подсветки сопоставлены с кривой  $\rho_{xy}(B_{\perp})[B_{\parallel} = 0]$  для квантового эффекта Холла в чисто перпендикулярном поле (рис. 2а). Такое сопоставление дает возможность присвоить минимумам и максимумам кривых  $\rho_{xx}(B_{\perp})[B_{\parallel}]$  физически осмысленные обозначения. Для минимумов — это фактор заполнения  $\nu$  уровней магнитного квантования (при их нумерации подряд вне зависимости от их природы, в том числе от ориентации спина), который на плато зависимости  $\rho_{xy}(B_{\perp})$  принимает целочисленные значения  $\nu = h/e^2 \rho_{xy}$  в соответствии с физикой целочисленного квантового эффекта Холла [1]. Интервал полей  $B_{\perp}$  между плато со значениями  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$  соответствует процессу заполнения второго по порядку уровня магнитного квантования (каковым в данном случае является верхний спиновый подуровень уровня Ландау с  $N = 0$ , т. е. подуровень  $0^-$ ), поэтому максимум величины  $\rho_{xx}$  в этом интервале полей расположен в окрестностях  $\nu = 1.5$  (хотя нельзя утверждать, что он расположен точно в поле

для данного фактора заполнения), и мы обозначаем его «1.5». После плато  $\nu = 2$  следующей в сторону слабых полей идет плато  $\nu = 4$ . Отсутствие плато  $\nu = 3$  означает, что спиновое расщепление уровня Ландау  $N = 1$  уже не состоялось. Максимум величины  $\rho_{xx}$  на месте этого состояния естественно обозначить «3» как отвечающий положению уровня Ферми в центре нерасщепленного по спину уровня Ландау  $N = 1$ . Остальные пики в меньших полях расположены, соответственно, в окрестностях нечетных индексов  $\nu = 5, 7, 9, \dots$

Как видно из серии кривых  $\rho_{xx}(B_{\perp})[B_{\parallel}]$  (рис. 2), имеется ощутимая зависимость картины осцилляций от параллельного поля. В состоянии до подсветки в чисто параллельном поле зависимость  $\rho_{xx}(B_{\parallel})$  имеет (размытый) минимум (рис. 3, 4), положение которого соотносится с выходом уровня Ферми из верхней подзоны ( $E_a$ ). По положению этого минимума можно подкорректировать величину туннельной щели  $\Delta_{SAS}$  относительно рассчитанной для идеализированного профиля потенциала двойной квантовой ямы. На осцилляционных кривых зависимостей  $\rho_{xx}(B_{\perp})[B_{\parallel}]$  пики смещаются с ростом  $B_{\parallel}$ , причем разные пики в разные стороны (см. рис. 2а), что можно было бы связать с изменением спинового расщепления. В состоянии после подсветки (см. рис. 2б) картина изменений осцилляций  $\rho_{xx}(B_{\perp})[B_{\parallel}]$  особенно ярко выражена. Пик, происходящий из пика 3 в неосвещенном образце, изначально сильно уширен, и минимум слева от него уже соответствует  $\nu = 5$ , а не  $\nu = 4$ , как в неосвещенном образце (см. объ-

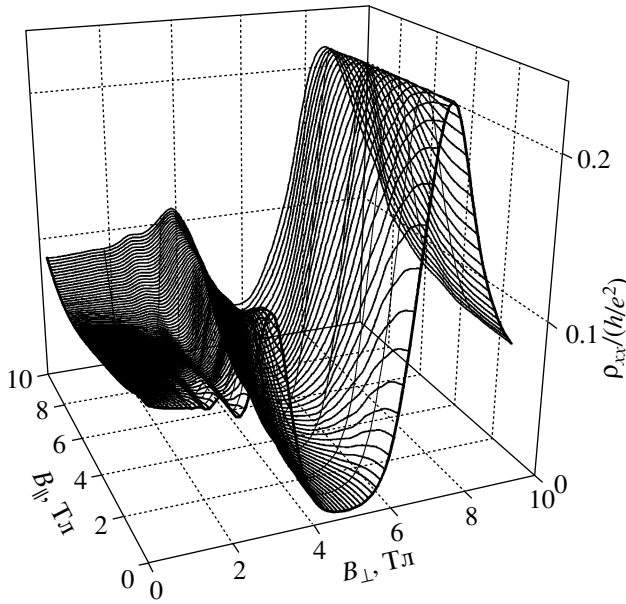


Рис. 3. Результаты измерений  $\rho_{xx}(\varphi)[B]$  (при фиксированных величинах полного поля  $B$ ) до подсветки

