

в состоянии антиферромагнитного спинового стекла [6]. Последнее указывает на значительные изменения зонной структуры сплава Mn_3Ga при переходе $\gamma \rightarrow \varepsilon'$.

Учитывая конфигурацию атома Mn ($3d^5 4s^1$) и атома Ga ($3d^{10} 4s^2 4p^1$) при определении эффективного числа носителей тока, можно утверждать, что величина нормального эффекта Холла определяется в первую очередь системой $4s$ -, $4p$ - и $3d$ -электронов. Это подтверждается результатами исследований сплава γ - Mn_3Ga в парамагнитном состоянии [9], согласно которым эффективный магнитный момент атома Mn составляет $\mu = 2\mu_B$, т.е. из всех d -подобных электронных состояний локализованы только два электрона в атоме Mn. Это подтверждается и расчетами электронной структуры для чистого γ -Mn в приближении когерентного потенциала [10]. Таким образом, в исходном γ - Mn_3Ga электроны атома Mn неэквивалентны и отличаются подвижностью.

Так как сплав ε' - Mn_3Ga не может быть получен в парамагнитном состоянии (выше T_c происходит структурный переход $\varepsilon' \rightarrow \varepsilon$), то сравниваются только состояния ФиМ и ФиМСС. Оценки показывают, что в отличие от γ - Mn_3Ga в ε - Mn_3Ga в состоянии ФиМ коллективизированы все пять $3d$ -электронов атома Mn, причем оно обладает дырочной проводимостью. В состоянии ФиМСС лишь часть атомов Mn имеет пять коллективизированных d -электронов. В другой части атомов, по-видимому принадлежащей фрустрированной подсистеме, коллективизированы только три d -электрона атома Mn. При необходимом количестве s - и p -электронов это приводит к эффек-

ту компенсации вкладов от положительных и отрицательных носителей тока и большому отрицательному значению R_0 . Заметим, что коэффициент АЭХ определяется исключительно $3d$ -электронами атомов Mn и эффект компенсации на нем не сказывается.

Таким образом, эффект Холла и электрическое сопротивление определяются вкладами от двух магнитных подсистем, одна из которых связана с областями ближнего магнитного порядка, другая — с фрустрированными спинами на границах этих областей.

Литература

1. McAlister S.P., Hurd C.M. // J. Phys. F. 1978. 8. P. 239.
2. Hurd C.M., McAlister S.P. // J. Appl. Phys. 1979. 59. P. 1743.
3. Anderson J.E.A., Hurd C.M. // J. Phys. Chem. Solids. 1971. 32. P. 2075.
4. Ведяев А.В., Грановский А.Б., Каминская Е.П., Котельникова О.А. // Письма в ЖЭТФ. 1979. 30. С. 685.
5. Гоманьков В.И., Равдель М.П., Ногин И.Н. и др. // ФММ. 1979. 47. С. 735.
6. Prudnikov V., Silonov V., Prudnikova M., Rodin S. // J. Magn. Mater. 1998. 188. P. 393.
7. Прудников В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 5. С. 34 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 5).
8. Hori T., Morii Y., Funahashi S. et al. // Physica B. 1995. 213/214. P. 354.
9. Козлова Т.М., Прудников В.Н., Хакамов М.Ф., Шумова Е.А. Препринт физ. ф-та МГУ. 1986, № 12.
10. Fletcher G.C. // J. Phys. F. 1971. 1. P. 177.

Поступила в редакцию
04.09.98

УДК 535.37; 621.315.592

ТУННЕЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ СВЕРХРЕШЕТОК С КОНТРОЛИРУЕМЫМ БЕСПОРЯДКОМ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. В. Дмитриев, О. В. Пупышева

(кафедра физики низких температур)

Теоретически исследован вертикальный электронный транспорт в полупроводниковых сверхрешетках с контролируемым беспорядком в электрическом поле. Численно рассчитаны коэффициенты туннельного прохождения электронов через тонкослойные сверхрешетки с различными типами беспорядка в конечном поле.

