

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра микроэлектроники

В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

для студентов специальностей
41 01 02 «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы»,
41 01 03 «Квантовые информационные системы»
дневной формы обучения

В 3-х частях

Часть 3

**ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ**

Минск 2004

УДК 621.382(075.8)
ББК 32.852 я 73
Б 82

Рецензент:
профессор кафедры физики БГУИР,
доктор физико-математических наук Н.Т. Квасов

Борисенко В.Е.

Б 82

Нанoeлектроника: Учеб. пособие для студ. спец. 41 01 02 «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы», 41 01 03 «Квантовые информационные системы» дневной формы обуч. В 3 ч. Ч. 3: Перенос носителей заряда в низкоразмерных структурах / В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина. – Мн.:БГУИР, 2004. – 88 с.: ил.

ISBN 985-444-721-9 (ч.3)

В третьей части учебного пособия рассмотрены основные направления в создании устройств с одноэлектронным переносом носителей заряда, их основные типы и принципы работы.

УДК 621. 382(075.8)
ББК 32.852 я 73

Часть 1: Борисенко В.Е. Учебное пособие по курсу «Нанoeлектроника» для студентов специальности «Микроэлектроника». В 3 ч. Ч.1: Основы нанoeлектроники. – Мн.:БГУИР, 2001. – 48 с.: ил.

Часть 2: Борисенко В.Е., Воробьева А.И. Нанoeлектроника: Учеб. пособие для студ. спец. «Микроэлектроника» дневной формы обуч. В 3 ч. Ч.2: Нанотехнология. – Мн.:БГУИР, 2003. – 76 с.:ил.

ISBN 985-444-721-9 (ч.3)

ISBN 985-444-308-6

© Борисенко В.Е., Воробьева А.И.,
Уткина Е.А., 2004
© БГУИР, 2004

Содержание

ВВЕДЕНИЕ

1. ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ВДОЛЬ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ

1.1 Фазовая интерференция электронных волн.....	4
1.2 Вольт-амперные характеристики низкоразмерных структур.....	7
1.3 Отрицательное сопротивление изгиба.....	10
1.4 Квантовый эффект Холла.....	12
1.5 Приборы на интерференционных эффектах.....	17

2. ТУННЕЛИРОВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ

2.1 Одноэлектронное туннелирование.....	24
2.2 Приборы на одноэлектронном туннелировании.....	31
2.3 Резонансное туннелирование.....	46
2.4 Приборы на резонансном туннелировании.....	49

3. СПИН-ЗАВИСИМЫЙ ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

3.1. Гигантское магнитосопротивление.....	55
3.2. Спин-зависимое туннелирование.....	61
3.3. Манипулирование спинами носителей заряда в полупроводниках.....	66
3.4. Эффект Кондо.....	73
3.5. Спинтронные приборы.....	77

Литература

ВВЕДЕНИЕ

В данном пособии рассмотрены фундаментальные физические явления, определяющие транспорт (перенос) носителей заряда в наноразмерных структурах. Главный акцент сделан на то, что размеры наноструктур сравнимы с длиной свободного пробега электронов. Это приводит к тому, что носители заряда свободно проходят через наноструктуру без рассеивания на дефектах, примесях, фононах. Так как фазы невзаимодействующих электронных волн сохраняются на протяжении всего пути в таких структурах, весьма естественно ожидать появления эффектов фазовой интерференции. Кроме того, в данном случае большинство предположений, основанных на применении уравнения Больцмана для описания транспорта носителей, нарушаются. Перенос носителей заряда, обусловленный, с одной стороны, волновой природой электрона (непрерывность, свойственная волне), а с другой – дискретностью переносимого им заряда (спин электрона), может называться *квантовым режимом переноса носителей заряда*, в отличие от классического режима, в котором длина свободного пробега электронов намного меньше, чем размеры системы, и электроны рассматриваются как классические заряженные частицы.

В первом разделе рассматриваются особенности транспорта носителей заряда в наноструктурах вдоль потенциальных барьеров только в квантовом режиме. В связи с этим описываются такие важные явления, как фазовая интерференция электронных волн, отрицательное сопротивление изгиба, квантовый эффект Холла.

В низкоразмерных структурах явление туннелирования электрона также приобретает специфические особенности, связанные с дискретностью переносимого электроном заряда и с дополнительным квантованием энергетических состояний, вызванным квантовым ограничением. Эти особенности рассмотрены во втором разделе.

Однако самые загадочные явления, сопутствующие и определяющие перенос носителей заряда в наноразмерных структурах, связаны со спиновыми свойствами электрона. В конце XX столетия в результате накопления фундаментальных знаний и изготовления первых электронных приборов (элементов) со спин-зависимым транспортом носителей заряда методами обычной микроэлектронной технологии и быстро развивающейся нанотехнологии появилось новое направление в электронике — спинтроника. В третьей главе представлены спин-зависимые транспортные явления в твердых телах с акцентом на их особенности в низкоразмерных структурах.

Каждый раздел содержит примеры электронных приборов, основанных на рассматриваемых явлениях и эффектах.

1. ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ВДОЛЬ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ

Транспорт носителей заряда в низкоразмерных структурах демонстрирует множество интересных явлений, совершенно новых в сравнении с поведением носителей заряда в макроскопических системах. В явном виде они проявляются тогда, когда размеры структур меньше, чем длина фазовой когерентности электрона. Это расстояние между двумя ближайшими точками, в которых происходит рассеяние электрона на примесных атомах, фононах или других неоднородностях в материале, вследствие чего изменяется фаза электронной волны. Так как фазы невзаимодействующих электронных волн сохраняются на протяжении всего пути, который они проходят в таких структурах, естественно ожидать появления интерференционных эффектов, когда волны с различными фазами встречаются друг друга. В данном случае большинство предположений, основанных на применении уравнения Больцмана для описания процесса переноса носителей заряда, нарушаются.

В данном разделе рассматриваются особенности переноса носителей заряда в низкоразмерных структурах вдоль потенциальных барьеров только в квантовом режиме. Отметим, что переход от квантового режима к классическому можно успешно осуществить в пределах полуклассических подходов.

1.1. Фазовая интерференция электронных волн

Фазовая интерференция происходит в структурах с размерами порядка длины фазовой когерентности электрона в данном материале, что типично для твердотельных структур с нанометровыми размерами. При таких соотношениях проводимость структуры определяется эффектами, связанными с фазовой интерференцией. Это имеет место в чисто баллистических или квазибаллистических режимах переноса носителей заряда. Последний допускает слабое рассеивание носителей заряда, которое является типичным для большинства наноструктур, рассматриваемых как системы с незначительным разупорядочением. В этом случае критическая длина определяется средней длиной свободного пробега носителей заряда при неупругом рассеивании.

Рассмотрим интерференцию двух волн, представленных волновыми функциями в общем виде $\psi = A \exp(i\phi)$. Когда две таких волны складываются, вероятность появления новой волны определяется соотношением

$$W = |\psi_1 + \psi_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 4|A_1^* A_2| \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (1.1)$$

Эта вероятность может изменяться в пределах от суммы амплитуд двух взаимодействующих волн до их разности, в зависимости от соотношения их фаз (ϕ_1 и ϕ_2). В отличие от наноразмерных структур для макроскопических систем не важно сохранять какую-либо информацию относительно фаз взаимодействующих электронных волн, по крайней мере, по двум причинам. Во-первых, их размеры больше и длины фазовой когерентности, и средней длины свобод-

ного пробега носителей заряда при неупругом рассеивании. Во-вторых, усреднение по большому количеству парных взаимодействий полностью сглаживает эффект от интерференции отдельных электронных волн, потому что все они объединяются случайным образом. Этого не происходит в наноструктурах, где усреднение сведено к минимуму, что и позволяет наблюдать квантовые интерференционные эффекты.

Замечательной иллюстрацией квантовой интерференции фаз в низкоразмерных структурах является *эффект Ааронова – Бома (Aharonov – Bohm effect)*. Конструкция интерферометра, подходящего для экспериментального наблюдения этого эффекта, показана на рис. 1.1. Электронные волны, поступающие из волновода к левому входному контакту, расщепляются на две группы равных по амплитуде волн, огибают две половинки кольца, встречаются и интерферируют в правой части кольца и покидают его через правый выводной контакт. Маленький соленоид, несущий магнитный поток Φ , размещается полностью внутри кольца так, что его магнитное поле перпендикулярно плоскости кольца и проходит через отверстие в нем. Желательно использовать волновод достаточно малых размеров, чтобы ограничить в нем возможное количество электронных мод одной или несколькими.

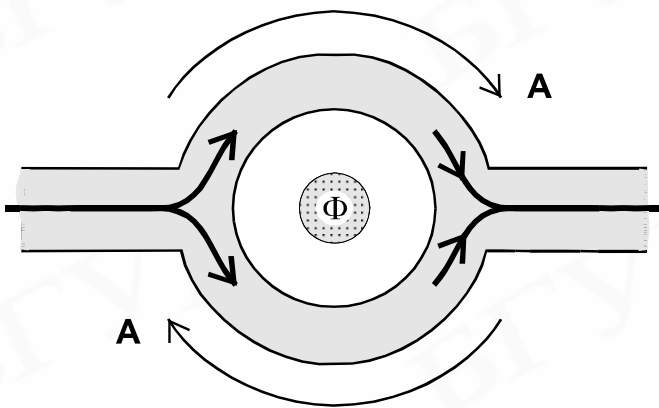


Рис. 1.1. Конструкция интерферометра для экспериментального наблюдения эффекта Ааронова–Бома

Полный поток через структуру от левого входа к правому выходу зависит от соотношения между длиной ветвей кольца и средней длиной свободного пробега электронов при неупругом рассеянии в материале кольца. Если это отношение удовлетворяет требованиям квазибаллистического транспорта, то ток в выходном контакте определяется фазовой интерференцией электронных волн на его входе. Векторный потенциал \mathbf{A} магнитного поля, проходящего через отверстие в кольце, азимутален. Следовательно, электроны, проходящие по каждой из ветвей кольца, двигаются или параллельно, или антипараллельно векторному потенциалу. В результате появляется разница в фазах электронных волн, прибывающих к выходному контакту из различных ветвей кольца. Эта разница определяется как $\Delta\phi = 2\pi(\Phi/\Phi_0)$, где $\Phi_0 = h/e$ – квант магнитного потока (h – постоянная Планка, e – заряд электрона). Для появления интерференции электронных волн необходима периодичность в количестве квантов магнитного потока, пронизывающего кольцо. Интерференция происходит конструктивно –

с увеличением амплитуды результирующей электронной волны, когда Φ кратно Φ_0 , и деструктивно – с уменьшением амплитуды результирующей электронной волны, в промежутке между двумя ближайшими кратными значениями. Это приводит к периодической модуляции поперечной проводимости (сопротивления) кольца магнитным полем, которая известна как магнитный эффект Ааронова–Бома. Следует обратить внимание на то, что реальные устройства едва ли удовлетворяют требованиям для наблюдения «чистого» эффекта Ааронова–Бома. Дело в том, что магнитное поле проникает через ветви кольца интерферометра, а не только в область, ограниченную ими. Это ведет к дополнительным изменениям тока при высоких магнитных полях, в то время как при низких магнитных полях преобладает закрытый (ограниченный кольцом) поток.

Наиболее показательным экспериментальным подтверждением эффекта Ааронова–Бома является изменение сопротивления углеродных нанотрубок, помещенных в магнитное поле. Рис. 1.2 иллюстрирует схему такого эксперимента и наблюдаемые изменения сопротивления.

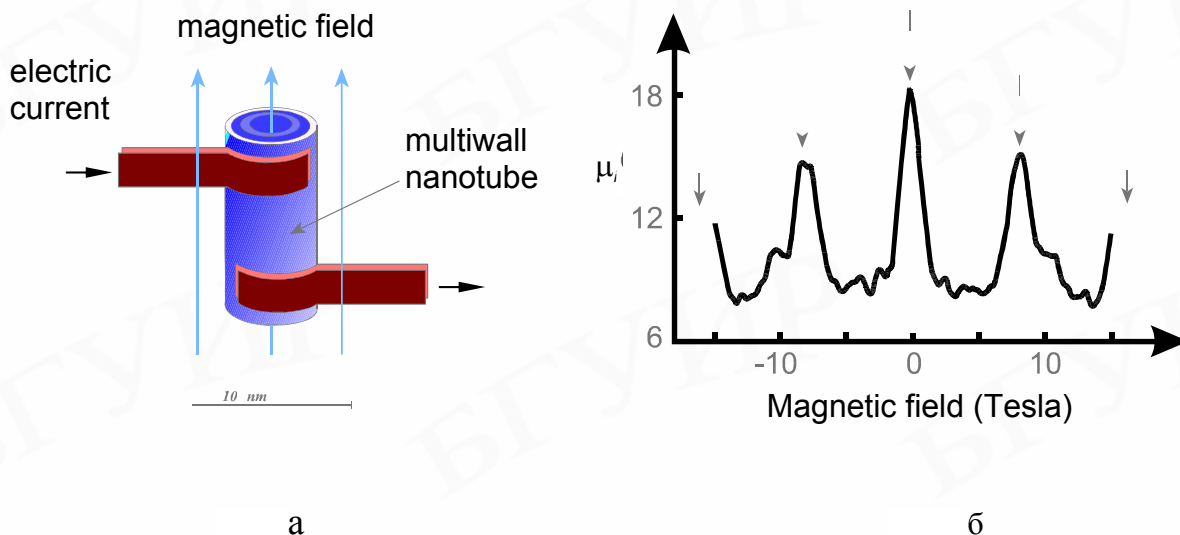


Рис. 1.2. Схема измерения сопротивления углеродных нанотрубок, помещенных в магнитное поле (а), и наблюдаемые изменения сопротивления (б)

Так как нанотрубка представляет собой цилиндрический проводник, электроны могут распространяться в ней или по часовой стрелке, или против часовой стрелки. Взаимодействие этих двух потоков приводит к периодической модуляции продольного электрического сопротивления трубки, поскольку магнитный поток через нее изменяется. В этом случае период модуляции равен $\Phi_0/2 = h/2e$. Магнитное поле в максимумах сопротивления коррелирует с магнитным потоком и поперечным сечением трубки. Данный эффект относительно сильный и может наблюдаться, даже если электронный перенос в трубке носит диффузионный характер.

Изменение проводимости в результате фазовой интерференции может происходить и в традиционных низкоразмерных проводниках, которые являют-

ся обычно длинными и тонкими. Примеси или другие дефекты внутри такого проводника создают потенциальные барьеры, которые электронные волны должны преодолеть. Схематически это проиллюстрировано на рис.1.3 для одного атома примеси (или другого типа точечного дефекта), нарушающего когерентное распространение электронов. При низких температурах материал проводника обычно вырожден и только носители с энергией Ферми принимают участие в транспортных процессах. Энергию Ферми можно изменить или некоторым потенциалом, прикладываемым к затвору, покрывающему проводник, или магнитным полем, которое обедняет зону проводимости. В результате полная поверхность Ферми, по которой происходит транспорт носителей, слегка сдвигается. После изменения энергии Ферми носитель, который передвигался по одну сторону от дефекта (путь *A*), может изменить свою траекторию так, что он станет двигаться с другой стороны дефекта (путь *B*). Изменение траектории эквивалентно смыканию петли Ааронова–Бома, составленной из *A*- и *B*-путей. В результате возникают колебания электронной проводимости материала на этом участке. Среднее квадратичное отклонение проводимости наноструктур имеет порядок e^2/h , независимо от их размера. Это явление называется **универсальной флуктуацией проводимости** (*universal conductance fluctuations*). Оно весьма постоянно во времени и зависит от особенностей конфигурации рассеивающих центров в образце.