яснение этому ниже; теперь обозначение «3» для данного пика уже в большей степени условно, оно скорее указывает на его связь с соответствующим пиком в неосвещенном образце). Указанные трансформации пика 3 с освещением можно интуитивно связать с большим заселением второй (антисимметричной) подзоны (и это подтверждается приведенными далее расчетами). С ростом  $B_{\parallel}$  этот пик смещается в сторону больших полей, существенно сужается и далее расщепляется. В области промежуточных полей происходят сложные трансформации осцилляций, которые уже невозможно анализировать при данном представлении экспериментальных результатов в виде набора отдельных кривых.

Последний пример указывает на необходимость более подробного анализа изменений осцилляций магнитосопротивления с параллельным магнитным полем, т. е. исследований полной (а не фрагментарной) зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  от обеих компонент магнитного поля, что возможно из полученного в нашей методике массива экспериментальных данных. На рис. 3 отображены прямые (т. е. никак не преобразованные) результаты измерений магнитосопротивления  $\rho_{xx}(\varphi)[B]$  (до подсветки). Далее, по набору полученных кривых с помощью специальной программы интерполяции строилась сплошная поверхность  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , варианты которой в состояниях до и после подсветки представлены на рис. 4. Имен-

но из такой поверхности программным способом извлекались сечения зависимостей  $\rho_{xx}$  от одной из компонент,  $B_{\perp}$  или  $B_{\parallel}$ , при фиксированных значениях другой, представленные на рис. 2. Для точного анализа полученных зависимостей  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  и дальнейшего сопоставления их с расчетами более удобным является представление экспериментальных результатов в виде проекции, отображающей эту зависимость поверхности на плоскость  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , т. е. в виде «географической» карты с градацией «высоты» (в роли которой здесь выступает магнитосопротивление), например, в виде оттенков серого цвета (рис. 5, 6).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ И ИХ АНАЛИЗ

Энергетическая дисперсия  $E(k_x, k_y)$  ( $x$  и  $y$  — направления в плоскости слоев) двойной квантовой ямы без магнитного поля отображается двумя коаксиальными параболоидами вращения, смещенными по энергии на величину туннельной щели  $\Delta_{SAS}$  (рис. 7а), а при наличии компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$  представляет собой сложную конфигурацию, образованную латерально смещенными параболоидами с туннельной щелью вдоль несостоявшейся линии их пересечения (рис. 7б). Такая конфигурация состоит из внутренней поверхности с сечениями при постоянной энергии в виде линзы (Lens) и наружной с сечениями в виде гантели или земляного ореха (Peanut) или двух окружностей [6, 7]. Под действием компоненты  $B_{\perp}$  электрон стремится циклически двигаться по каждой из указанных траекторий, при этом он вынужден периодически туннелировать между слоями. Однако характер его движения может быть и иным: электрон может совершать перескоки между траекториями типа «гантель» и «линза» (или через узкий участок траектории «гантель» в случае, когда уровень Ферми попадает в щель  $\Delta_{SAS}$ ), туннелируя сквозь потенциальный барьер порядка величины туннельной щели двойной квантовой ямы — эффект магнитного пробы [6, 7] (рис. 8). В этом случае электрон фактически будет двигаться по круговой траектории, оставаясь в пределах одного слоя. Таким образом, магнитный пробой — это тот эффект, который стремится превратить двойную квантовую яму в набор двух отдельных слоев. Реально в образце идут оба процесса с определенным соотношением их вероятностей — движение по точным орбитам (с неизменным