Введение

Со времени создания слоистых твердотельных структур и сверхрешеток в 1970-х годах они непрерывно совершенствовались и стали часто использоваться как модельные системы для реализации и исследования одномерных задач квантовой механики. В частности, полупроводниковая сверхрешетка практически идеально представляет одномерную модель кристалла Кронига–Пенни [1]. Крайне интересно рассмотреть типичную квантовомеханическую задачу о подбарьерном туннелировании, в том числе резонансом, в применении к таким гетероструктурам [2, 3]. Возник интерес и к изучению свойств

более сложных систем: гетероструктур с переменной шириной ям [4] и так называемых сверхрешеток Фибоначчи [5], в которых последовательность чередования слоев из разных материалов задается определенным правилом и которые не являются уже простыми периодическими объектами, оставаясь тем не менее детерминированными. В последнее время были выращены и сверхрешетки, в которых параметры слоев задаются последовательностью случайных чисел [6]. Эти новые и весьма интересные структуры можно назвать сверхрешетками с контролируемым беспорядком, так как последний намеренно вводится в них в процессе роста. В определенном смысле такие

структуры можно рассматривать как конкретные реализации одномерной неупорядоченной системы конечного размера. Спектральные характеристики подобных объектов с флуктуирующей толщиной слоев были изучены в статье [7]. В настоящей работе исследуются электронные транспортные свойства таких сверхрешеток в электрическом поле.

1. Постановка задачи

Нас будет интересовать транспорт в направлении, перпендикулярном слоям сверхрешетки (вертикальный транспорт), поскольку он, очевидно, должен быть гораздо более чувствительным к разбросу параметров слоев, чем электронный перенос в их плоскости. Можно полагать, что область применимости закона Ома в сверхрешетках невелика в силу малой ширины разрешенных энергетических зон. Поэтому мы не будем считать электрическое поле бесконечно малым. Теория электронного переноса в таких условиях развита слабо, например, в работе [8] рассмотрен только предел исчезающе малого электрического поля.

В кристалле сопротивление возникает только за счет рассеяния электронов на дефектах или колебаниях решетки. Напротив, в неупорядоченной структуре, каковой является сверхрешетка с контролируемым беспорядком, конечное сопротивление имеется уже благодаря самому ее потенциалу, и мы рассмотрим здесь именно этот механизм возникновения сопротивления, пренебрегая влиянием рассеяния на примесях и фононах. Такой подход отвечает не содержащим примесей и относительно тонким сверхрешеткам при невысоких температурах, когда электрон способен протуннелировать через всю структуру без рассеяния.

Наблюдаемой величиной, характеризующей транспорт заряженных частиц в конечном электрическом поле, является плотность тока. Эта величина, однако, всегда связана с усреднением по энергии носителей заряда, что маскирует детали транспортных характеристик самой сверхрешетки и к тому же вносит зависимость от вида электронной функции распределения. В настоящей работе мы поэтому рассмотрим только характеристики сверхрешетки как таковой, а именно коэффициент туннельного прохождения электронов через эту структуру в конечном электрическом поле. С помощью этой величины выражается плотность тока через структуру — по формулам, известным из теории туннельного эффекта [9]. Коэффициент прохождения можно, в принципе, измерить и непосредственно с помощью методов создания распределений носителей заряда с ограниченной дисперсией по энергии (спектроскопия горячих электронов [10]).

Поскольку каждая выращенная сверхрешетка с контролируемым беспорядком представляет собой конкретную реализацию некоторой конечной случайной последовательности, задающей ширину ям и барьеров и величину их потенциалов, то усреднения по реализациям в эксперименте не происходит.

Это делает ситуацию аналогичной мезоскопической и вместе с конечностью системы отличает нашу задачу от исследований характера локализации частиц в одномерных неупорядоченных системах [11, 12], где рассматривались усредненные характеристики макроскопически больших образцов. В настоящей работе мы теоретически изучим свойства нескольких реализаций беспорядка в полупроводниковых сверхрешетках.