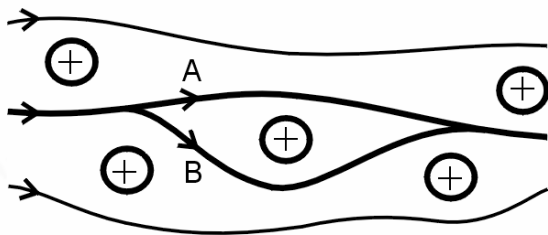


Рис. 1.3. Расщепление траектории движения электронов в твердом теле под действием атома примеси

Таким образом, чтобы наблюдать квантовые изменения проводимости, связанные с фазовой интерференцией электронных волн, размеры образца должны быть сопоставимы с длиной фазовой когерентности, которая определяется плотностью центров рассеивания в материале образца. Как только образец становится «большим», квантованные колебания проводимости сглаживаются усреднением по значительному количеству интерференционных процессов.

1.2. Вольт-амперные характеристики низкоразмерных структур

Электроны в структуре с размерами меньшими, чем длина когерентности электронной волны, фактически распределены по всему ее объему. По этой причине электрические свойства такой структуры пространственно неоднородны. Кроме того, из-за волновой природы электрона на перенос носителей заря-

да в ней оказывают влияние процессы, происходящие за ее пределами. Это влияние передается в структуру через контакты, которые следует рассматривать как составную часть самой структуры. Транспортные явления в низкоразмерных структурах и соответствующих электронных устройствах непосредственно связаны с интерференцией многократно рассеянных электронных волн. Их нельзя описать обычными моделями транспорта носителей заряда в твердом теле, основанными на уравнении Больцмана. Они требуют такого подхода, в котором квантовая когерентность может быть включена в модель. Адекватный подход был предложен Бютикером [1, 2] на основе более ранних работ Ландауэра [3, 4].

В рамках *формализма Ландауэра–Бютикера (Landauer – Buttiker formalism)* перенос носителей заряда в низкоразмерных структурах рассматривается с позиции прошедших и отраженных электронных волн. С этой точки зрения проводимость определяется количеством одномерных каналов, доступных для носителей заряда, инжектированных из контактов с разупорядочением фазы – контактов, допускающих прохождение электронных волн с произвольными фазами. Это схематически проиллюстрировано с помощью многовыводного устройства на рис. 1.4, представляющего собой низкоразмерную структуру, соединенную с i независимыми источниками электронов.

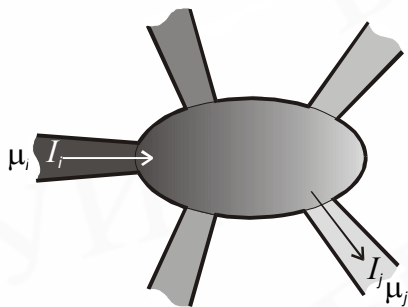


Рис. 1.4. Многовыводное устройство, представляющее собой низкоразмерную структуру, соединенную с i независимыми источниками электронов

Каждый источник характеризуется некоторым химическим потенциалом μ_i . Поток электронов, инжектируемых из i -го источника, равен

$$I_{im} = 2ev_i(dn_i/dE)\Delta\mu_i. \quad (1.2)$$

Здесь e – заряд электрона; v_i – скорость электронов; dn_i/dE – плотность электронных состояний в проводящем канале; $\Delta\mu_i = \mu_i - \mu_0$, где μ_0 – самый низкий химический потенциал в одном из подключенных источников электронов. Множитель 2 учитывает спиновое вырождение электронов.

Для одномерной структуры, то есть для квантового шнура,

$$dn_i/dE = 1/hv_i, \quad (1.3)$$

где h – постоянная Планка.

Таким образом, ток, инжектируемый источником в i -канал, равен

$$I_{im} = (2e/h)\Delta\mu_i. \quad (1.4)$$

Не все инжектированные электроны поступают в рассматриваемую структуру. Часть их отражается и возвращается обратно в источник, что описывается соответствующим коэффициентом отражения R_i в каждом из подводящих каналов. Электрический ток, протекающий по i -му каналу, уменьшается также и за счет электронов, переданных в него из других каналов, что описывается коэффициентом передачи T_{ij} из j -го в i -й канал. С учетом этого результирующий ток в i -м канале составляет

$$I_i = \frac{2e}{h} [(1 - R_i)\mu_i - \sum_{j \neq i} T_{ij} \mu_j]. \quad (1.5)$$

Если теперь предположить, что каждый подводящий канал является многомоновым, то есть в нем имеется N_i занятых электронами подзон, более общее выражение для тока в нем запишется в виде

$$I_i = \frac{2e}{h} [(N_i - R_i)\mu_i - \sum_{j \neq i} T_{ij} \mu_j]. \quad (1.6)$$

Отметим, что $\mu_i = eV_i$, где V_i – напряжение, прикладываемое к i -му каналу. Предполагается, что источники насыщают электронами все каналы одинаково до соответствующей энергии Ферми в данном канале. Электроны, отраженные и переданные в различных m и n модах, должны быть учтены суммированием:

$$R_i = \sum_{mn} R_{i,mn}, \quad T_{ij} = \sum_{mn} T_{ij,mn}. \quad (1.7)$$

Здесь R_i включает все электроны моды m , отраженные в моде n . Аналогично и для T_{ij} . В обоих случаях суммирование проводится по всем m и n .

Сохранение полного тока, инжектированного из i -го канала с учетом токов, которые покидают устройство через другие каналы, приводит к тому, что правило сложения для коэффициентов отражения и пропускания имеет вид

$$R_i + \sum_{i \neq j} T_{ij} = N_i. \quad (1.8)$$

Уравнение (1.6) является **формулой Ландауэра–Бютикера** для проводимости устройства с множеством выводов. Во многих отношениях оно может быть названо законом Ома для низкоразмерных структур. Эта формула полезна при качественном объяснении множества экспериментальных наблюдений. Она неплохо работает при описании открытых структур, в которых распростра-

ются невзаимодействующие электронные волны, а взаимодействия вносят вклад только через конечное смещение фаз во времени. В закрытых квантовых точках, где важна энергия носителей заряда, она обычно не работает, исключая специальные случаи.

При температурах, отличных от нуля, квантование проводимости удается обнаруживать до тех пор, пока величина тепловой энергии $k_B T$ не станет сопоставима с энергетическим зазором между ближайшими модами. Для того чтобы расширить область применения многоканальной формулы на температуры, отличные от нуля, должна быть принята во внимание зависимость коэффициента передачи от температуры.

Моделирование переноса носителей заряда в реальных трехмерных системах требует применения более сложных подходов. Один из них основан на использовании функций Грина. При этом решаются соответствующие уравнения для одночастичной функции Грина. Знание функции Грина позволяет вычислить амплитуды передачи и отражения, которые составляют S-матрицу (матрицу рассеяния) системы и согласуются с представлениями о распространении электронных волн в рамках модели Ландауэра–Бюттикера. Кроме того, функция Грина устанавливает непосредственную связь с другими моделями переноса носителей заряда, такими, как теория линейного отклика на основе формулы Кубо, которая в надлежащих пределах соответствует формализму Ландауэра–Бюттикера. Следует отметить, что использование функций Грина при описании транспорта носителей заряда в наноразмерных структурах связана не только с тем, что они являются в вычислительном отношении менее обременительными, чем другие методы. Скорее это обусловлено тем, что они содержат обширную связь с первоначальными принципами теории переноса носителей заряда во взаимосвязанной иерархии теоретических моделей. В частности, включение различных взаимодействий типа рассеяния на фононах трактуется без затруднений. Описание подходов, основанных на использовании функций Грина, можно найти в специальной литературе, приведенной в конце данного пособия.

1.3. Отрицательное сопротивление изгиба

Многие важные предсказания можно получить при рассмотрении низкоразмерного проводника с большим количеством выводов. Это особенно важно для четырехвыводных структур, используемых при измерении сопротивления четырехзондовым методом, при котором пропускается ток между одной парой контактов и регистрируется падение напряжения между другой парой контактов.

Предположим, что в четырехвыводной структуре, представленной на рис. 1.5,а, ток пропускается от вывода 1 к выводу 4, а падение напряжения измеряется между выводами 2 и 3.

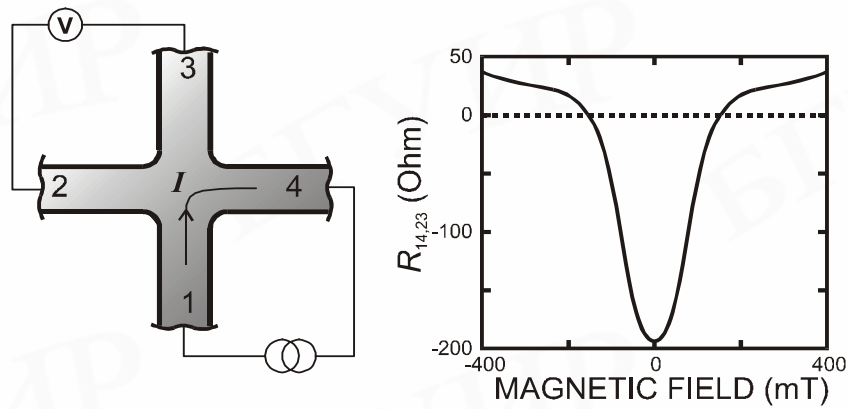


Рис. 1.5. Структура для измерения электрического сопротивления материала четырехзондовым методом (а) и зависимость изменения сопротивления структуры от напряженности магнитного поля, наложенного перпендикулярно плоскости структуры (б)

Так как обычно измерения напряжения выполняются с помощью приборов с очень высоким входным сопротивлением, ток, текущий в выводы для измерения напряжения, можно принять равным нулю. Таким образом, $I_2 = I_3 = 0$ и $I_1 = -I_4$, а интересующее (измеряемое) сопротивление равно $R_{14,23} = (V_2 - V_3)/I_1$. Обобщенное выражение для определения сопротивления измерением напряжения между двумя контактами k и l , когда ток протекает между контактами m и n , получено Бютикером в виде

$$R_{mn,kl} = (h/e^2)[T_{km}T_{ln} - T_{kn}T_{lm}]/D, \quad (1.9)$$

где D – положительная безразмерная величина, определяемая R_i и T_{ij} . Эта величина не зависит от индексов m, n, k, l , что означает независимость от конфигурации, в которой пропускается измерительный ток и регистрируется падение напряжения.

Приведенное обобщенное выражение широко используется для объяснения магниторезистивных аномалий в наноразмерных структурах.

Одним из наиболее интересных следствий этого уравнения является вывод о том, что сопротивление четырехполюсника, измеренное четырехзондовым методом, не обязательно должно быть положительным. Любое измерение сопротивления между двумя контактами, безусловно, дает положительный результат, и затраченная при этом энергия выделяется в виде тепла. Однако, когда используются четыре контакта, предположения, основанные на законе Ома, могут оказаться ошибочными. Эта ситуация возникает в структурах, где линии тока вынуждены изгибаться, проходя по двум наноразмерным шнурам с баллистическим переносом электронов. Когда напряжение вблизи изгиба измеряется на контактах 2 и 3, оказывается, что контакт 3 находится под более высоким потенциалом, чем контакт 2. Это противоречит ожиданиям для классического резистора, но хорошо объясняется на основании уравнения (1.9), которое для данного конкретного случая имеет вид

$$R_{14,23} = (h/e^2)[T_{21}T_{34} - T_{24}T_{31}]/D. \quad (1.10)$$

Очевидно, что коэффициенты T_{24} и T_{31} соответствуют поперечному переносу в структуре между двумя противоположными контактами, а T_{21} и T_{34} – переносу между двумя соседними областями. В образцах с высокой подвижностью электронов их средняя длина свободного пробега может оказаться намного больше, чем размер проводникового перехода. Поэтому при размерах структуры, обеспечивающих баллистический транспорт носителей заряда в ней, инжектированным (например из канала 1) электронам легче достичь противоположной стороны (контакт 3), чем изменить свою траекторию на 90° и попасть в соседнюю область (контакт 4). Следовательно, $T_{24}T_{31} > T_{21}T_{34}$ и сопротивление в этом случае отрицательно.

При наложении магнитного поля перпендикулярно плоскости движения электронов их траектории закругляются под действием силы Лоренца и вероятность попадания электронов в соседнюю область увеличивается. С ростом напряженности магнитного поля сопротивление структуры увеличивается (рис. 1.5,б).

Таким образом, при четырехзондовых измерениях измеренное сопротивление зависит в явном виде от коэффициентов передачи «в» и «из» потенциальных (для измерения потенциала) зондов-контактов и, будучи зависимым от величин коэффициентов передачи, может быть положительным, отрицательным или даже равным нулю.

1.4. Квантовый эффект Холла

Открытие *классического эффекта Холла (Hall effect)* датируется XIX столетием. Начиная с этого времени он широко используется для исследования электронных свойств материалов. Этот эффект проявляется, когда полоску проводящего материала помещают в магнитное поле и через проводник пропускают электрический ток, как это показано на рис. 1.6. Электроны испытывают воздействие силы Лоренца, которая направлена перпендикулярно и магнитному полю, и первоначальному направлению движения электронов. Под ее действием электроны прижимаются к одной из сторон образца (в зависимости от направления магнитного поля), вызывая накопление заряда на этой стороне по сравнению с другой. Падение напряжения V , измеренное при заданном токе I через образец, характеризует сопротивление материала $R = V/I$. Сопротивление R , измеренное в присутствии магнитного поля, называется *магнитосопротивлением*. Напряжение V_H , индуцированное магнитным полем перпендикулярно силовым линиям тока, называется напряжением Холла. Соответствующее сопротивление Холла определяется как $R_H = V_H/I$.

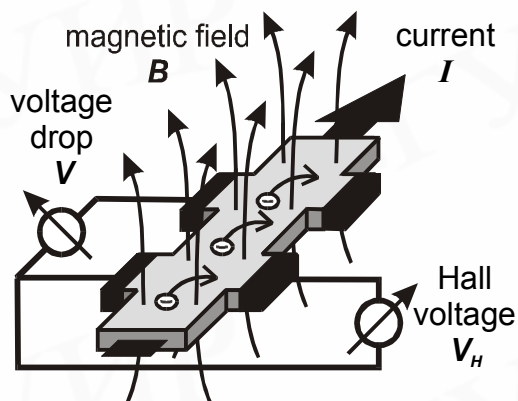


Рис. 1.6. Регистрация эффекта Холла

Для классического эффекта Холла $R_H = B/(en)$, где B – магнитная индукция, e – заряд электрона, n – концентрация носителей заряда (электронов или дырок) в образце. Наиболее примечательно то, что сопротивление Холла не зависит от формы образца. Оно увеличивается линейно с увеличением магнитного поля, в то время как продольное сопротивление R должно быть независимым от магнитного поля, как это иллюстрируется рис. 1.7,а. Благодаря его независимости от геометрии образца классический эффект Холла стал стандартной методикой для определения типа, концентрации и подвижности свободных носителей заряда в металлах и полупроводниках.

Когда эффект Холла измеряется при низких температурах в образце, содержащем двухмерный электронный газ, в котором электроны способны двигаться только в пределах плоскости, обнаружено, что сопротивление Холла отклоняется от классического поведения. При достаточно высоких полях на графике зависимости напряжения Холла от магнитного поля (рис. 1.7,б) появляется ряд плоских ступенек (плато). Это явление назвали **квантовым эффектом Холла (quantum Hall effect)**. На плато (плоских ступеньках) напряжения Холла продольное напряжение становится нулевым. Впервые этот эффект наблюдали Клауз фон Клитинг и его сотрудники в 1980 г. при исследовании полевых транзисторов на кремнии со структурой металл – окисел – полупроводник [5]. Они показали, что сопротивление Холла на участках, соответствующих плато ступенек, должно быть квантованным и равным $R_H = h/(ie^2)$, где h – постоянная Планка, i – некоторое целое число. Этот эффект называется **интегральным квантовым эффектом Холла (integer quantum Hall effect)**. Он независим от свойств материала. Квант сопротивления h/e^2 , измеренный многократно с высокой точностью с использованием квантового эффекта Холла, стал стандартом сопротивления.