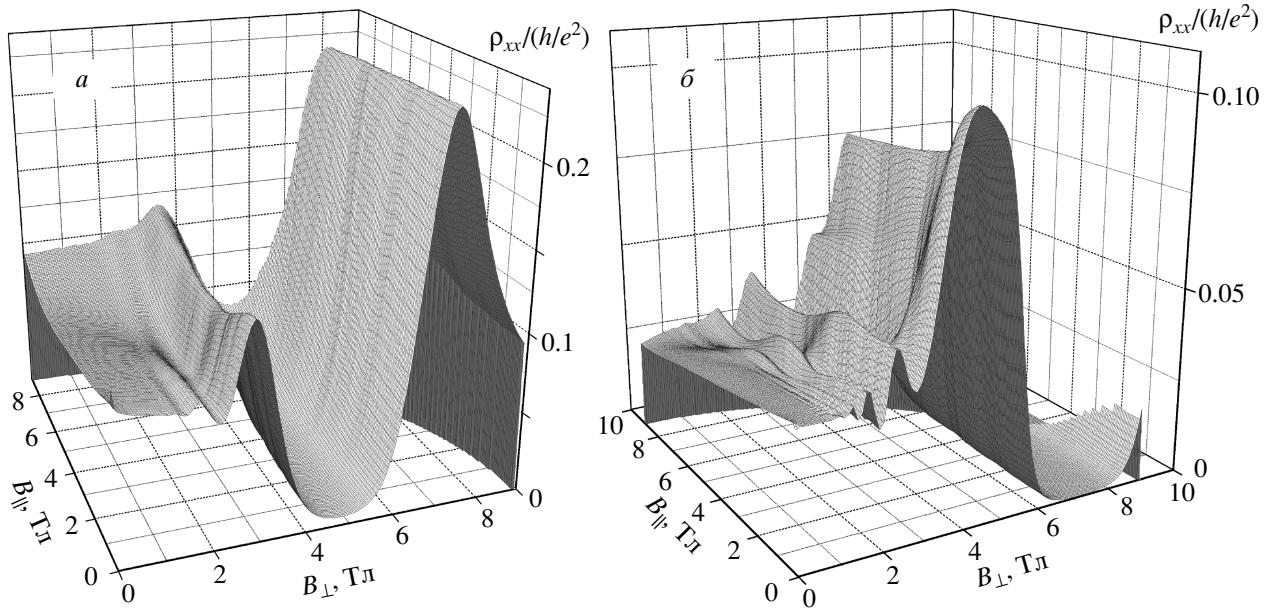


Рис. 4. Объемная картина зависимости магнитосопротивления от двух компонент поля,  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , полученная после преобразования экспериментальных данных в сплошную поверхность: *a* — до подсветки (результат преобразования рис. 3); *b* — после подсветки

псевдоспином) и движение по круговым орбитам в результате магнитного пробоя. Вероятность магнитного пробоя возрастает с уменьшением туннельной щели, с увеличением магнитного поля и с ростом беспорядка. В последних двух случаях это происходит в связи с размытием траекторий в  $k$ -пространстве соответственно из-за локализации электрона в координатном пространстве с ростом магнитного поля или из-за уменьшения его времени жизни.

Анализ наблюдаемых особенностей мы проводим, исходя из закона дисперсии электрона в двойной квантовой яме в присутствии параллельного магнитного поля  $B_{\parallel} = B_x$  [8]:

$$E_{1,2}^{\pm} = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m} + \frac{E_s + E_a}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_{sas}^2 + \left(2\hbar \frac{eB_x d}{m} k_y\right)^2} \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B, \quad (1)$$

где  $E_s$  и  $E_a$  — уровни симметричного и антисимметричного состояний, формирующие соответственно нижний и верхний края туннельной щели  $\Delta_{sas}$ ,  $d$  — эффективное расстояние между слоями, примерно равное расстоянию между центрами квантовых ям,  $g^*$  — эффективный фактор спинового расщепления Ланде,  $\mu_B$  — магнетон Бора, верхний индекс « $\pm$ » у энергии означает ориентацию спина. На основе этого закона были рассчитаны траектории

на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , отвечающие таким комбинациям компонент поля, при которых спиновые подуровни уровней Ландау с  $N = 0, 1, 2, \dots$ , принадлежащие каждой из четырех поверхностей энергетической дисперсии  $E_{1,2}^{\pm}(k_x, k_y)[B_{\parallel}]$ , пересекают уровень Ферми. При таком пересечении резонансно возрастает рассеяние электронов и должен наблюдаться максимум магнитосопротивления. Линейные по  $k$  члены в законе дисперсии не учитывались. Расчеты велись по следующей схеме.

При фиксированной величине поля  $B_{\parallel}$  из уравнения (1) рассчитываются все четыре поверхности  $E_{1,2}^{\pm} = f(k_x, k_y)$ .

Уровень Ферми  $E_F$  отсекает на каждой из поверхностей горизонтальное сечение, площадь которого  $S_{i\pm} = 4\pi^2 n_{si\pm}$ , где  $n_{si\pm}$  — поверхностная концентрация электронов, заполняющих подзону  $i\pm$ .

Энергия Ферми  $E_F$  находится из условия

$$\sum_{i=1}^2 \sum_{\pm} n_{si\pm}(E_F) = n_s,$$

где  $n_s$  — полная поверхностная концентрация электронов в двойной квантовой яме, определяемая экспериментально по положению минимума  $\nu = 2$  на зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp})$ .