2. Модель

Сверхрешетки, описанные в работе [6], принадлежали к системе GaAs–AlGaAs и имели проводимость n -типа с малой концентрацией электронов. В подобных системах проводимость имеет монополярный характер. Для ее описания мы будем использовать метод эффективной массы и моделировать потенциал структуры совокупностью прямоугольных квантовых барьеров и ям. Будем задавать параметры слоев — ширины и потенциалы — при помощи последовательности случайных чисел с равномерным распределением. Увеличение дисперсии распределений соответствует росту степени беспорядка в системе. Случайный разброс можно ввести и в параметры только барьеров или только ям. В частности, изменение ширины барьеров отвечает недиагональному, а изменение глубины ям — почти диагональному беспорядку. Для простоты пренебрежем различиями прочих параметров материалов слоев, таких, как эффективные массы носителей, диэлектрические проницаемости и т. п., поскольку они не имеют принципиального значения для рассматриваемой здесь проблемы. (Методы учета этих факторов описаны, напр., в работах [4, 7, 13].) Пренебрежем также электрон-электронным взаимодействием и будем решать одночастичную задачу.

Для упрощения расчетов используем приближенную форму потенциала электрического поля в сверхрешетке, следуя [14]. Поскольку в сверхрешетке, содержащей множество слоев, изменение потенциала поля в пределах каждого из них относительно невелико, в каждом слое заменим истинный потенциал поля его усредненным по слою значением. Сопоставление с точными расчетами, проведенное в работе [4], показало применимость такого приближения ступенчатого потенциала в наиболее распространенных сверхрешетках.

Для нахождения коэффициента прохождения будем использовать метод матрицы перехода (см., напр., [12, 15]) в наиболее удобном его варианте [2]. В работе [2] рассматривался только один барьер, но подход легко обобщается на произвольный ступенчатый потенциал. В этом методе в пределах одного слоя уравнение Шрёдингера решается аналитически и находится связь между значениями волновой функции на границах слоя, а точнее, между коэффициентами ее разложения по плоским волнам. Эта связь выражается матрицей перехода через один слой. Произведение таких матриц всех слоев сверхрешетки связывает волновые функции электрона по обе стороны структуры. Отсюда немедленно находятся коэффициенты

прохождения и отражения. В наших расчетах этот алгоритм был реализован численно.

3. Результаты и обсуждение

В качестве исходного объекта была выбрана прямоугольная сверхрешетка с пятью ямами шириной 10 нм и шестью барьерами толщиной 5 нм и высотой 500 мэВ. В эти параметры вносился беспорядок четырех типов: случайные флуктуации толщины барьеров или ширины ям с дисперсией 0,5 нм либо высоты барьеров или глубины ям с дисперсией 50 мэВ. Во всех случаях распределение параметров было равномерным, а их конкретная реализация задавалась с помощью программы-генератора случайных чисел. Эффективная масса носителей принималась равной $0,07m_0$.

Результаты расчетов представлены на рис. 1–3. Энергетическая зависимость коэффициента прохождения T через полностью упорядоченную сверхрешетку в электрическом поле изображена на рис. 1. В отсутствие поля все пики T достигают единицы. Каждый пик отвечает отдельному квазилокализованному состоянию частицы в сверхрешетке; без поля эти состояния аналогичны блоховским.

Наложение электрического поля приводит к падению пиковых значений T , которые в основном и определяют проводимость системы. Это связано с разрушением трансляционной симметрии сверхрешетки полем, в котором уровни размерного квантования в разных ямах расходятся, так что блоховский транспорт по минизонным состояниям становится невозможным. Величина соответствующего поля определяется отношением ширины минизоны к толщине структуры.