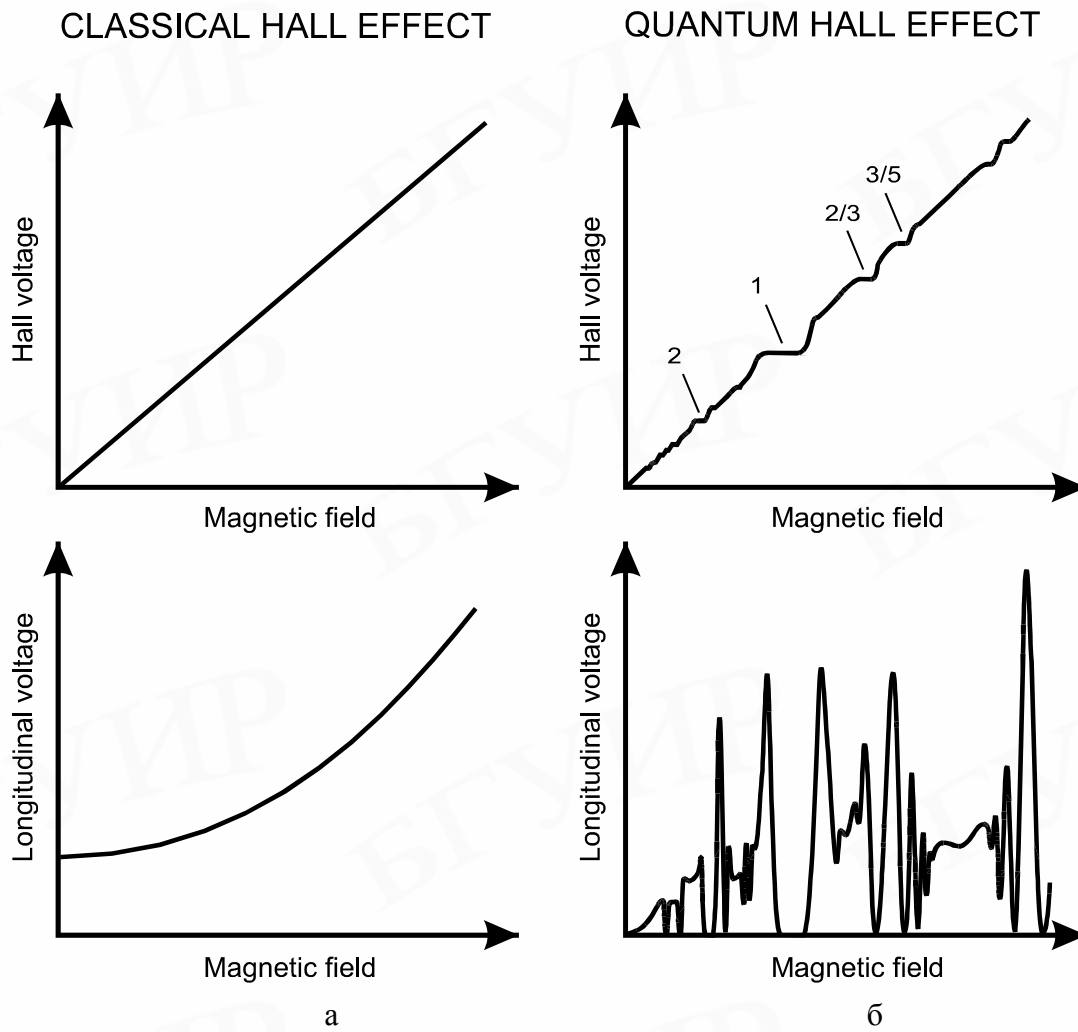


Рис.1.7. Сравнительная характеристика классического (а) и квантового (б) эффектов Холла

Двумя годами позже исследователи интегрального квантового эффекта Холла Даниель Цуи, Хорст Стюрмер и Артур Госсард нашли, что шаг квантования i может принимать дробные значения, такие, как $1/3$, $2/3$, $2/5$, $3/5$ и т. д. [6]. Вообще $i = p/q$, где p и q – целые числа, причем q – нечетные. Явление получило название **дробного квантового эффекта Холла (fractional quantum Hall effect)**.

Сопутствующим квантованию R_H обстоятельством является то, что магнитосопротивление R понижается до исчезающе малых величин. Это – другой признак квантового эффекта Холла, и оба вышеназванные обстоятельства непосредственно связаны между собой. Исчезновение продольного сопротивления R является признаком отсутствия рассеяния энергии в системе. Таким образом, уместно ожидать существование энергетического зазора между основным состоянием системы и ее первым возбужденным состоянием. Это дает принципиальный ключ к тому, чтобы понять квантовый эффект Холла.

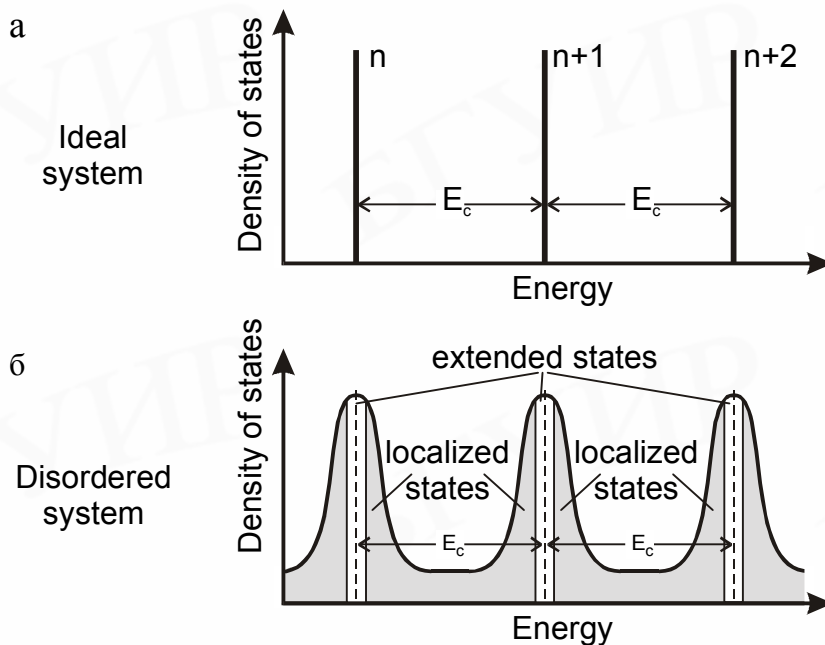


Рис. 1.8. Уровни Ландау в идеальной, совершенной системе, содержащей двухмерный электронный газ (а) и расширение разрешенных энергетических зон около уровней Ландау (б) в разупорядоченной системе

Электроны, движущиеся перпендикулярно магнитному полю, вынуждены изменять траектории движения на круговые орбиты, следуя силе Лоренца. Они выполняют циклотронное движение с угловой частотой $\omega_c = eB/m$, называемой циклотронной частотой, где m – масса электрона. Это приводит к тому, что разрешенные энергетические состояния для таких электронов становятся квантованными. Эти квантованные уровни энергии известны как **уровни Ландау (Landau levels)**. Задаются они уравнением $E_i = (i + 1/2)\hbar\omega_c$ с $i = 1, 2, \dots$ В идеальной, совершенной системе, содержащей двухмерный электронный газ, эти уровни имеют форму δ -функции, как проиллюстрировано рис. 1.8,а. Расстояние между соседними уровнями определяется циклотронной энергией $\hbar\omega_c$. С повышением температуры уровни расширяются. Ясно, что необходимо соблюдение условия $k_B T \ll \hbar\omega_c$, чтобы наблюдать хорошо различимые уровни Ландау.

Электроны могут находиться только на энергетических уровнях Ландау, но не в промежутках между ними. Существование зазоров между уровнями является критичным для возникновения квантового эффекта Холла. В данном случае двухмерный электронный газ существенно отличается от электронов, свободно движущихся в трех измерениях. Движение в третьем измерении, вдоль магнитного поля, может привести к добавлению некоторого количества энергии к энергии уровней Ландау и к заполнению, таким образом, зазоров между ними. Поэтому при движении носителей в трех измерениях не наблюдается никаких энергетических зазоров и предпосылки появления квантового эффекта Холла ослабевают.

Удивительно, но необходимым условием для экспериментального наблюдения квантового эффекта Холла является наличие в образце структурных несовершенств, примесей. Они вызывают расширение разрешенных энергетических зон около уровней Ландау, как показано на рис. 1.8,б. Вокруг каждого

уровня формируется полоса так называемых *расширенных состояний* (*extended states*). Как только расширенные состояния около уровней Ландау заполняются электронами, некоторые из электронов захватываются ловушками, что означает их локализацию. Образующиеся таким образом *локализованные состояния* (*localized states*) занимают энергетические промежутки между расширенными состояниями. В магнитном поле локализованные состояния могут существовать только в том случае, если они имеют энергии, соответствующие промежуткам между уровнями Ландау, то есть за пределами зоны расширенных состояний (заштрихованные области на рис. 1.8,б). Таким образом, структурные дефекты преобразовывают отдельные тонкие уровни Ландау в полосы расширенных состояний, отделенных полосами локализованных состояний. Электроны в локализованных состояниях не участвуют в переносе носителей заряда через структуру. Только электроны в расширенных состояниях способны участвовать в переносе заряда. Границу между локализованными и расширенными состояниями называют *границей подвижности* (*mobility edge*). Расширенные состояния окружают дефекты и простираются вдоль поверхностной границы образца, формируя так называемые *граничные состояния* (*edge states*), которые являются фактически одномерными каналами для электрического тока. Реальные образцы могут иметь сложную топологию границ таких проводящих каналов, воспроизводящую рельеф изменения потенциальной энергии, обусловленный структурными дефектами, примесями и внешними границами образца.

При температурах, близких к абсолютному нулю, электроны занимают уровни с самой низкой энергией вплоть до энергии Ферми E_F . Так как E_F изменяется с изменением магнитного поля, она может лежать или внутри полосы расширенных состояний, или в пределах диапазона локализованных состояний. Когда она изменяется в пределах диапазона энергий локализованных состояний, количество электронов, участвующих в транспорте носителей заряда, остается постоянным и ограничивается количеством полностью занятых нижележащих расширенных состояний. Кроме того, перенос носителей заряда происходит без рассеяния энергии. В результате сопротивление Холла постоянно, а продольное сопротивление равно нулю.

Как было показано, квантование сопротивления Холла определяется количеством занятых уровней Ландау, которое называется *фактором заполнения* (*filling factor*). Величина $R_H = h/(ie^2) = (h/e)/(ie)$ получается как отношение кванта магнитного потока $\Phi_0 = h/e$ к заряду электрона e вместе с фактором заполнения i . Отметим, что кванты магнитного потока – это элементарные частицы, с помощью которых магнитное поле взаимодействует с системой электронов. В этом смысле целое число i выглядит естественным и хорошо объясняет интегральный квантовый эффект Холла как перенос носителей заряда через целое число полностью занятых уровней Ландау, отделенных промежутками, заполненными локализованными состояниями. В терминах граничных состояний квантование сопротивления Холла означает, что i одномерных каналов вовлечены в перенос носителей, причем вклад каждого канала в проводимость имеет величину e^2/h .

При объяснении дробного квантового эффекта Холла необходимо предположить частичное заполнение уровней Ландау. Кроме того, другие энергетические зоны при частичном заполнении уровня Ландау должны иметь другую, отличную от уровней Ландау природу. Происхождение дробного квантового эффекта Холла связано с взаимодействием между электронами. Поэтому он называется эффектом "многих частиц" или эффектом электронной взаимозависимости, так как электроны, будучи идентично заряженными частицами, избегают располагаться близко друг к другу. В результате отталкивания электроны занимают не все, а лишь часть уровней Ландау в образце, для того чтобы держаться как можно дальше от своих соседей. Фактор заполнения $1/3$, например, означает, что только треть уровней Ландау занята. Если, однако, еще один электрон добавляется к одному из незаполненных уровней, энергия его отталкивания будет заметно больше, потому что он будет ближе к своим соседям, чем все другие электроны. Таким образом, имеется энергетический зазор между частично занятым состоянием и состоянием, расположенным выше. Из-за структурных дефектов локализованные состояния формируются в зазоре. Если энергия Ферми доходит до этого промежутка, сопротивление образца падает до нуля, как и в случае интегрального эффекта.

Идея относительно частичного заполнения уровней Ландау привела физика-теоретика Роберта Лафлина к заключению, что электроны в двумерном электронном газе, помещенном в сильное магнитное поле, конденсируются в новое коллективное состояние – в квантовую жидкость [7], подобно тому как коллективные состояния формируются в сверхтекучем гелии. Квант магнитного потока и электрон существуют как квазичастица, которая несет дробный заряд. Такие частицы не подчиняются ни статистике Ферми–Дирака, ни статистике Бозе–Эйнштейна. Вместо этого они повинуются специальной, так называемой дробной статистике. Углубленные знания в этой области можно найти в специальной литературе [1-8], приведенной в конце пособия (рекомендуемая литература).

1.5. Приборы на интерференционных эффектах

Электронные приборы, приведенные в данном подразделе, основаны на интерференции электронных волн и баллистическом транспорте носителей заряда. Для них значимой мерой протяженности активной области является длина фазовой когерентности. При этом в приборных структурах с размерами активных областей меньше длины фазовой когерентности электронных волн могут присутствовать и эффекты, связанные с размерным квантованием. Однако эти сопутствующие эффекты в данном случае являются эффектами второго порядка.

Интерференционные транзисторы

Электроны в некоторых полупроводниках способны поддерживать фазовую когерентность на длине в несколько микрон. Перенос электронов через области меньше, чем длина фазовой когерентности, контролируется испытываемой ими интерференцией. Если управлять интерференцией с помощью какого-либо внешнего механизма, например, через управляющий электрод – затвор, получим *квантовый интерференционный транзистор (quantum interference transistor)*. Предложено два принципиальных типа конструкций квантовых интерференционных транзисторов. Один из них является развитием идеи электронного согласующего волновода, в другом же используется принцип кольцевого интерферометра.

Квантовые интерференционные транзисторы, основанные на электронном согласующем волноводе, были проанализированы Солсом (1989) и Даттом (1989). Оба рассматривали трехвыводные приборы, в которых эффективная длина волновода может варьироваться с помощью внешнего затвора. Соответствующая конструкция показана на рис. 1.9,а. Ток может течь от истока к стоку либо непосредственно (по коротким траекториям), либо по более длинным путям через волновод. Разность хода (расстояние) между двумя путями прохождения тока может регулироваться с помощью затвора. Электронные волны, если только они не испытывают никаких изменяющих их фазу столкновений, достигая стока по двум разным путям, будут конструктивно интерферировать (складываться) всякий раз, когда разность хода равна целому числу длины волны Ферми, которая составляет порядка 50 нм в двумерном электронном газе. Конструктивная интерференция локализует электроны на выходе согласующего волновода, и проводимость между истоком и стоком увеличивается.

Для прибора, в активной области которого электронами заполнен только один энергетический уровень (или одна подзона), проводимость между истоком и стоком может модулироваться между многократными состояниями «включено» – «выключено», изменением разности хода L только на несколько электронных длин волн, как показано на рис. 1.9,б.

Однако для прибора, в котором заполнено более чем одно энергетическое состояние (более чем одна подзона), однородной электронной длины волны не существует. Вместо этого каждая мода распространяется со своей собственной длиной волны и вообще не будет разности хода, для которой могут быть достигнуты или аддитивная (усиливающая), или ослабляющая интерференция. В результате модуляция проводимости будет меньше 100% (рис. 1.9,в) и быстро ухудшается с увеличением индекса моды. Ясно, что эффективно работать может лишь одномодовый прибор.