Зная  $E_F$ , можно определить площади сечений  $S_{i\pm}(E_F)$  всех четырех поверхностей.

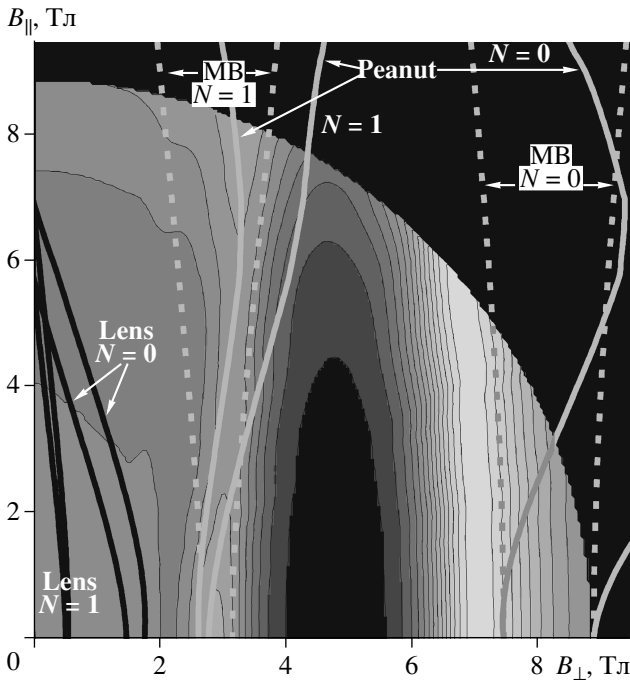


Рис. 5. Данные рис. 4а в виде карты зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  в градациях серого цвета: светлые области соответствуют большим величинам  $\rho_{xx}$ , темные — меньшим. Наложенные на карту линии — результаты расчетов в квазиклассическом приближении комбинаций двух компонент поля, при которых определенный магнитный уровень пересекает уровень Ферми. Учтены две ориентации спина. Сплошные светлые линии (Peanut) для наружной поверхности  $E(k_x, k_y)$ , сплошные черные (Lens) для внутренней, штриховые (MB) для магнитного пробоя между двумя предыдущими типами траекторий

Считаем, что магнитный уровень поверхности  $i$  пересекает уровень Ферми, когда выполняется условие квазиклассического квантования

$$\frac{S_{i\pm}(E_F)}{4\pi^2} = \frac{eB_{\perp}iN_{\pm}}{h}(N + \gamma), \quad (2)$$

где  $N = 0, 1, 2, \dots$  — номер магнитного уровня при сквозной нумерации всех магнитных уровней (включая спиновые подуровни),  $\gamma$  — некий параметр в интервале от нуля до единицы [9] ( $\gamma = 1/2$  для согласования с квантовомеханическими расчетами). Зная, при каком значении  $B_{\parallel}$  получен результат, получаем точку на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , отвечающую пересечению уровня Ферми магнитным уровнем  $N$  поверхности  $i$ . Далее, варьируя  $B_{\parallel}$ , получаем соответствующую траекторию:  $B_{\parallel iN_{\pm}} = f(B_{\perp})$ .

Данные квазиклассические расчеты дают ощутимые погрешности положения рассчитанных траекто-