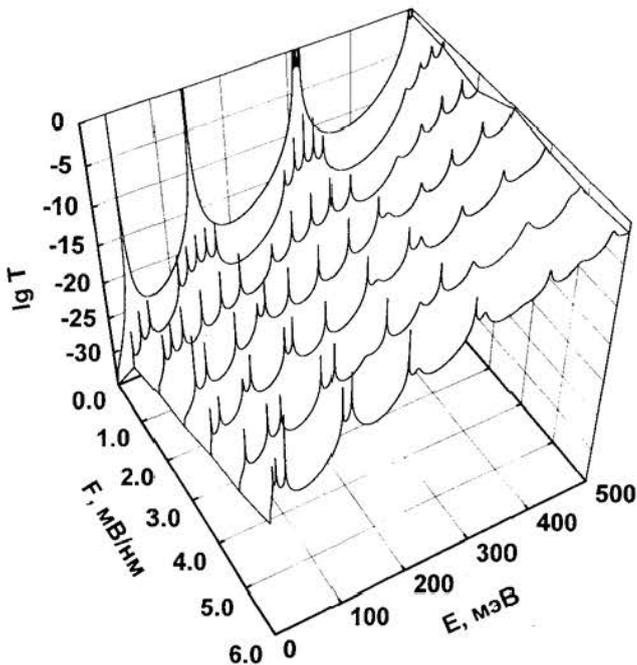


Рис. 1. Спектры прохождения полностью упорядоченной сверхрешетки для различных напряженностей F^* электрического поля

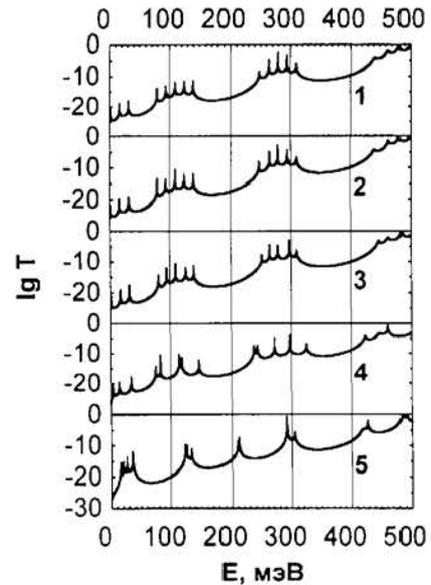


Рис. 2. Спектры прохождения различных сверхрешеток в электрическом поле $F^* = 1,0$ мВ/нм: полностью упорядоченной (1) и с флуктуациями ширины (2) и высоты (3) барьеров, ширины (4) и глубины (5) ям

Последующее увеличение поля приводит к росту T как в максимумах, так и между ними. Это связано с тем, что поле уменьшает высоту барьеров, через которые должны туннелировать электроны.

Из рис. 1 видно также, что с ростом электрического поля максимумы T смещаются в область меньших энергий и расстояние между ними увеличивается (аналог эффекта Штарка), в результате чего расширяются разрешенные минизоны структуры (вернее, их аналоги, поскольку истинные минизоны возникают только в бесконечной сверхрешетке). В изучаемой структуре минизона состоит из пяти энергетических уровней по числу ям. В сильных полях возникает частичное наложение минизон, т.е. меняется взаимное расположение уровней, относящихся к разным минизонам.

Недиагональный беспорядок (флуктуации толщины или высоты*) барьеров) мало влияет на эти закономерности. Спектры прохождения через такие сверхрешетки (рис. 2, кривые 2 и 3) в целом похожи на предыдущий. Максимумы коэффициента прохождения практически не сдвигаются относительно своего положения в отсутствие беспорядка, но их амплитуда может уменьшиться существенно, на 1–2 порядка.

Свойства сверхрешеток, в которые беспорядок вносится путем изменения параметров ям, значитель-

*) На самом деле высота барьеров, окружающих квантовую яму, влияет на положение уровней в ней. При увеличении высоты барьеров энергия каждого уровня монотонно возрастает и стремится к значению $E_n = (n\pi\hbar)^2/2md^2$ для частицы с массой m в бесконечно глубокой прямоугольной яме шириной d . Поэтому, строго говоря, в сверхрешетках с переменной высотой барьера присутствует смешанный беспорядок, а не чисто недиагональный. Однако это становится заметным лишь при изменениях высоты барьера в несколько раз, в то время как в настоящей работе рассматривается система с дисперсией, составляющей всего 10% от средней высоты барьеров.