Кольцевой интерференционный транзистор был предложен Фаулером (1984). Он рассмотрел кольцевую конструкцию, в которой одну половину кольца пересекает затвор, имеющий короткую область, составляющую часть его полной длины, ΔL , как показано на рис. 1.10. Затвор может быть использован для изменения электронной плотности, в результате чего получается различная энергия Ферми и, следовательно, длина волны Ферми для электронов под за-

твором. Это приведет к разности хода между электронными волнами, которые распространяются через различные ветви конструкции.

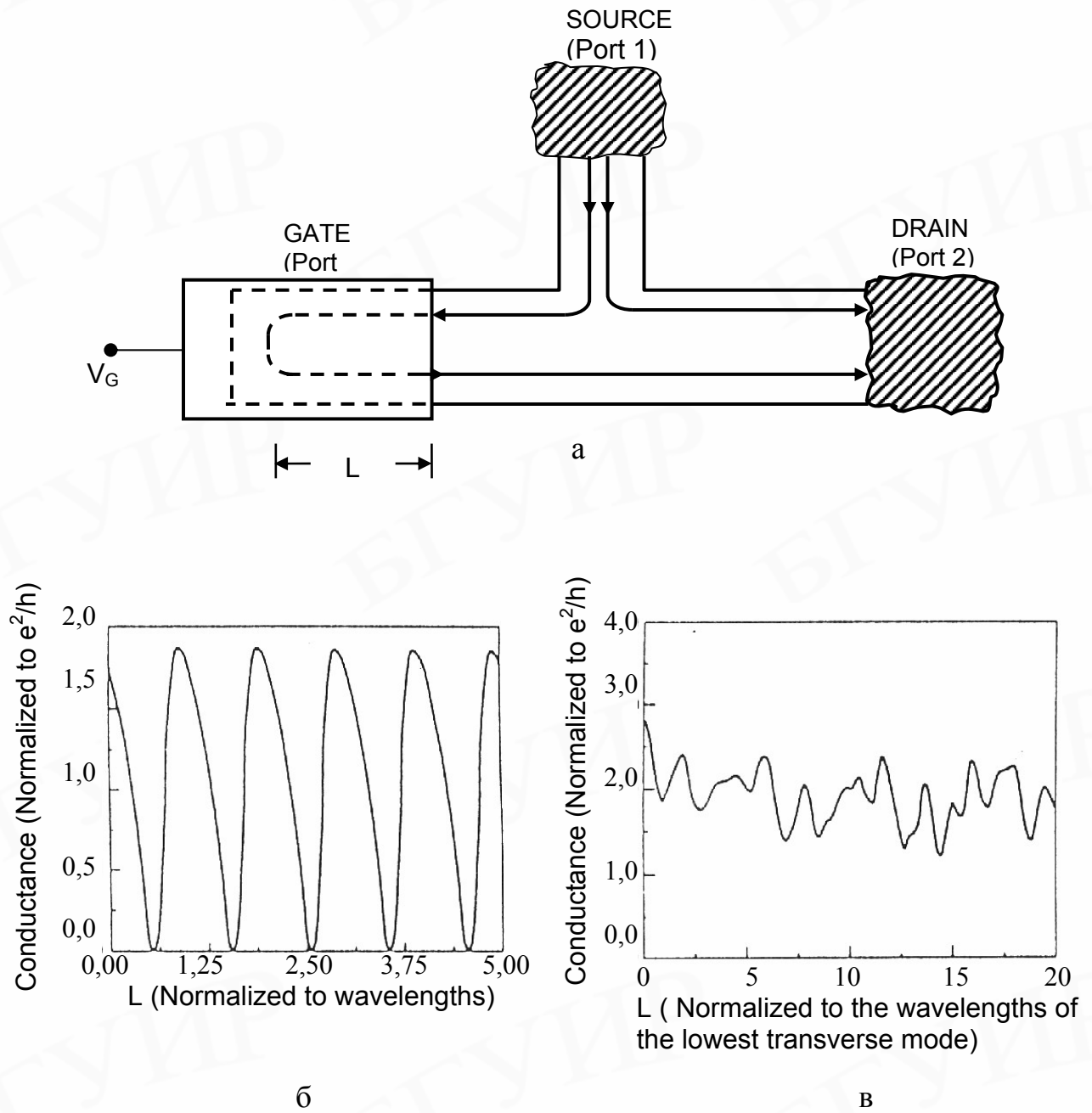


Рис.1.9. Численное моделирование, демонстрирующее геометрию прибора (а) и пропускание в случае одной заполненной подзоны (б) и множества заполненных подзон (в)

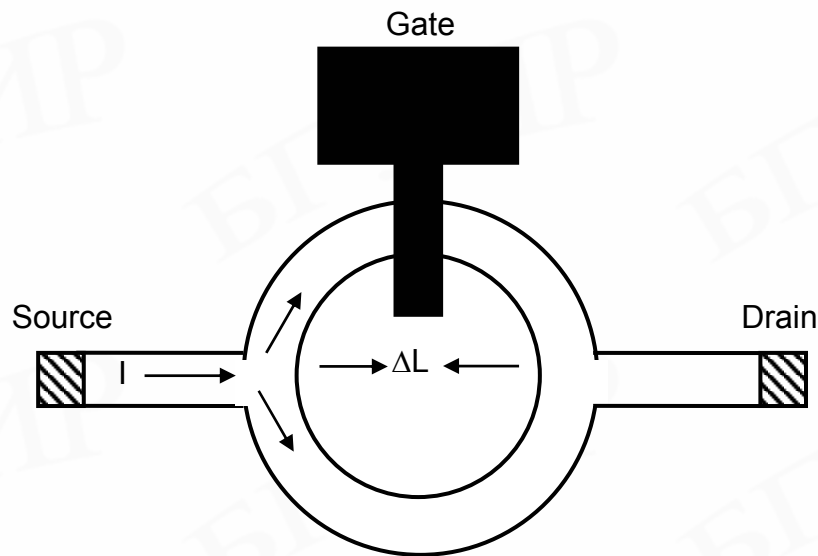


Рис.1.10. Кольцевая конструкция электронного интерференционного транзистора

Электроны из различных ветвей конструкции покидают кольцо в одной и той же точке, и, если разность фаз равна 2π , они будут аддитивно интерферировать и проводимость кольца будет максимальной. Следовательно, проводимость кольца может быть сделана осциллирующей с периодом волнового вектора Ферми, задаваемым уравнением $(k_F - k_F)\Delta L = 2\pi n$, где k_F – волновой вектор в области длины ΔL под затвором и n – целое число. Как в случае с согласующим волноводом, модуляция может в принципе достигать 100 % для одномодовых колец.

Форд и другие (1990) позаимствовали похожий подход, но в их геометрии плечи кольца имеют различную длину и вся структура целиком управляется затвором. Условие интерференции становится таким: $k_F\Delta L = 2\pi n$, и k_F изменяется посредством изменения напряжения затвора.

Интерес к квантовому интерференционному транзистору связан с тем, что он может быть быстродействующим прибором с большим коэффициентом усиления. Высокое быстродействие осуществляется главным образом благодаря малым размерам. Скорость движения электронов в GaAs равна около 10^5 м/с, и поэтому время переноса носителей зарядов (время пролета) через активную область протяженностью 100 нм составляет всего 10^{-12} с. Конечно, как и в обычных полевых транзисторах, максимальная рабочая частота будет ограничиваться паразитными параметрами, такими как время зарядки RC -цепочки затвора. На практике быстродействие квантового интерференционного транзистора почти такое же, как у короткоканальных полевых транзисторов, их преимущество связано с потенциально высокой крутизной характеристики прямой передачи.

Вместе с этим следует иметь в виду и факторы, ограничивающие практическое применение интерференционных транзисторов. Это в первую очередь низкие рабочие температуры, что диктуется необходимостью отсутствия рассеяния носителей заряда в рабочей области прибора. Даже на чистых материалах при нанометровых размерах рабочих областей приемлемые условия по длине фазовой когерентности удается реализовать практически лишь при тем-

пературах порядка 70 –100 К. Другим существенным ограничением является требование одномодовости проводящего канала. Это приводит к тому, что рабочие токи в интерференционных транзисторах должны быть очень маленькими. Как следствие, такие приборы нуждаются в дополнительных усилителях и имеют очень низкую помехоустойчивость. Названные ограничения пока сдерживают применение интерференционных транзисторов в современных интегральных схемах.

Полевые транзисторы на отраженных электронах

В гетероструктурах с модулируемым легированием GaAs/AlGaAs средняя длина свободного пробега электронов в двумерном электронном газе может превышать 10 мкм при низких температурах. Это позволяет создавать по существующей микроэлектронной технологии приборы, в которых электроны распространяются баллистически между стоком и истоком, кроме случайных столкновений с границами раздела. Соответствующий электрический ток может отражаться, следуя траекториям отдельных электронов, таким же путем, как и световые лучи, то есть по законам геометрической оптики. Аналогия с геометрической оптикой была использована для того, чтобы конструировать линзы и призмы с полевым эффектом, которые могут изменять траектории баллистических электронов. Изменяя отражение границ раздела с помощью внешнего смещения, можно контролировать ток, текущий между парой контактов, что позволяет строить полевые транзисторы на отраженных электронах. Линзы и призмы могут быть сделаны из металлических затворов, которые изменяют плотность основного двумерного электронного газа, обеспечивая отражение на границе раздела между управляемой и неуправляемой областями.

На границе раздела между управляемой (под затвором) и неуправляемой областями двумерного электронного газа концентрация электронов изменяется приблизительно ступенчато благодаря изгибу края зоны проводимости (рис.1.11). Сила, связанная с искривлением зоны, действует перпендикулярно границе раздела, и поэтому момент электрона в направлении, параллельном границе раздела, сохраняется, то есть $p_1 \sin \theta_1 = p_2 \sin \theta_2$. С другой стороны, момент электрона в двумерном электронном газе задается величиной $\hbar k_F$ и, так как $k_F = (2\pi n)^{1/2}$, где n – концентрация электронов, получаем:

$$\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = (n_2 / n_1)^{1/2}. \quad (1.11)$$

Это выражение аналогично закону преломления оптических лучей.

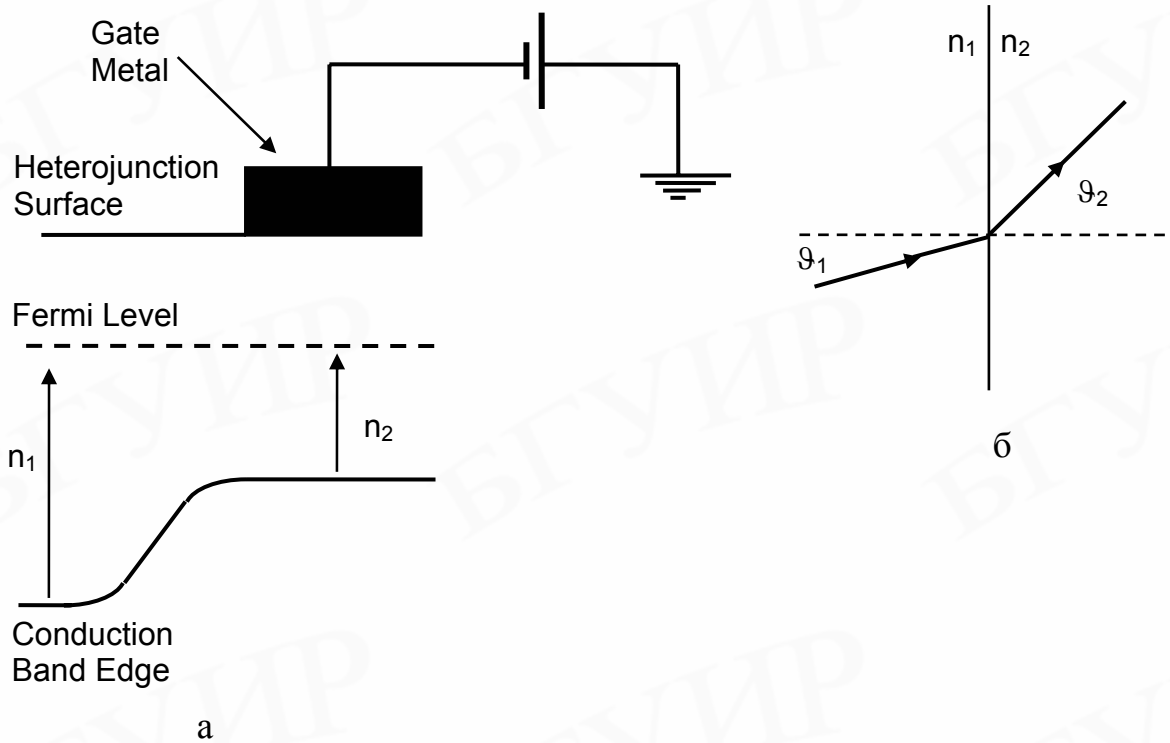


Рис.1.11. Граница раздела между управляемой и неуправляемой областями двухмерного электронного газа (а) и оптическая аналогия преломления лучей (б)

Идея использования преломления траектории электронов для переключения тока между различными контактами к двумерному электронному газу впервые была предложена и продемонстрирована Спектором и др. (1990). Структура, которую они использовали, формировалась поверхностными затворами, как это схематически показано на рис. 1.12. Хотя геометрия такого затвора достаточно сложна, в ее состав входят только три основных элемента, включающих точечный электронный эмиттер, три коллектора, обозначенных буквами А, В и С, и преломляющая призма. Эмиттер и коллекторные затворы поддерживаются при фиксированном и относительно высоком обратном смещении, что обеспечивает их действие как узких апертур, в то время как напряжение на затворе призмы варьируется для изменения электронной плотности под ней.

Электроны движутся баллистически между эмиттером и коллекторами. На их траектории можно повлиять управляющей призмой, находящейся между ними. Электроны отклоняются от (или к) нормали, если концентрация электронов над затвором меньше (больше), чем под затвором. Под действием ускоряющего напряжения на управляющей призме (от большого обратного смещения до среднего прямого смещения) можно ускорить распространение электронного луча через коллекторы А, В и С. В рабочем режиме получены явно выраженные пики токов для каждого коллектора при напряжениях затвора, равных тем, которые рассчитаны методом построения лучей.

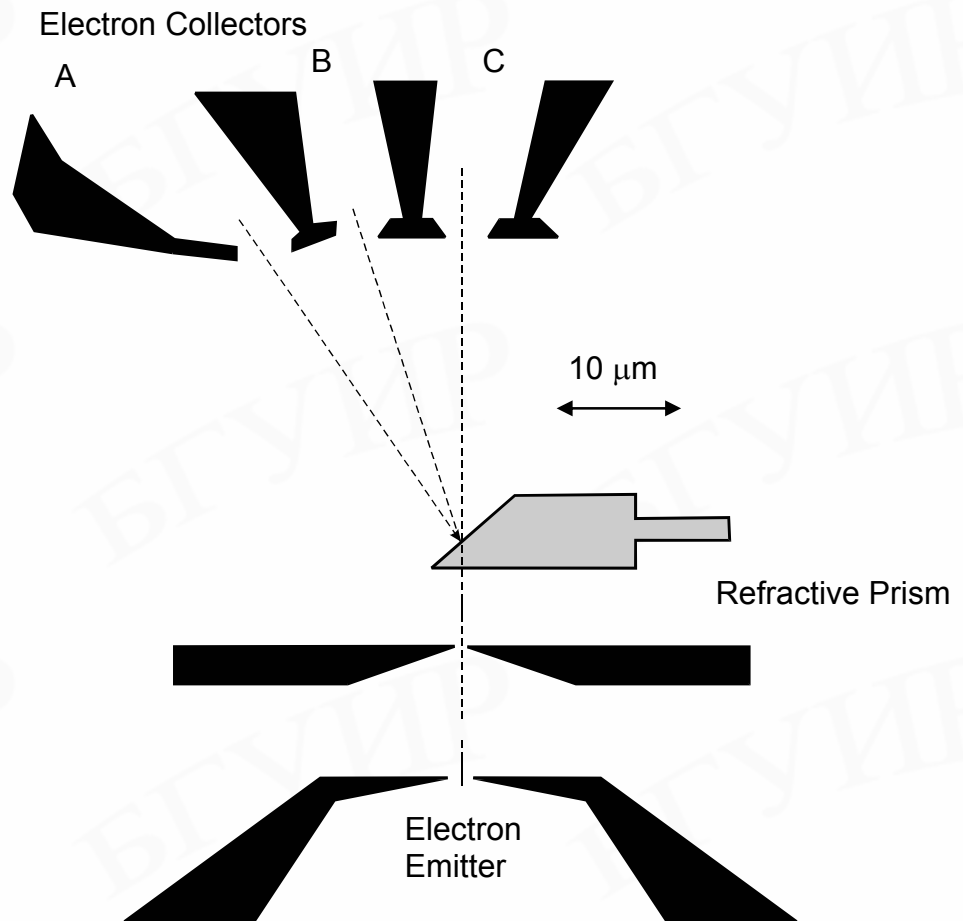


Рис.1.12. Структура преломляющего переключателя для баллистических электронов

Полевой транзистор на преломленных электронах может работать (переключать), находясь между многоканальными выходами и даже многоканальными входами, так как встречные пучки баллистических электронов имеют незначительное взаимодействие. Эти приборы могут быть сконструированы так, чтобы выполнять довольно сложные операции, такие как переключение элементов при параллельной обработке сигналов. Ограничением же для таких приборов, по-прежнему, остается требование низких рабочих температур.