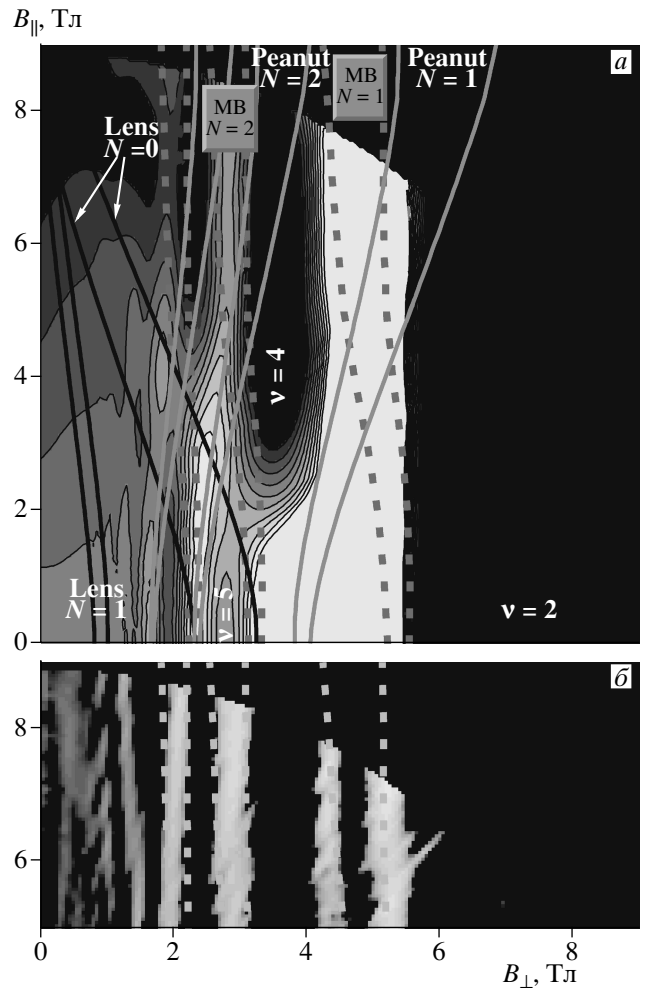


Рис. 6. а) То же, что на рис. 5, но после подсветки. Замкнутые контуры, ограничивающие светлые области, выделяют локальные возвышенности на ориентированных вдоль параллельного поля хребтах зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ . Эти локальные возвышенности, а также левый склон купола для пика 3 в окрестностях  $B_{\perp} = 4$  Тл при малых величинах  $B_{\parallel}$ , укладываются на траекторию (Lens,  $N = 0$ ). б) Аналогичная картина для второй производной  $-\partial^2 \rho_{xx} / \partial \varphi^2$ , построенная, чтобы выделить расщепление пика (MB,  $N = 1$ )

рий [10], особенно большие в области малых квантовых номеров, но, по крайней мере, позволяют оценить вид этих траекторий и их взаимное положение. Аналогичные расчеты проводились в работе [6] для анализа результатов измерения магнитосопротивления в двойной квантовой яме GaAs/AlGaAs. В наших расчетах форма полученных траекторий несколько проще, чем в работе [6], поскольку мы рассматривали непосредственно квазиклассическое

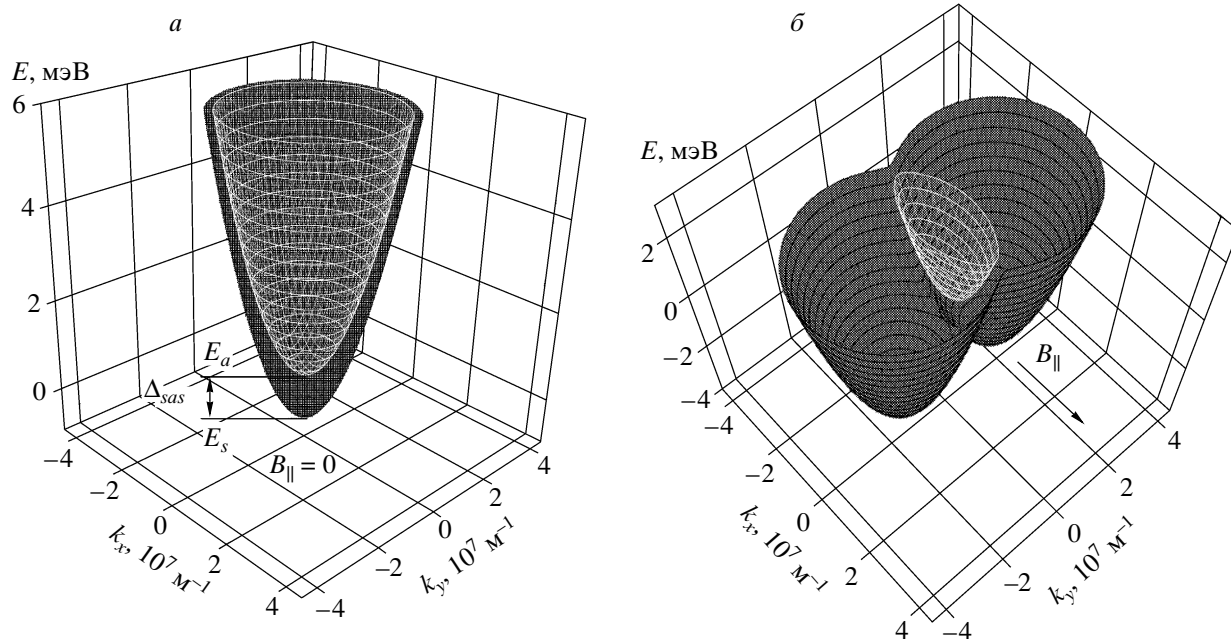


Рис. 7. Закон энергетической дисперсии  $E(k_x, k_y)$  двойной квантовой ямы в отсутствие магнитного поля (а) и в магнитном поле, параллельном оси  $x$  (б)