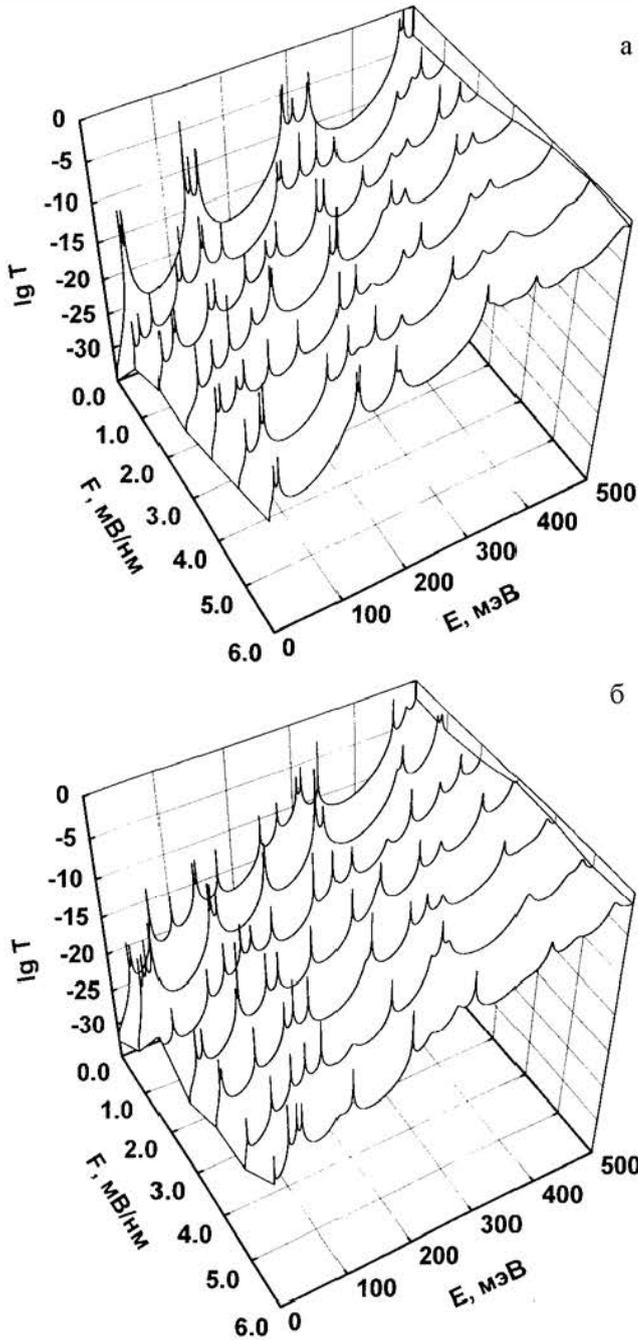


Рис. 3. Спектры пропускания сверхрешеток с флуктуациями ширины (а) и глубины (б) ям для различных напряженностей F электрического поля

но отличаются от уже рассмотренных (рис. 2, кривые 4 и 5). Это обусловлено тем, что положение уровня в отдельной квантовой яме сильно зависит от ее ширины и глубины. В таких структурах уже в отсутствие электрического поля разрешенные минизоны становятся значительно шире, чем в упорядоченной сверхрешетке, за счет появившейся разницы в исходных положениях уровней в ямах (см. рис. 3). Это означает, что расщепление уровней из-за перекрытия волновых функций в соседних ямах невелико по сравнению с влиянием беспорядка. Особенно это заметно на рис. 3, б, где из-за различия в глубинах ям ширина разрешенных минизон превышает 100 мэВ, что соответствует удвоенной дисперсии распределения глубин. Максимальные достигаемые значения T

теперь намного меньше единицы, а средняя высота этих пиков в логарифмическом масштабе мало изменяется в слабых полях.