Более подробно приведенные и другие приборы на интерференционных эффектах описаны в специальной литературе [8], приведенной в конце пособия (рекомендуемая литература).

2. ТУННЕЛИРОВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ

Туннелирование электрона через потенциальный барьер – это типичное проявление его волновых свойств. В низкоразмерных структурах данное явление приобретает специфические особенности, связанные с дискретностью переносимого электроном заряда и с дополнительным квантованием энергетических состояний в таких структурах, вызванным квантовым ограничением. Наиболее характерно эти особенности проявляются в одноэлектронном туннелировании и в резонансном туннелировании, которые и будут рассмотрены в данной главе.

2.1. Одноэлектронное туннелирование

Известно, что электрический ток в проводнике обусловлен движением электронов относительно неподвижных ионов решетки. Хотя каждый электрон несет дискретный единичный заряд, общий перенесенный ими заряд изменяется не скачкообразно, как можно было бы ожидать, а непрерывно, поскольку этот заряд определяется суммой смещений всех электронов относительно ионов. Свободные электроны в проводнике могут смещаться на сколь угодно малые расстояния. Поэтому суммарный переносимый ими заряд изменяется монотонно с дискретностью меньшей, чем единичный заряд электрона.

В структуре, состоящей из двух областей проводника, разделенных тонким диэлектриком, электрический заряд переносится комбинированно – непрерывно в проводнике и дискретно через диэлектрик. Эти процессы схематически показаны на рис. 2.1.

Первоначально граница раздела между проводником и диэлектриком электрически нейтральна. При приложении к внешним контактам структуры электрического потенциала начинается непрерывное изменение заряда в проводнике. Оно сопровождается накоплением заряда на границе с диэлектриком. Этот заряд возникает вследствие небольших непрерывных смещений электронов в приграничной области проводника относительно своих равновесных положений. Накопление заряда продолжается до тех пор, пока его величина не окажется достаточной для отрыва и туннелирования через диэлектрик *одного* электрона. После акта туннелирования система возвращается в первоначальное состояние. При сохранении внешнего приложенного напряжения все повторяется вновь.

Электрон приобретает возможность туннелировать через диэлектрик, когда накопленный заряд становится больше $+e/2$ (туннелирование в «прямом» направлении) или меньше $-e/2$ (туннелирование в «обратном» направлении), поскольку только при этом уменьшается электростатическая энергия системы. Внутри этого интервала туннелирование невозможно из-за кулоновского взаимодействия электрона с другими подвижными и неподвижными зарядами в проводнике. Данное явление называют *кулоновской блокадой (Coulomb blockade)*.

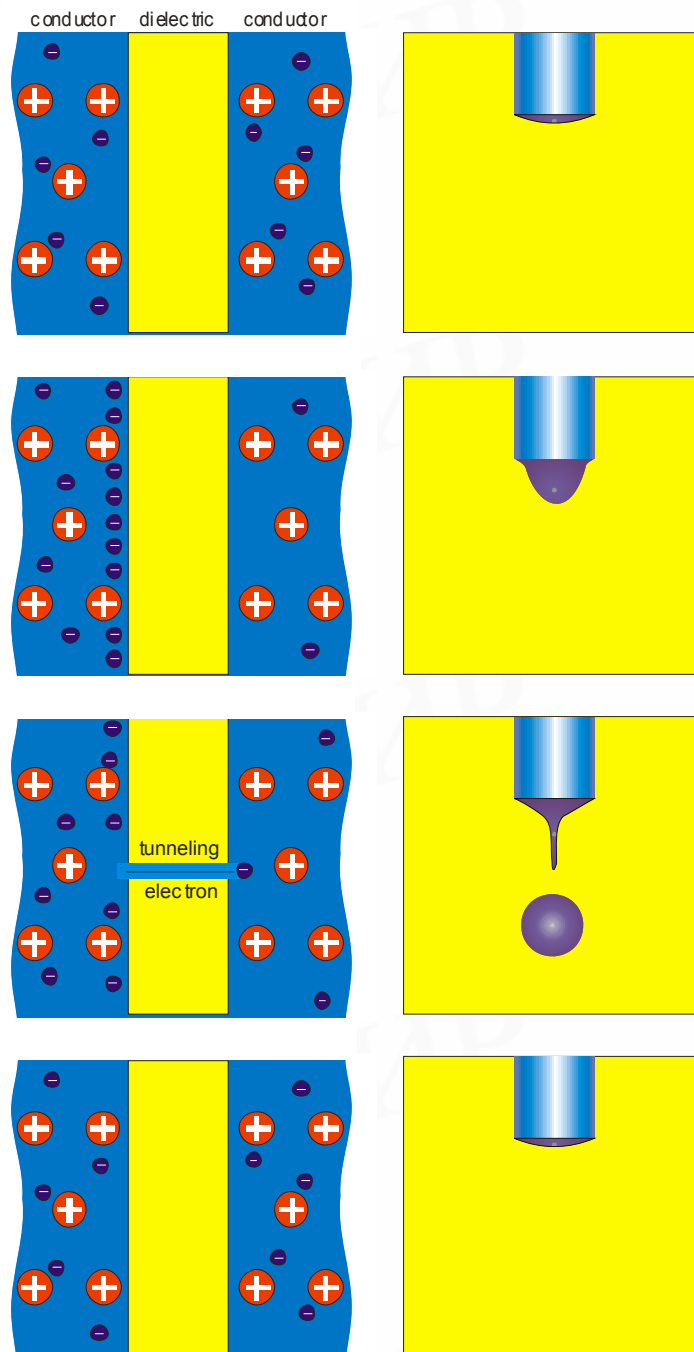


Рис. 2.1. Одноэлектронный перенос заряда через диэлектрик туннельной толщины [9]

Одноэлектронное туннелирование в условиях кулоновской блокады было впервые рассмотрено советскими учеными Д. Авериным и К. Лихаревым [9, 10]. На основе их работ (1985–1986 гг.) сформировалось новое направление в нанoeлектронике – *одноэлектроника (single-electronics)*. В зависимости от количества соединенных вместе и конструктивных особенностей туннельных структур одноэлектронное туннелирование в них имеет специфические проявления.

Однoбарьерные структуры

Структура с одним туннельным барьером может быть представлена эквивалентной схемой, показанной на рис. 2.2,а. Ее основными элементами являются емкость образованного диэлектриком конденсатора C_i и туннельное сопро-

тивление R_t , которое характеризует туннельный переход в отсутствие зарядовых эффектов. Емкость C_e является эквивалентной для подводящих электродов и источника напряжения и учитывает изменение заряда в них при протекании электрического тока. Изменение электростатической энергии при туннелировании одного электрона представляет собой разность между запасенной в конденсаторе энергией и работой, выполненной источником питания:

$$\Delta E = e^2/2C - eV, \quad (2.1)$$

где $C = C_t + C_e$. Туннелирование энергетически выгодно только тогда, когда $\Delta E \leq 0$, что с учетом возможности туннелирования как при прямом, так и при обратном смещении приводит к выражению для порогового напряжения $|V_t| = e/2C$. Величину $e^2/2C$ называют **кулоновским зазором (Coulomb gap)**.

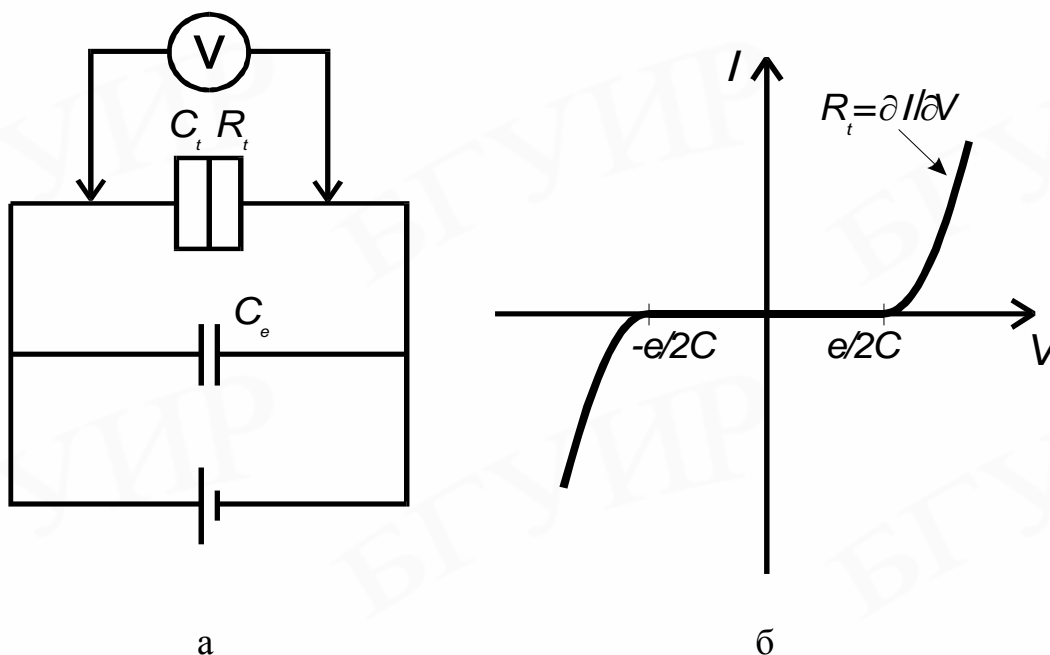


Рис. 2.2. Эквивалентная схема (а) и вольт-амперная характеристика однобарьерной структуры (б)

Вольт-амперная характеристика однобарьерной структуры показана на рис. 2.2,б. Электрический ток в такой структуре появляется только при ее смещении напряжением больше порогового. На «открытом» участке вольт-амперной характеристики ток определяется величиной туннельного сопротивления R_t . Связанные с одноэлектронным туннелированием осцилляции напряжения изменяют его величину на $\pm e/2C$ и происходят с частотой $f = I/e$, где I – протекающий электрический ток.

Экспериментальное наблюдение рассмотренных закономерностей возможно только при условии незначительности энергии тепловых флуктуаций в сравнении с энергией перезарядки конденсатора одним электроном. Это требует выполнения условия $k_B T \ll e^2/2C$. Согласно ему при температуре 4 К вели-

чина емкости туннельного барьера должна быть менее 10^{-16} Ф, что реализуемо только в наноразмерных структурах, среди которых наиболее подходящими являются квантовые точки. Кроме этого, надо иметь в виду, что для проявления эффектов, связанных с одноэлектронным туннелированием в условиях кулоновской блокады, необходимо, чтобы туннельное сопротивление структуры $R_t > h/e^2$. Выполнение этого условия требуется для подавления квантовых флуктуаций количества электронов в квантовой точке, через которую происходит одноэлектронное туннелирование. То есть флуктуации должны быть достаточно малы для изменения заряда, чтобы он был устойчиво локализованным в квантовой точке.

Двухбарьерные структуры

Две топологически совмещенные, последовательно соединенные туннельные структуры и их эквивалентная схема показаны на рис. 2.3.

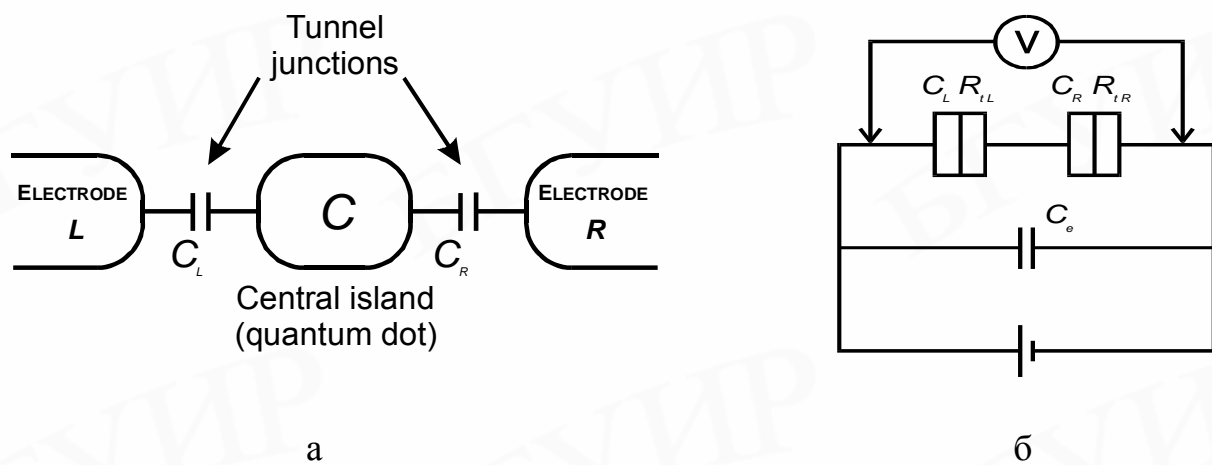


Рис. 2.3. Две топологически совмещенные, последовательно соединенные через квантовую точку туннельные структуры (а) и их эквивалентная схема (б)

Это может быть металлический проводник с металлическим или полупроводниковым островком в его разрыве. Островок по своим размерам и свойствам обычно соответствует квантовой точке, в которой локализовано определенное количество электронов. Он имеет емкостную связь как с правым, так и с левым электродом, которая характеризуется соответственно емкостями C_L и C_R . Сам же островок имеет емкость C , которая равна сумме C_L и C_R . Как и в случае однобарьерной структуры, для двухбарьерной структуры также существует определенный диапазон напряжений, в котором будет отсутствовать электрический ток вследствие кулоновской блокады переноса электронов. Однако симметрия вольт–амперной характеристики, типичная для однобарьерной структуры, будет нарушена дополнительными ограничениями на перенос электронов, связанными с разрешенными электронными состояниями в островке.

На вольт–амперной характеристике двухбарьерной структуры имеется диапазон напряжений, в котором электрический ток в структуре не может протекать. Это зависит от электронных свойств центрального островка. Данный

эффект можно объяснить в терминах электрохимических потенциалов островка и электродов, как это было сделано Т. Торнтоном [8].

При маленьких размерах островка энергия Ферми в нем остается, вероятно, отличной от этого параметра в электродах. Это приводит к разнице электрохимических потенциалов $\Delta\mu = \mu_I - \mu_L = \mu_I - \mu_R = e\Delta V_0$, как показано на рис. 2.4,а. Причина конечного различия заключается в том, что перераспределение заряда в островке может быть присуще только μ_I , кратному e/C . В макроскопическом образце C достаточно велико, так что e/C становится исчезающе малым и совпадение энергий Ферми в проводниках и квантовой точке при прохождении через переход будет почти точным.