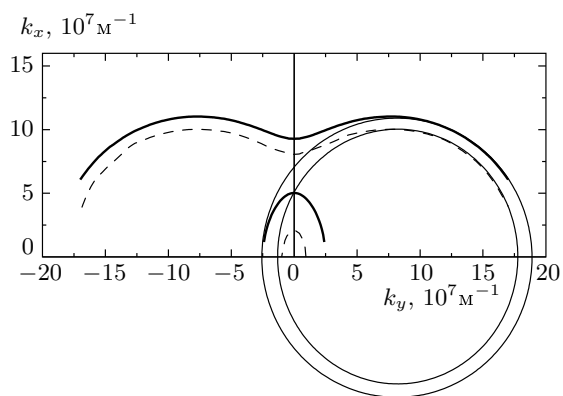


Рис. 8. Фрагменты сечений изоэнергетических поверхностей двойной квантовой ямы на уровне Ферми в параллельном поле (сплошные и штриховые линии для двух ориентаций спина) и круговые траектории, соответствующие магнитному пробую. Расчет для состояния после подсветки,  $B_{\parallel} = 8$  Тл,  $|g^*| = 3$

квантование изоэнергетических сечений в плоскости  $(k_x, k_y)$ , а не вводили его через квантование энергии в непараболичном законе энергетической дисперсии. По этой причине в работе [6] оказались (некорректно) усилены эффекты, связанные со стремлением к бесконечности эффективной массы в седловой точке

поверхности  $E(k_x, k_y)$ .

Результаты расчетов представлены выше на рис. 5 (до подсветки) и рис. 6 (после подсветки) в виде линий, наложенных на карту экспериментальных данных. Траектории  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  для внутренней поверхности (Lens) представляют собой семейство убывающих линий, а для наружной (Peanut) — возрастающих. Также на рис. 5, 6 приведены траектории для магнитного пробоя (МВ), форма которых (но не абсолютные положения относительно оси  $B_{\perp}$ ) рассчитаны, исходя из изменений с ростом  $B_{\parallel}$  радиуса эффективной круговой траектории для каждой из ориентаций спина (см. рис. 8). Для описания спиновых расщеплений закладывалась величина эффективного фактора Ланде  $|g^*| = 3$  (обоснование см. ниже).

Выделим основные особенности в полученных стереоскопических зависимостях  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  и сопоставим их с проведенными расчетами. Пик 1.5, наблюдаемый в состоянии до подсветки, с ростом параллельной компоненты поля (на объемной картине рис. 3–6 от понятия «пик» можно перейти к понятию «хребет») практически не меняет своей амплитуды и формы, только немного смещается в слабые поля (см. рис. 2а, 4а, 5). Последнее противоречит нашим квазиклассическим расчетам для траекторий типа «гантель» и «линза», так как в этих случаях

он должен был бы ощутимо смещаться соответственно в большие или меньшие поля. Поэтому остается только связать его с магнитным пробоем, поскольку площадь соответствующей круговой траектории в этом случае если и зависит от  $B_{\parallel}$ , то очень слабо.

Пик 3, в отличие от пика 1.5, с ростом  $B_{\parallel}$  ощутимо затухает и уширяется, при этом смещается в большие поля. Эти различия в поведении пиков можно объяснить тем, что пик 1.5 формируется единственным спиновым подуровнем Ландау  $N = 0^-$ , слабое его смещение в сторону меньших значений  $B_{\perp}$  с ростом  $B_{\parallel}$  может быть связано с усилением спинового расщепления при увеличении полного поля, тогда как пик 3 формируется обоими спиновыми подуровнями (состояние  $\nu = 3$  для спинового расщепления не разрешено), и более того, при малых  $B_{\parallel}$  он связан с двумя уровнями Ландау, принадлежащими разным типам траекторий, «гантель» и «линза».