Отметим, что при возрастании электрического поля может меняться взаимное расположение уровней, относящихся не только к разным разрешенным минизонам, но и к одной и той же минизоне. В этом проявляется особенность штарковского расщепления группы уровней, имевших изначально различные энергии за счет беспорядка. Пренебрегая расщеплением уровней за счет перекрытия волновых функций в разных ямах, можно приближенно интерпретировать энергетические уровни данной системы как уровни в отдельных ямах. Энергии разных уровней понижаются в поле с различной скоростью, поскольку ямы разнесены в пространстве. Пересечение уровней возникает, если уровень, который за счет беспорядка располагался выше, в поле быстрее движется вниз, т. е. соответствует яме, расположенной дальше в направлении силы, действующей на носители заряда со стороны поля.

Результаты, представленные на рис. 2–3, относятся к конкретным реализациям беспорядка. Дополнительные вычисления показывают, что наблюдаемые закономерности справедливы и для других реализаций.

Заключение

В работе рассчитана туннельная прозрачность сверхрешеток с контролируемым беспорядком. Исследовано поведение коэффициента прохождения в электрическом поле для сверхрешеток с различными типами беспорядка. Обнаружено, что флуктуации параметров ям гораздо сильнее влияют на туннельную прозрачность сверхрешетки, чем изменения характеристик барьеров. Во всех изученных системах при увеличении поля происходит смещение максимумов T в область меньших энергий и расширение разрешенных минизон, а в сильных полях наблюдается перекрытие разрешенных минизон. В сверхрешетках со случайно изменяемыми параметрами ям могут меняться местами и энергетические уровни, относящиеся к одной и той же минизоне. Изменение амплитуды пиков T под действием беспорядка наиболее заметно в отсутствие поля. Это изменение должно привести к уменьшению проводимости в слабых полях и как следствие к сокращению или исчезновению участка отрицательной дифференциальной проводимости, характерного для вольт-амперной характеристики периодических сверхрешеток.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 96-15-96500 и 97-02-17334).

Литература

1. Harter W.G., Mooney G.D., Hermann A.M. // Appl. Phys. Commun. 1987. 7. P. 237.
2. Лифшиц И.М., Курпиченков В.Я. // ЖЭТФ. 1979. 77. P. 989.
3. Hauge E.H., Stovngeng J.A. // Rev. Mod. Phys. 1989. 61. P. 917.
4. Brennan K.F., Summers C.J. // J. Appl. Phys. 1987. 61. P. 614.
5. MacDonald A.H., Aers G.C. // Phys. Rev. B. 1987. 36. P. 9142.

6. Richter G., Stolz W., Thomas P. et al. // Superlatt. Microstruct. 1997. **22**. P. 475.
7. Jiang H.X., Lin J.Y. // J. Appl. Phys. 1988. **63**. P. 1984.
8. Ормонт М.А. // Тез. докл. III Всерос. конф. по физике полупроводников «Полупроводники '97». М. (изд. ФИАН), 1997. С. 80.
9. Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М.: Мир, 1973.
10. Beton P.H., Long A.P., Kelly M.J. // J. Appl. Phys. 1989. **65**. P. 3076.

11. Erdös P., Herndon R.C. // Adv. in Phys. 1982. **31**. P. 65.
12. Cota E., Jose J.V., Azbel M.Ya. // Phys. Rev. B. 1985. **32**. P. 6157.
13. Takhtamirov E.E., Volkov V.A. // Semicond. Sci. Technol. 1997. **12**. P. 77.
14. Soukoulis C.M., Jose J.V., Ekonomou E.N., Ping Sheng. // Phys. Rev. Lett. 1983. **50**. P. 764.
15. Tsu R., Esaki L. // Appl. Phys. Lett. 1973. **22**. P. 562.