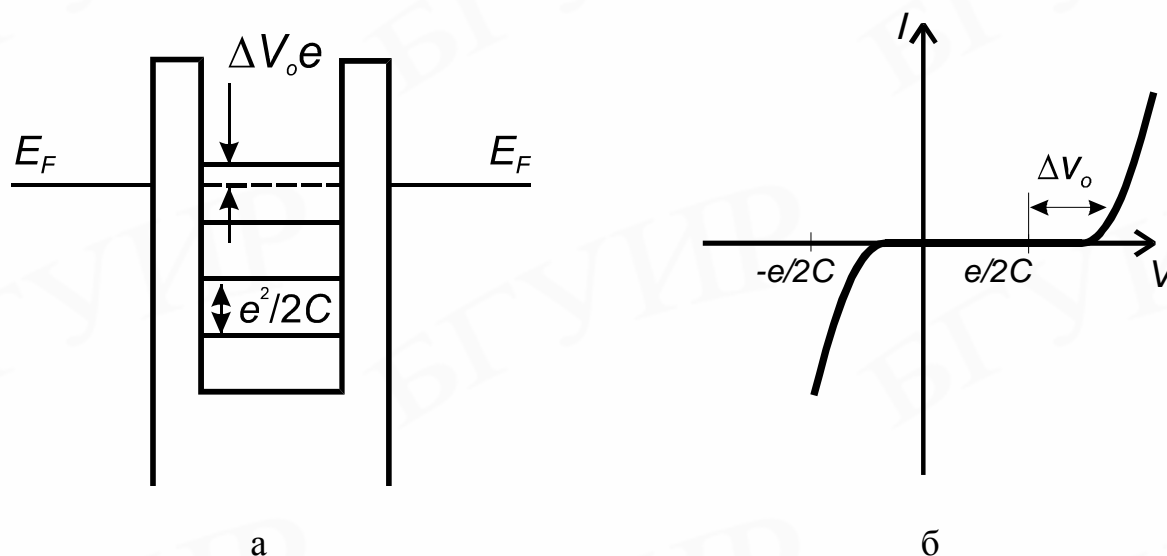


Рис. 2.4. Эквивалентная схема (а) и вольт-амперная характеристика двухбарьерной структуры (б)

В наноразмерных структурах ситуация равновесия приводит к тому, что уровни Ферми располагаются так близко, насколько это возможно, но ΔV_0 остается все еще значительной величиной в диапазоне $\Delta V_0 < e/2C$. Это рассогласование энергий Ферми ведет к асимметрии вольт-амперных ($I-V$) характеристик.

Дискретность энергетических состояний электронов в островке определяется тем, что изменение его заряда может происходить только дискретно с приходом или уходом одного электрона. Величина этой дискретности составляет $e^2/2C$. В соседних же макроскопических областях за границами барьера энергетические состояния электронов квазинепрерывны.

При температуре 0 К эти состояния заполнены вплоть до уровня Ферми (E_F). Это приводит к определенной энергетической разнице $e\Delta V_0$ между уровнем, с которого идет инжекция электрона, и ближайшим уровнем, который он может занять в островке. Электростатическая энергия всей системы с приходом одного нового электрона на островок изменится на величину

$$\Delta E = 1/2[(e/C + \Delta V_0)^2 C - \Delta V_0^2 C]. \quad (2.2)$$

Электрон, пришедший на островок с левого электрода, индуцирует поляризационный заряд на правом барьере величиной eC_R/C . Чтобы его преодолеть и подавить кулоновскую блокаду, приложенное внешнее напряжение должно удовлетворять условию

$$V \geq C(e/2C + \Delta V_0)/C_R. \quad (2.3)$$

Это приводит к несимметричному характеру вольт-амперной характеристики двухбарьерной структуры. Для случая $C \approx C_R \gg C_L$ ее вид показан на рис. 2.4,б. Очевидно, что при $\Delta V_0 = 0$ получается вольт-амперная характеристика, типичная для однобарьерной структуры.

Рассмотренный случай предполагает идентичность характеристик двух соединенных туннельных барьеров. Когда же один из барьеров имеет более высокую прозрачность, вольт-амперная характеристика приобретает специфический, ступенчатый вид (рис. 2.5).

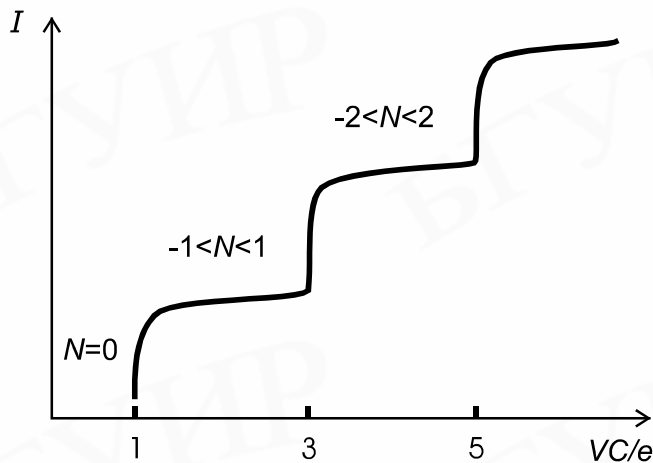


Рис. 2.5. Вольт-амперная характеристика двухбарьерной одноэлектронной структуры, один из барьеров которой имеет более высокую прозрачность

Такую характеристику называют *кулоновской лестницей (Coulomb staircase)*. Она является следствием различия в скоростях туннелирования через первый и второй барьер. Электрод у барьера с большей прозрачностью называют истоком, а с меньшей – стоком.

При напряжении между истоком и стоком, превышающем порог кулоновской блокады, электрон туннелирует в островок между электродами. Там он задерживается достаточно продолжительное время, прежде чем произойдет его туннелирование к стоку.

Туннелирование из островка к стоку, ввиду меньшей прозрачности барьера, происходит с меньшей вероятностью и соответственно ограничивает перенос электронов через островок. Заряд, накопленный на границе стокового барьера, становится больше заряда на истоковом барьере. Это приводит к тому, что повышение напряжения на внешних контактах компенсируется главным образом падением напряжения на стоковом барьере. Падение же напряжения на истоковом барьере остается почти неизменным, а поскольку именно его величина определяет скорость инжекции электронов в островок, общий ток также остается неизменным. Так формируется первая после кулоновского зазора ступенька,

на которой ток, протекающий через структуру, не зависит от приложенного напряжения. Последующие ступеньки появляются с периодичностью, соответствующей возможности увеличивать заряд островка большим числом постоянно находящихся в нем электронов по мере повышения напряжения во внешней цепи. Таким образом, пологие участки на вольт–амперной характеристике соответствуют различным зарядовым состояниям островка.

Двухбарьерные структуры, ввиду возможности управления их электрическими характеристиками путем соответствующего воздействия на электронные состояния в электродах и островке, представляют практический интерес для создания переключающих и усилительных приборов. Такое управление достигается использованием различных материалов для островка и электродов или использованием локализованных зарядов, встроенных в барьерный диэлектрик. Однако наиболее эффективным с точки зрения практического приборного применения является оперативное управление вольт–амперной характеристикой структуры с помощью электрического потенциала, подаваемого через третий электрод на островок.

На этом принципе строятся одноэлектронные транзисторы, детальное рассмотрение которых дано в последующем разделе.

Сотуннелирование

Идеальными условиями для одноэлектронного туннелирования, контролируемого кулоновской блокадой, является его проведение при температуре 0 К в структуре с электрическим сопротивлением барьеров, значительно превышающим квант сопротивления ($R_i \gg h/e^2$). Однако в реальных условиях действуют факторы, приводящие к определенным отклонениям в протекании этого процесса. Одним из них являются малые квантовые флуктуации числа электронов в промежуточном островке (в квантовой точке) двухбарьерной структуры. Они приводят к тому, что в островке возникают виртуальные состояния, в которые из электрода-источка туннелируют электроны с энергией меньше той, которая необходима для преодоления кулоновской блокады в разделяющем их барьере. Благодаря внешнему источнику напряжения уровень Ферми в электроде-стоке располагается ниже, чем в истоке. Поэтому в виртуальном состоянии в островке электрон имеет энергию, уже достаточную для преодоления кулоновской блокады в барьере, отделяющем островок от стока. Это заставляет электрон быстро покинуть островок. Такой перенос электронов происходит параллельно с одноэлектронными процессами, контролируруемыми кулоновской блокадой. Он получил название *сотуннелирование* (*co-tunneling*) или *макроскопическое квантовое туннелирование* (*macroscopic quantum tunneling*). Причем последний термин отражает тот факт, что в данном процессе изменяется такая макроскопическая характеристика, как общий заряд, перенесенный через структуру, хотя очевидно нарушение ограничений, связанных с кулоновской блокадой.

Различают *упругое* (*elastic*) и *неупругое* (*inelastic*) сотуннелирование. В первом случае электрон туннелирует в определенное энергетическое состояние в островке и из этого же состояния уходит из него. Энергетическое состояние

самого островка при этом не изменяется. Соответствующий такому переносу электронов туннельный ток равен

$$I = \frac{h\sigma_1\sigma_2\Delta}{8\pi^2 e^2} \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right) V, \quad (2.4)$$

где σ_1 и σ_2 – проводимости барьеров в отсутствие туннельных процессов; Δ – средний энергетический зазор между состояниями в островке; E_1 – зарядовая энергия, связанная с добавлением одного электрона в островок; E_2 – зарядовая энергия, связанная с уходом одного электрона из островка.

Для упругого сотуннелирования характерно линейное соотношение между током и приложенным напряжением. Эквивалентная проводимость в данном случае изменяется пропорционально отношению величины энергетического зазора Δ к кулоновскому зазору ($e^2/2C$).

При *неупругом* сотуннелировании электрон, вошедший в островок, занимает одно энергетическое состояние, а покидает островок электрон с другого энергетического уровня. Энергетическое состояние островка изменяется вследствие соответствующего электронно-дырочного возбуждения. Туннельный ток при этом определяется следующим соотношением:

$$I = \frac{h\sigma_1\sigma_2}{6e^2} \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right)^2 \left[(k_B T)^2 + \left(\frac{eV}{2\pi} \right)^2 \right] V. \quad (2.5)$$

Ток при неупругом сотуннелировании нелинейно изменяется в зависимости от приложенного напряжения и температурно-зависим. В нем имеются две составляющие. Первая представлена линейным членом с квадратичной зависимостью от температуры, а вторая – температурно-независимым нелинейным членом, задающим $I \sim V^3$. Обе составляющие связаны с возрастанием электронно-дырочного возбуждения в процессе туннелирования.

Соотношение между упругим и неупругим сотуннелированием определяется плотностью состояний в островке. В металлах, обычно имеющих высокую плотность состояний, неупругие процессы преобладают над упругими. В полупроводниках же, где плотность состояний ниже, обе разновидности вносят свой вклад в туннельный ток.

Сотуннелирование проявляется в виде дополнительного тока, зависящего от приложенного напряжения, на участках, контролируемых кулоновской блокадой. Это приводит к отличиям между экспериментальными и теоретически предсказываемыми вольт-амперными характеристиками одноэлектронных структур.

2.2. Приборы на одноэлектронном туннелировании

Электронные приборы, использующие одноэлектронное туннелирование, состоят из одной или нескольких квантовых точек, соединенных туннельными переходами – как между собой, так и с подводными электродами. Простейший одноэлектронный прибор – одноэлектронная ячейка, каковой является рассмот-

ренная выше двухбарьерная структура. На ее основе строятся более сложные одноэлектронные приборы.

Одноэлектронный транзистор

Одноэлектронный транзистор (*single-electron transistor*) – это трехвыводной переключающий прибор, в котором электроны «поштучно» переносятся от истока к стоку через разделяющую их квантовую точку, электронные состояния в которой электростатически контролируются затвором. Его формализованная структура и эквивалентная схема показаны на рис.2.6.

Работа одноэлектронного транзистора может быть описана путем выделения в его структуре и последующего анализа двух одноэлектронных ячеек: одной – связанной с истоком, а другой – связанной со стоком.

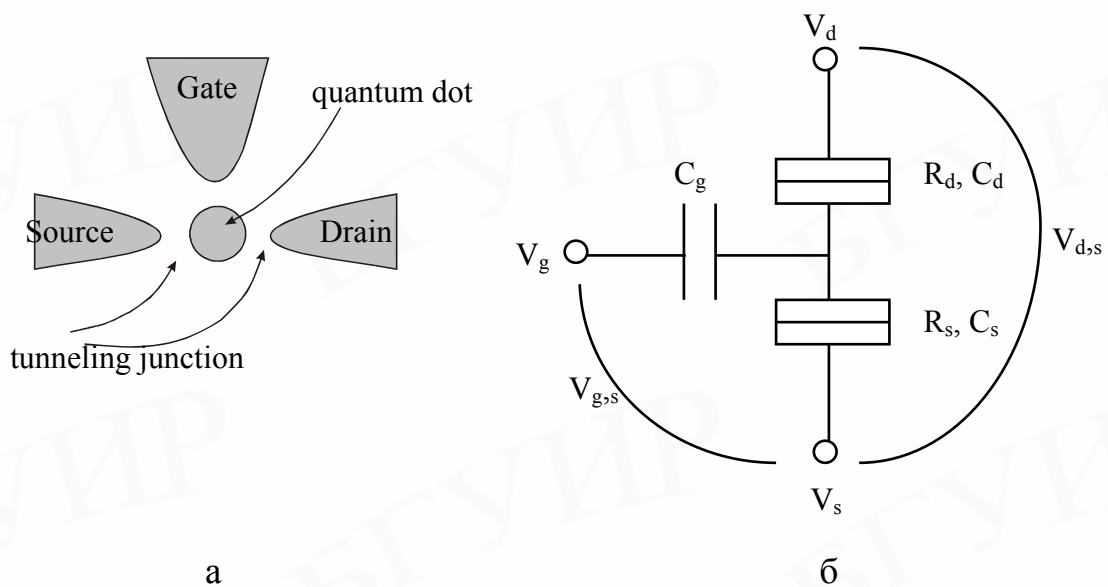


Рис. 2.6. Структура одноэлектронного транзистора (а) и его эквивалентная схема (б)

Эквивалентные схемы этих ячеек показаны на рис. 2.7.

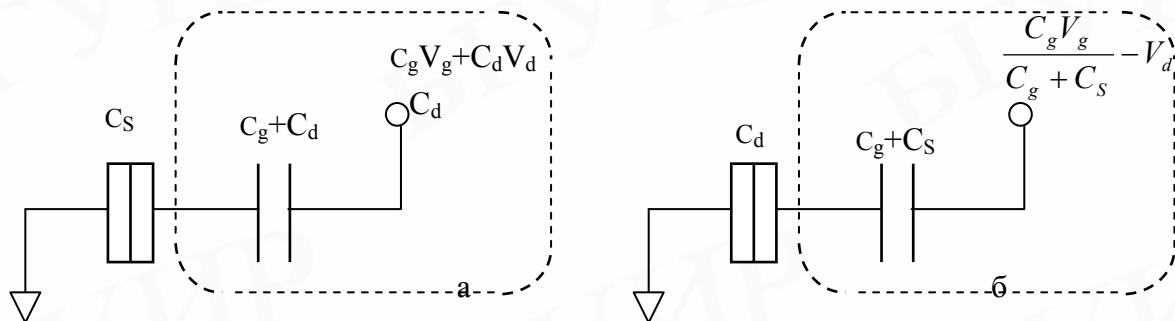


Рис. 2.7. Эквивалентные схемы одноэлектронных ячеек, связанных с истоком (а) и со стоком (б)

Для этих эквивалентных схем условие поддержания постоянным количества электронов n в квантовой точке для истока имеет вид

$$\frac{1}{C_d} \left(ne - \frac{e}{2} - C_g V_g \right) \langle V_d \rangle \left\langle \frac{1}{C_d} \left(ne + \frac{e}{2} - C_g V_g \right) \right\rangle, \quad (2.6)$$

а для стока имеет вид

$$\frac{1}{C_s + C_g} \left(-ne + \frac{e}{2} + C_g V_g \right) \langle V_d \rangle \left\langle \frac{1}{C_d} \left(ne + \frac{e}{2} - C_g V_g \right) \right\rangle. \quad (2.7)$$

Рис.2.8,а показывает соотношение между напряжением стока V_d и напряжением затвора V_g , которое удовлетворяет условиям (2.6) и (2.7).