Поведение пика 3 будем анализировать в состоянии образца после освещения, поскольку при этом возросла подвижность, все особенности сместились в большие магнитные поля и стали более четко выраженными (см. рис. 2б). В этом состоянии пик 3 сильно уширен при  $B_{\parallel} = 0$ , с ростом  $B_{\parallel}$  он, как и в изначальном неосвещенном состоянии, смещается в сторону больших полей  $B_{\perp}$ , но при этом быстро сужается, а в больших полях  $B_{\parallel}$  расщепляется. Данное поведение особенно ярко видно в стереоскопическом представлении (см. рис. 4б) и в виде карты (см. рис. 6). Как следует из наших расчетов, для того чтобы объяснить изначальное уширенное состояние пика 3 с помощью только спинового расщепления какого-либо одного уровня Ландау, понадобится величина  $g$ -фактора, примерно в пять раз большая, чем  $|g^*| = 3$  (см. нижнюю часть рис. 6 при  $B_{\parallel} \rightarrow 0$ ). Но, главное, при этом непонятным остается поведение этого пика с ростом  $B_{\parallel}$ : резкое уменьшение его амплитуды с быстрым выходом на насыщение и быстрое сужение, а также последующее расщепление при больших величинах  $B_{\parallel}$ .

Более понятное объяснение состоит в том, что при  $B_{\parallel} = 0$  пик 3 обусловлен наложением траекторий разного типа, т. е. в чисто перпендикулярном поле уровень Ферми при близких величинах поля пересекается разными уровнями Ландау, принадлежащими разным поверхностям  $E(k_x, k_y)$  — внутренней и внешней, что аддитивно усиливает рассеяние и приводит к большей величине соответствующего пика магнитосопротивления. На участие дополнительного магнитного уровня в формировании данного пика указывает и то, что минимум слева от него располо-

жен в поле, отвечающем фактору заполнения  $\nu = 5$ , а не  $\nu = 4$ , как это имело место для минимума слева от пика 3 в образце до подсветки. С ростом  $B_{\parallel}$  траектории типа «линза» и «гантель» расходятся в разные стороны (см. рис. 6а) и данный пик резко затухает и сужается, чем и объясняется куполообразность этого пика в области значений параллельной компоненты поля вблизи  $B_{\parallel} = 0$ . С этим объяснением коррелирует и то, что с ростом  $B_{\parallel}$  минимум слева от этого пика смещается в сторону больших полей и теперь соответствует значению  $\nu = 4$  (рис. 6а). Таким образом, произошедший из куполообразного пика узкий пик при небольших величинах  $B_{\parallel}$  формируется преимущественно траекториями типа «гантель», отделяющимися в больших полях от отходящих от них в меньшие поля траекторий типа «линза». Решающим аргументом в пользу данной модели является наличие локальных максимумов на хребтах, формирующихся из пиков 5, 7, 9, ... зависимостей  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel} = 0)$  при увеличении компоненты  $B_{\parallel}$  (см. рис. 4б и 6а). Как видно из рис. 6, положения этих локальных максимумов хорошо ложатся на траекторию (Lens,  $N = 0$ ) — той самой траектории, которая при  $B_{\parallel} = 0$  участвует в формировании куполообразного пика. Таким образом, пик 3 с ростом параллельной компоненты поля  $B_{\parallel}$  в области малых ее значений фактически расщепляется на две составляющие (даже без учета спиновых расщеплений), которые следуют по траекториям типа «линза» и «гантель». При том траектории типа «линза» пересекают почти вертикально расположенные хребты зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , обусловленные магнитным пробоем, поэтому и проявляются в виде локальных возвышенностей на этих хребтах. В области больших  $B_{\parallel}$  эволюция пика 3 не определяется целиком только наличием траектории типа «гантель», поскольку тогда этот пик должен был бы значительно смещаться в сторону больших полей  $B_{\perp}$ , но определяется интерференцией этой траектории с траекторией для магнитного пробоя. Почти вертикальное расположение проекции хребта зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  на плоскости  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  для данного пика в области больших  $B_{\parallel}$  указывает на преобладающую вероятность процесса магнитного пробоя. Сравнение рассчитанных траекторий на рис. 5 и 6 позволяет объяснить, почему куполообразность пика 3 проявляется только после подсветки: до подсветки траектория (Lens,  $N = 0$ ) расположена левее хребта 3, т. е. в более слабых перпендикулярных полях, поскольку верхняя подзона меньше заселена.