Поступила в редакцию
22.01.99

УДК 537.62

МЕХАНИЗМЫ ПОВЕРХНОСТНОЙ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЖЕЛЕЗА

В. Е. Зубов, А. Д. Кудakov, Н. Л. Левшин, П. А. Полков

(кафедра магнетизма)

Аномально большое влияние физической адсорбции на подвижность 180-градусной доменной границы в приповерхностной области, наблюдаемое в нитевидных монокристаллах железа, объяснено повышенной коэрцитивностью, обусловленной образованием адсорбционных дефектов, а также нестационарным хаотическим характером движения приповерхностного участка доменной границы.

Введение

В работах [1, 2] было обнаружено аномально большое влияние физической адсорбции на подвижность 180-градусной доменной границы (ДГ) в приповерхностной области монокристаллов железа. Колебания ДГ возбуждались переменным полем H_y , коллинеарным векторам намагниченности в доменах (система координат приведена на рис. 1). Изучалась частотная зависимость амплитуды колебаний ДГ (Δ). При увеличении частоты магнитного поля (f) наблюдалось уменьшение Δ . Количественной характеристикой этого процесса служит частота релаксации f_r , при которой амплитуда $\Delta(f_r) = 0,7\Delta_0$, где $\Delta_0 = \Delta(f \rightarrow 0)$. При уменьшении давления воздуха в вакуумной ячейке, в которую помещался образец, от атмосферного (10^5 Па) до 10^3 Па частота релаксации ДГ на поверхности образца ($f_r^S \approx 1$ кГц при $p = 10^5$ Па) увеличилась более чем на порядок. Частота релаксации ДГ в объеме (f_r^V) составила

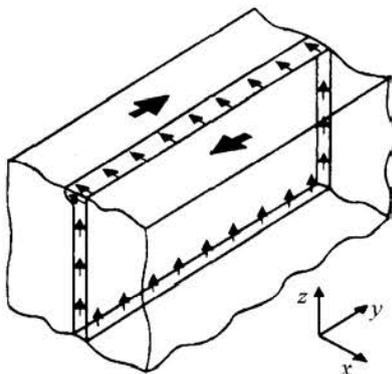


Рис. 1. Структура приповерхностной области 180-градусной доменной границы в железе

более 40 кГц. В переменном поле H_y на низкой частоте ($f \leq 100$ Гц) амплитуды колебаний ДГ на поверхности (Δ^S) и в объеме (Δ^V) совпадают (рис. 2), при повышении частоты Δ^S быстро уменьшается ($\Delta^S \cong 0$ при $f \sim 20$ кГц), а Δ^V практически не изменяется. В работах [1, 2] было предложено качественное объяснение наблюдаемого эффекта, основанное на том, что физическая адсорбция молекул воды протекает по механизму образования водородных связей на поверхности железа. Используя изотермы адсорбции паров воды на поверхности твердых тел [3], можно оценить концентрацию адсорбированных молекул

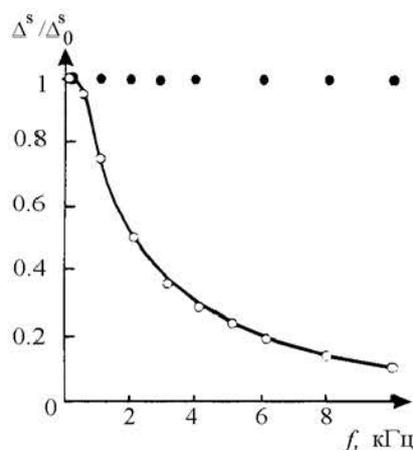


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний ДГ от частоты переменного магнитного поля на поверхности нитевидных монокристаллов железа: темные кружки — при давлении воздуха над образцом $p = 10^3$ Па, светлые — при $p = 10^5$ Па (из работы [2]). Сплошная линия — расчетная зависимость $\Delta^S(f)/\Delta_0^S$, полученная с использованием формулы (5)