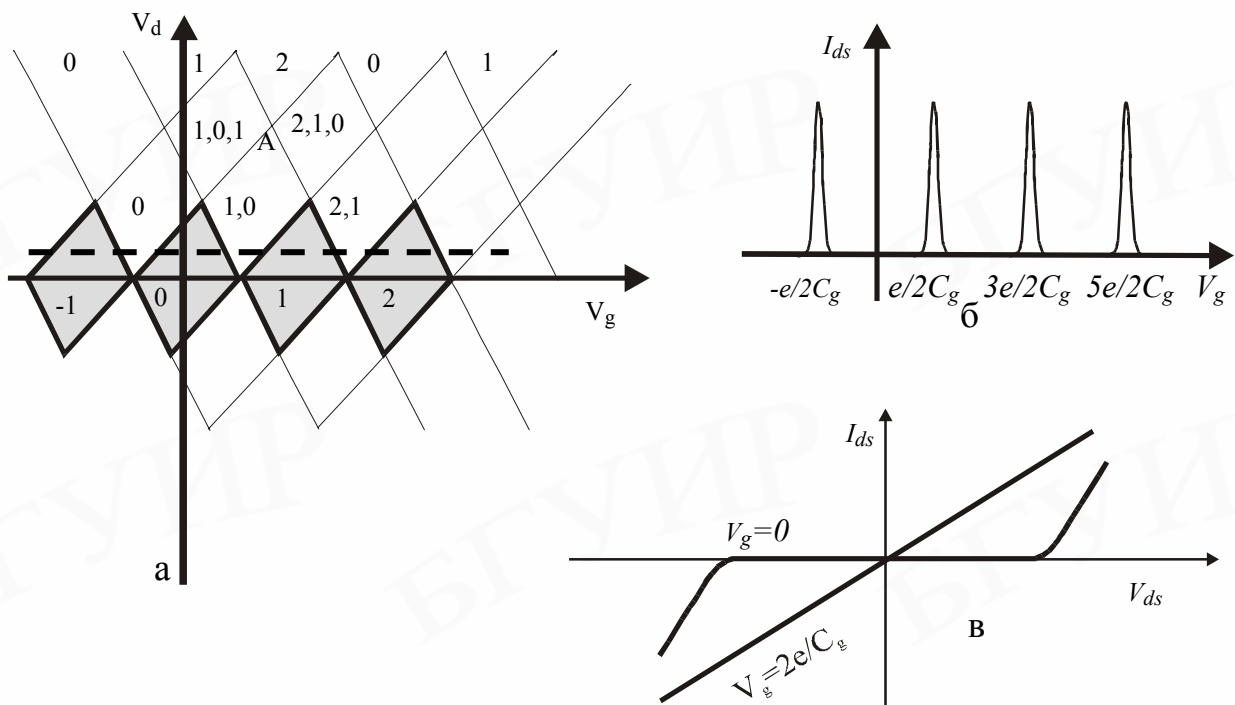


Рис. 2.8. Соотношение между напряжением стока V_d и напряжением затвора V_g (а); характеристики одноэлектронных транзисторов: зависимости I_{ds} от V_g (б) и I_{ds} от V_{ds} (в)

Заштрихованные области здесь соответствуют условию кулоновской блокады при количестве электронов в квантовой точке, соответствующем указанной величине. В других (незаштрихованных) областях квантовая точка может иметь по меньшей мере два значения n (количество электронов). В серых областях, показанных на рис.2.8,а, квантовая точка может принимать два значения количества электронов. Например, в серой области, обозначенной буквой А, число электронов в точке может быть равно нулю или единице. Число электронов, равное единице, предпочтительнее для туннельного перехода истока, а число электронов, равное нулю, предпочтительнее для туннельного перехода стока. Поэтому, когда конечное, положительное напряжение исток–сток V_{ds} , показанное на рис.2.8,а штриховой линией, прикладывается между электродами истока

и стока, а напряжение затвора равно $e/2C_g$, наблюдается описанный ниже процесс электронного переноса. Первоначальное число избыточных электронов в квантовой точке предполагается равным нулю. Для туннельного перехода истока число электронов 1 является предпочтительным, так что электрон туннелирует от истока к точке и число электронов в точке становится равным единице. Однако для туннельного перехода стока предпочтительно число электронов, равное нулю, так что электрон туннелирует из точки к стоку и число электронов в точке становится равным нулю. В результате электрон туннелирует от истока к стоку и ток исток–сток становится заметным при этих условиях смещения.

Таким же способом наблюдали характеристики одноэлектронных транзисторов I_{ds} от V_g при напряжении затвора $ne/C_g + e/2C_g$ (осцилляции тока сток–исток I_{ds}), показанные на рис.2.8,б. Осциллирующие характеристики I_{ds} от V_g называются кулоновскими осцилляциями.

Зависимости I_{ds} от V_{ds} получаются таким же способом. Типичные характеристики I_{ds} от V_{ds} показаны на рис. 2.8,в для двух значений напряжения затвора: нуль и $e/2C_g$. Зависимости, характеризующие подавление проводимости, наблюдаемое около $V_{ds} \sim 0$, когда $V_g = 0$, называются характеристиками кулоновской блокады.

Ток исток–сток одноэлектронного транзистора можно рассчитать, используя скорость туннелирования электрона через переход. Туннелирование одного электрона сопровождается изменением количества электронов в квантовой точке от n до $n+1$. При этом скорость туннелирования задается уравнением [10]

$$\Gamma(n, n+1) = \frac{1}{e^2 R_t} \frac{\Delta F(n, n+1)}{1 - \exp[-\Delta F(n, n+1)/k_B T]}, \quad (2.8)$$

где $\Delta F(n, n+1)$ – свободная энергия заряда, который сопровождает туннелирование, и R_t – туннельное сопротивление перехода. По аналогии скорость туннелирования через переход истока обозначается как $\Gamma_s(n, n+1)$, а скорость туннелирования через переход стока – как $\Gamma_d(n, n+1)$.

Вероятность p_n нахождения n электронов в квантовой точке может изменяться за счет ухода из этого состояния или за счет прихода в это состояние из состояний $n-1$ или $n+1$.

$$\frac{dp_n}{dt} = \Gamma_{tot}(n+1, n)p_{n+1} + \Gamma_{tot}(n-1, n)p_{n-1} - [\Gamma_{tot}(n, n+1) + \Gamma_{tot}(n, n-1)]p_n, \quad (2.9)$$

где

$$\Gamma_{tot}(n, n+1) = \Gamma_s(n, n+1) + \Gamma_d(n, n+1). \quad (2.10)$$

В этом выражении соблюдается условие нормирования

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} p_n = 1, \quad (2.11)$$

Ток I одноэлектронного транзистора определяется из уравнения

$$I = e \sum p_n [\Gamma_s(n, n+1) - \Gamma_d(n, n+1)]. \quad (2.12)$$

Преимуществами одноэлектронных транзисторов являются малые размеры (вплоть до размеров нескольких атомов) и связанная с ними возможность высокой степени интеграции, а также чрезвычайно низкая потребляемая мощность.

Разработано два метода реализации логических операций в схемах на одноэлектронных транзисторах. В одном из них один бит информации представляется одним электроном. Также одноэлектронные приборы используются как устройства, позволяющие осуществлять перенос электронов один за другим, то есть контролировать каждый бит информации, представленной таким образом. В другом методе один бит информации представлен, как и в классической микроэлектронике, двумя состояниями одноэлектронного транзистора – включен (ток течет через прибор) и выключен (ток через прибор не течет).

С точки зрения потребляемой мощности первый метод является более предпочтительным. Однако в этом случае даже один ложный электрон, обусловленный шумами или тепловым возбуждением, полностью видоизменяет результаты работы. Поэтому с точки зрения рабочей стабильности второй метод предпочтительнее.

Явление одноэлектронного туннелирования находит оригинальные применения для создания и других электронных приборов, примеры которых представлены ниже.

Одноэлектронная ловушка

Различные одноэлектронные приборы можно получить при увеличении количества туннельно-связанных островков. Один из них – **одноэлектронная ловушка (single-electron trap)** [11, 12] – схематически показан на рис.2.9,а. Главное свойство данного прибора – это би- или мультстабильная внутренняя зарядовая память, то есть в пределах определенного диапазона напряжения U , прикладываемого к затвору, ближайший к затвору островок может быть в одном, двух или более устойчивых зарядовых состояниях.

Причина такой мультстабильности состоит в следующем. Локализуясь в одном из островков цепочки, электрон распространяет свое электрическое поле на определенное расстояние. В единицах количества островков это расстояние имеет порядок

$$M = (C/C_0)^{1/2}, \quad (2.13)$$

где C_0 – эффективная паразитная емкость островка, а C – взаимная емкость соседних островков (обычно преобладает по сравнению с емкостью туннельного перехода). Такая «одноэлектронная, уединенная волна» – солитон* – взаимодействует с краями цепочки на расстоянии порядка M . В результате электростатическая собственная энергия солитона имеет максимум

$$W_{max} \approx (e^2/2C) \times \min(M, N/4), \quad (2.14)$$

где N – количество островков в цепочке.

Этот максимум отчетливо виден на средней кривой рис.2.9,б. При приложении достаточно большого напряжения к затвору ($U = U_+$) профиль распределения энергии отклоняется настолько, что электрон переходит к краю островка. Если цепочка не очень длинная ($N \leq M$), другие электроны отталкиваются от него и не следуют за ним. Если впоследствии напряжение затвора уменьшается до первоначального уровня, электрон захватывается крайним островком, позади энергетического барьера. Для того чтобы удалить электрон из ловушки, необходимо понизить напряжение до $U. < U_+$ (верхняя кривая на рис.2.9,б). В результате на зависимости количества электронов $n(U)$ появляются области били или мультистабильности, в которых зарядовое состояние ловушки определяется только ее предысторией (рис.2.9,в).

Время жизни определенного состояния в пределах мультистабильной области фундаментально ограничено надбарьерной термической активацией и со-туннелированием.

Первый эффект проявляется в виде экспоненциальной зависимости $E_s/k_B T$, а второй эффект ослабляется экспоненциально с увеличением длины цепочки, то есть при больших N . В результате время удерживания электрона в ловушке может быть очень большим.

Одноэлектронные ловушки со временем удержания по крайней мере 12 часов (ограничивалось только временем наблюдения) были успешно продемонстрированы при низких температурах.

Одноэлектронный турникет и генератор накачки

Помещая цепочку туннельно-связанных островков между инжектирующим и принимающим электродами – истоком и стоком, получаем **одноэлектронный турникет (single-electron turnstile)** – рис.2.10,а.

* Солитоном называют сжатую волну, распространяющуюся в узком ограничивающем канале.

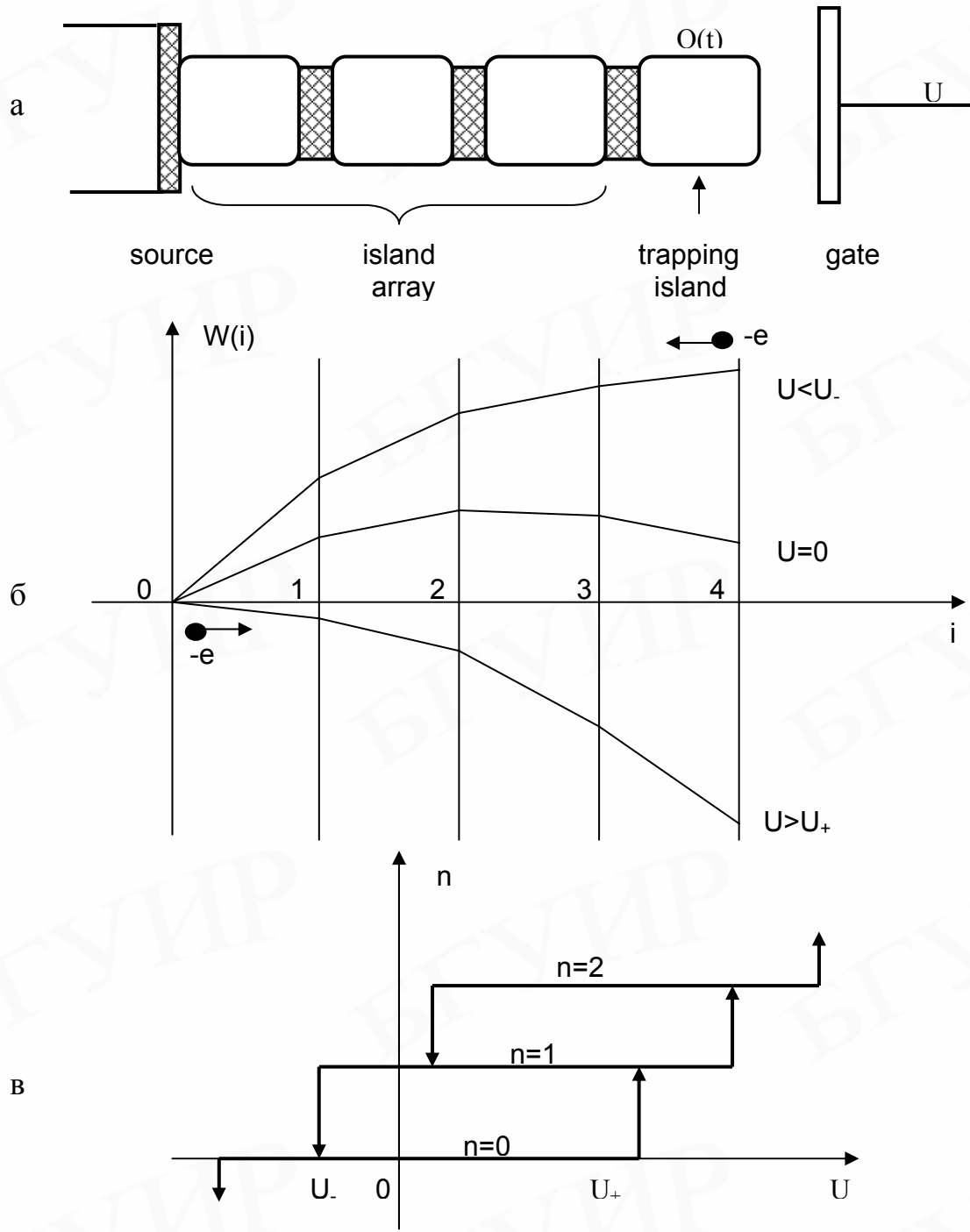


Рис.2.9. Схематическое изображение одноэлектронной ловушки (а), профили распределения энергии (б) и зарядовое состояние ловушки (в)