Хребет 3 в области самых больших  $B_{\parallel}$  расщепляется (см. рис. 2б, 4б), и именно это расщепление



в данном случае можно связать с наличием двух различающихся по спину траекторий. Чтобы лучше отобразить наличие данного расщепления и его величину, на рис. 6б построена карта зависимости второй производной  $-\partial^2 \rho_{xx} / \partial \varphi^2 = f(B_{\perp}, B_{\parallel})$ . Видно, что два отщепившихся пика хорошо укладываются на траектории для магнитного пробоя (МВ,  $N = 1$ ) и двух ориентаций спина, рассчитанных для  $|g^*| = 3$ . Данный  $g$ -фактор несколько больше, чем ожидаемая величина  $|g^*| \approx 1.2$  для объемного материала  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ , которая получается из формулы [11]

$$\frac{g}{g_0} = 1 - \frac{1}{3} P^2 \left( \frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_0 + \Delta_0} \right) \quad (3)$$

при линейной интерполяции величин энергетических зазоров  $E_0$  (запрещенная зона) и  $\Delta_0$  (спин-орбитальное расщепление валентной зоны) между величинами для чистых материалов  $\text{InAs}$  и  $\text{GaAs}$ ,  $g_0$  —  $g$ -фактор свободного электрона,  $P$  — матричный элемент взаимодействия зоны проводимости с валентной зоной. Полученное в наших экспериментах увеличенное значение  $g$ -фактора ( $g^* > g$ ) может быть обусловлено наличием обменно-корреляционных взаимодействий (см., например, работу [12] и ссылки в ней).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что гетеросистема  $n\text{-GaAs}/\text{AlGaAs}$  не является единственно возможной системой для создания двойной квантовой ямы с присущим ей характерным энергетическим спектром. В исследованной нами двойной квантовой яме в гетеросистеме  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  наблюдались особенности магнитосопротивления, которые могут быть объяснены только спецификой ямы, из которых самая яркая — наличие составляющей в рельефе магнитосопротивления как функции двух переменных  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , проекция которой на плоскость  $(B_{\perp}, B_{\parallel})$  образует спадающую траекторию зависимости  $B_{\parallel} = f(B_{\perp})$ . Такая траектория не может быть реализована в квантовой яме с характерной для исследуемого образца шириной, если барьер по каким-либо причинам отсутствует (размыт, малой высоты и т. п.). Наличие эффекта магнитного пробоя также не подавляет целиком характерные особенности квантовой ямы, хотя с ростом полного магнитного поля и при меньшей подвижности электронов вклад магнитного пробоя в наблюдаемую картину магнитосопротивления существенно усиливается. В свою очередь, именно на пиках магнитосопротивления, обусловленных магнитным пробоем, наблюдается расщепление.

Если связать его со спином, то наблюдаемой величине расщепления соответствует величина фактора Ланде  $|g^*| = 3$ , которая больше ожидаемой для объемного материала  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \approx 0.2$ ) величины  $|g| \approx 1.2$ . Тогда последнее указывает на объемно-корреляционное усиление спинового расщепления. Спиновые расщепления не проявлялись столь явно в аналогичных исследованиях двойной квантовой ямы в гетеросистеме  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  [6, 7].

Авторы выражают благодарность Ю. Г. Арапову, Н. Г. Шелушиной, Г. И. Харусу, В. И. Окулову за полезные обсуждения результатов, Б. Н. Звонкову и Е. А. Усковой (НИФТИ при Нижегородском государственном университете) за изготовление образцов и А. В. Королеву за содействие в проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16206).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Girvin and A. H. MacDonald, *Perspectives in Quantum Hall Effect*, ed. by S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, New York (1997), Ch. 5.
2. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeifer et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1383 (1992); H. C. Manoharan, Y. W. Suen, M. B. Santos, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1813 (1996).
3. J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald, *Nature* **432**, 691 (2004).
4. E. V. Deviatov, V. T. Dolgopopov, A. Würtz et al., *Phys. Rev. B* **72**, 041305 (2005); L. Zheng, R. J. Radtke, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2453 (1997).
5. M. V. Yakunin, G. A. Alshanskii, Yu. G. Arapov et al., *AIP Conf. Proc.* **772**, 1003 (2005); М. В. Якунин, Г. А. Альшанский, Ю. Г. Арапов и др., *ФТП* **39**, 118 (2005).
6. N. E. Harff, J. A. Simmons, S. K. Lyo et al., *Phys. Rev. B* **55**, 13405 (1997).
7. I. S. Millard, N. K. Patel, C. L. Foden et al., *Phys. Rev. B* **55**, 13401 (1997).
8. G. S. Boebinger, A. Passner, L. N. Pfeifer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **43**, 12673 (1991).
9. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978).
10. J. Hu and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **46**, 12554 (1997).
11. C. Weisbuch and C. Hermann, *Phys. Rev. B* **15**, 816 (1977).
12. D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **58**, 13036 (1998).