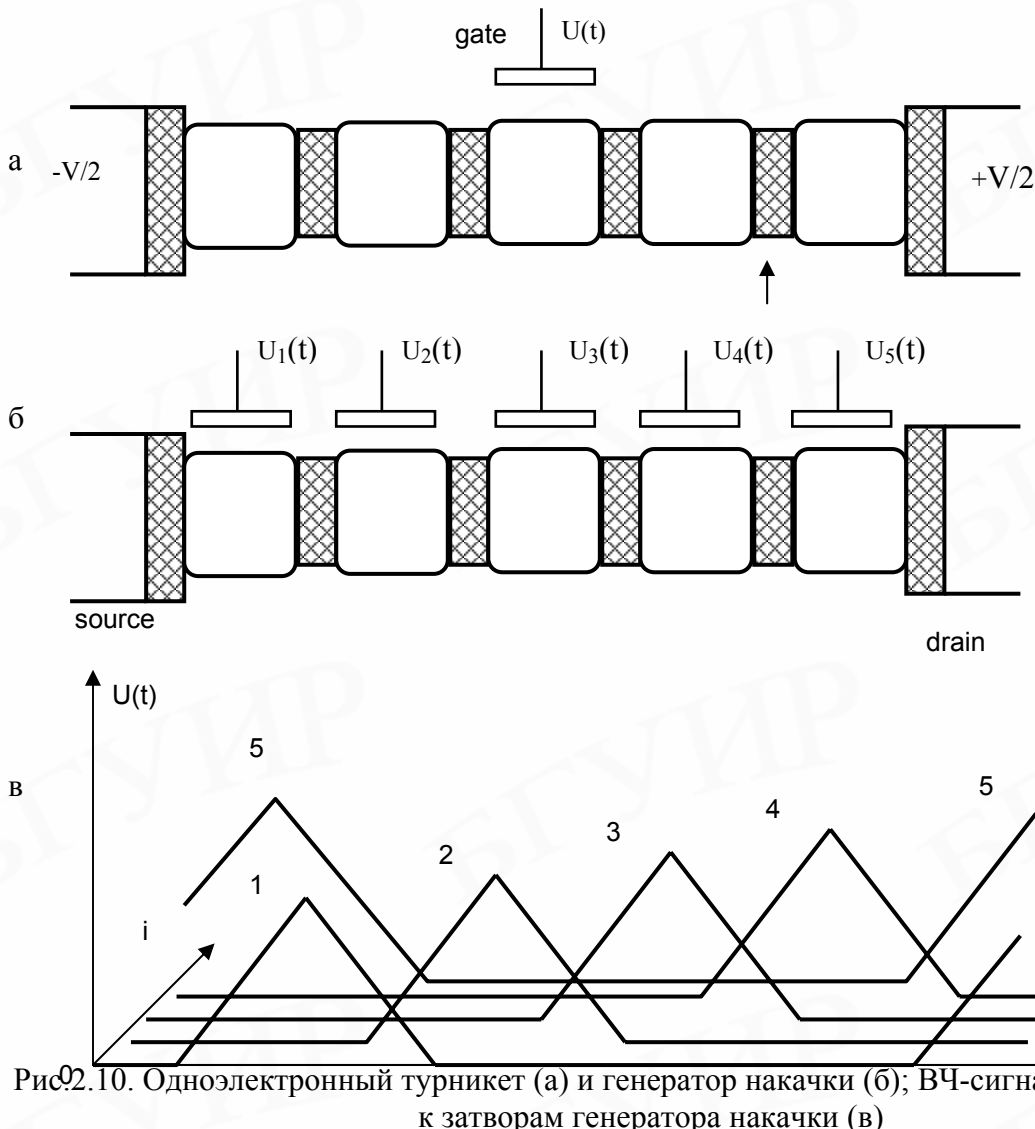


Рис.2.10. Одноэлектронный турникет (а) и генератор накачки (б); ВЧ-сигналы, приложенные к затворам генератора накачки (в)

Этот прибор был предложен и продемонстрирован в совместной франко-голландской разработке в 1990 г. [12]. При $V = 0$ прибор работает так же, как одноэлектронная ловушка: один электрон втягивается в центральный островок (случайным образом из стока или из истока) при увеличении напряжения на затворе U сверх определенного порога. Далее его можно вытеснить из островка уменьшением U . Приложении умеренного смещения между истоком и стоком $V \neq 0$ электрон подхватывается из истока, когда U повышается, и подводится к стоку, когда U понижается. Если напряжение затвора изменяется периодически, один электрон будет переноситься от истока к стоку в течение каждого периода.

Последнюю функцию можно выполнить даже лучше с помощью другого прибора, называемого **одноэлектронным генератором накачки** (*single-electron pump*), схематично показанного на рис.2.10,б [13]. Здесь ВЧ-сигналы $U_i(t)$, приложенные к каждому затвору, смещены по фазе (рис.2.10,в), формируя скольжение потенциала вдоль цепочки островков. Такое скольжение потенциала подхватывает электрон из истока и несет его к стоку способом, очень похожим на перенос многоэлектронных пучков в приборах с зарядовой

связью. Заметим, что этот прибор не нуждается в использовании постоянного напряжения исток–сток. Направление переноса электронов определяется направлением бегущей волны электрического потенциала.

Генераторы на одноэлектронных транзисторах

Одноэлектронные транзисторы можно использовать для генерации узкополосных сигналов с частотой, по существу, пропорциональной постоянному току $f = I/e$. Структура простейшего генератора показана на рис.2.11,а. Омическое сопротивление R в нем должно удовлетворять следующему требованию: $R_s \gg R \gg R_Q$. Рис.2.11,б иллюстрирует его динамические свойства.

Колебания возникают, как только прикладываемое постоянное напряжение V превышает пороговое напряжение $V_t = e/2C$, определяемое кулоновской блокадой, и постепенно исчезают в фоновом шуме при $I > 0,1e/RC$.

Экспериментальная реализация этого прибора является, однако, непростой задачей по следующим причинам. Теория одноэлектронных колебаний требует, чтобы омическое сопротивление обеспечивало непрерывную передачу заряда, то есть возможность перекачивания субодноэлектронного количества электричества, для того чтобы перезарядить емкость островка в течение интервалов времени между последовательными актами туннелирования. Это предположение, несмотря на то что, на первый взгляд, оно противоречиво, подтверждается тем, что в макроскопических диффузионных проводниках дробовые шумы не проявляются при напряжениях $V > k_B T/e$, как это происходит при дискретном переносе электронов (и как это действительно происходит, например, в туннельных переходах).

Теоретическое объяснение непрерывной проводимости в таких проводниках основано на размытом (колоколообразном) характере волновых функций электрона в диффузионных проводниках. Кроме того, для практической реализации узкополосного одноэлектронного генератора необходимо, чтобы омический резистор одновременно обеспечивал непрерывную передачу заряда, имел очень высокое сопротивление (~ 1 МОм или выше) и очень маленькую паразитную емкость ($C \ll e^2/k_B T$). Следует отметить, что эти требования достаточно сложно выполнить в реальной конструкции.

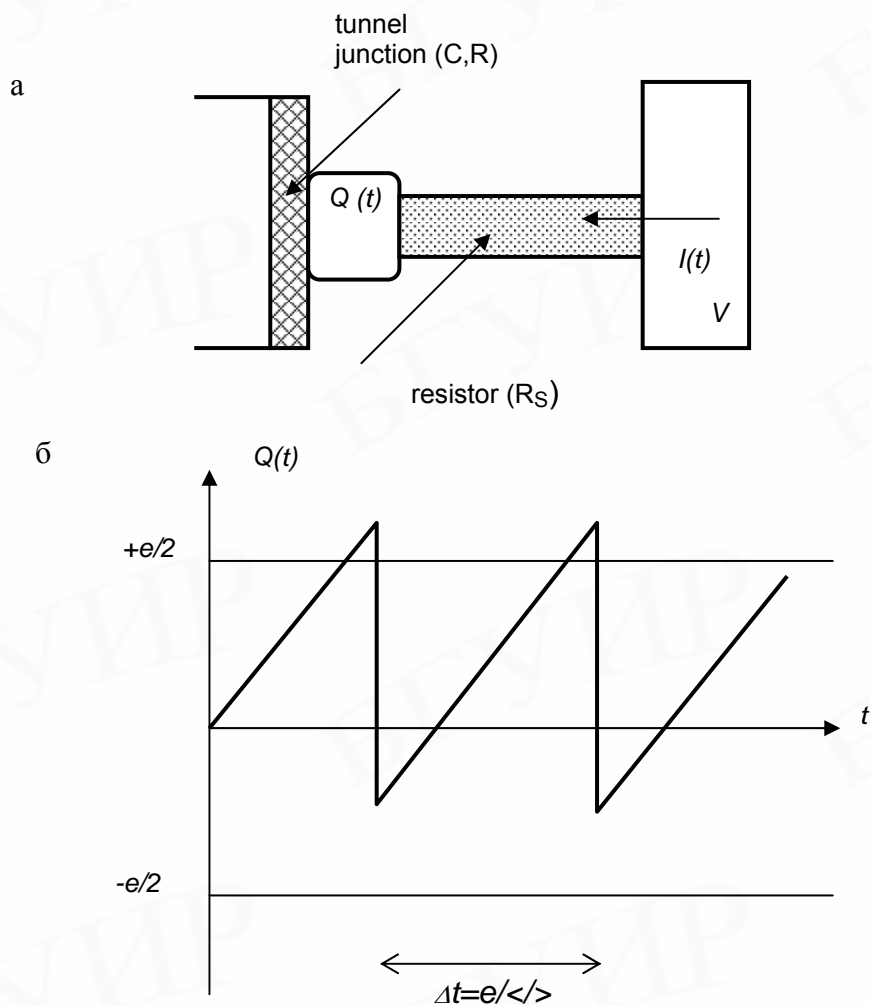


Рис.2.11. Структура простейшего одноэлектронного генератора (а) и его динамические свойства (б)

Стандарты постоянного тока

Одноэлектронный прибор со структурой, показанной на рис.2.11, может быть использован в качестве **стандарта постоянного тока (DC current standard)**. Принцип его работы основан на стабилизации фазы одноэлектронных колебаний с помощью внешнего ВЧ-источника с характерной частотой f . Стабилизация фазы обеспечивает передачу определенного количества электронов n за период внешнего ВЧ-сигнала и, таким образом, генерацию постоянного тока, который фундаментально связан с частотой через уравнение $I = nef$. Для его запуска можно использовать одноэлектронный турникет или генератор накачки, которые не дают когерентных колебаний в автономном режиме.

Уже первые эксперименты с $(2 + 2)$ -переходным турникетом показали, что его относительная точность $\delta I/I$ может быть выше чем 10^{-3} . Последующие теоретические работы подтвердили, что можно получить более высокую точность, используя генераторы накачки. Эти приборы позволяют более аккуратно

переносить один электрон вдоль цепочки и оставляют меньше возможностей (меньшее количество границ) для паразитных процессов из-за термической активации и сотуннелирования, которые могут привести к дополнительной погрешности из-за случайной передачи дополнительного электрона. Кроме того, преимуществом генератора накачки является возможность компенсации случайного фонового заряда каждого островка с помощью специально настроенного, постоянного напряжения смещения, приложенного к каждому затвору.

Теория показывает, что известные эффекты ограничивают относительную точность пятипереходного генератора накачки с типичными современными параметрами и сигналами на уровне 10^{-12} при частоте ~ 10 МГц, а при использовании специальных сигналов – вплоть до 10^{-16} .

Наилучшие экспериментальные разработки дали точность порядка $1,5 \times 10^{-8}$, предположительно ограниченную дополнительными фотовозбужденными электронами из-за того, что в систему просочилось какое-то электромагнитное излучение сверхвысокой частоты (в мегагерцах). Хотя обнаружение и устранение этих потерь является проблематичным, несомненно, что эту задачу можно решить.

Таким образом, нет никаких сомнений в том, что стандарт постоянного тока с относительной точностью лучше чем 10^{-10} (что вполне достаточно для всех предлагаемых применений) можно изготовить, используя приборы типа генераторов накачки.

Серьезный прорыв в данной области – это существенное увеличение выходного тока одноэлектронных стандартов (на текущий момент – в пикоамперном диапазоне), что позволит более широко использовать эти приборы в метрологии. Непосредственное увеличение частоты запуска f в приборах типа генераторов накачки натолкнулось на проблему быстрого роста динамической частоты ошибок, как только она становится сравнимой с $1/RC$.

Один из путей, позволяющий преодолеть эту проблему, состоит в использовании варианта генератора с «одной куперовской парой». В этом случае туннелирование является упругим и частота запуска может быть значительно больше. В конечном счете она ограничена только шириной энергетического зазора сверхпроводниковых материалов, используемых на частотах в несколько десятков ГГц ($I = ef \sim$ несколько наноампер). К сожалению, работе этих приборов все еще мешает случайное «загрязнение» квазичастицами, возможная причина которого не совсем понятна.

Другой путь – полностью избавиться от туннелирования. Фактически вместо того, чтобы ожидать пока электрон протуннелирует через барьер, отделяющий два островка генератора, значительно проще перенести его над потенциальной ямой при движении вдоль твердотельной структуры так, как это делается с многоэлектронными пучками в приборах с зарядовой связью.

Стандарты температуры

Цепочки туннельно-связанных островков ($N > 1$) можно использовать в качестве ***стандартов температуры (temperature standards)*** [14, 15]. При низких

температурах они имеют вольт–амперные характеристики, похожие на характеристики для одноэлектронных транзисторов с явной кулоновской блокадой туннелирования при низких напряжениях ($|V| < V_t$) и стремящиеся к прямолинейной асимптоте $V = NRI + const$ при $|V| \gg V_t$. Если температура поднимается выше значения E_c/k_B , где $E_c = e^2/C$, термические флуктуации подавляют кулоновскую блокаду и вольт–амперная кривая почти линейна при всех напряжениях: $G \equiv dI/dV \approx G_n \equiv 1/NR$. Только вследствие кулоновской блокады появляется небольшое понижение дифференциальной проводимости вблизи $V = 0$ с амплитудой $\Delta G/G_n \approx -E_c/6k_B T$ и шириной пика на полувысоте, равной $\Delta V = 5,44 Nk_B T/e$.

Теоретический анализ показал, что данное соотношение является достаточно постоянным при изменениях параметров цепочки, за исключением существенного изменения сопротивлений туннельных переходов. Это обеспечивает возможность использования цепочки для определения абсолютной температуры, так как фундаментальные постоянные, входящие в эту формулу, определены с высокой точностью. Каждая цепочка может дать высокую ($\sim 1\%$) точность значения температуры, если температура изменяется в интервале меньшем, чем одна декада. Но для цепочек с островками различных размеров (и, следовательно, различными E_c) эти области могут сдвигаться и частично перекрываться.

Таким образом, используя несколько цепочек, можно получить абсолютный стандарт температуры в очень широком диапазоне.

Логические элементы

Имеются две принципиальные возможности построения логических элементов на одноэлектронных транзисторах. Это *управляемые напряжением логические элементы (voltage state logics)* и *управляемые зарядом логические элементы (charge state logics)*.

Управляемые напряжением логические элементы на одноэлектронных транзисторах были предложены первыми [16]. В них напряжение, подаваемое на затвор, контролирует ток в цепи исток–сток одноэлектронного транзистора, что и используется для построения логических элементов, аналогичных по принципу действия тем, которые создаются на основе традиционных полевых транзисторов. В этом случае игнорируются специфические свойства одноэлектронного транзистора, а он лишь используется как электронный прибор с управляемым высоким или низким уровнем выходного напряжения, соответствующим логическим «1» и «0».

Переменная зависимость напряжения на стоке от напряжения на затворе (см. рис.2.8,а) упрощает конструирование комплементарных схем, аналогичных по своим функциям традиционным КМОП-схемам, используя одноэлектронные транзисторы только одного типа. Однако при этом становится невозможным прямое копирование схемных решений, разработанных для КМОП-схем.

Примеры логических элементов на одноэлектронных транзисторах показаны на рис.2.12 [17]. Они работают в достаточно широком интервале параметров самих приборов, но при достаточно низких температурах. Рабочая температура может быть несколько повышена, если вместо одноостровковых транзи-

стором использовать транзисторы на цепочке туннельно-связанных островков с распределенной емкостью затвора. Но даже при этом достижение комнатной рабочей температуры требует уменьшения размера островков до 1 нм и ниже.

Другим недостатком управляемых напряжением логических элементов является тот факт, что ни один из транзисторов в комплементарной паре не запирается полностью. Из-за этого ток утечки в таких элементах сравнительно велик и имеет величину порядка $10^{-4}e/RC$. При комнатной температуре потребление одного транзистора достигает 10^{-7} Вт.

Управляемые зарядом логические элементы на одноэлектронных транзисторах лишены отмеченного последнего недостатка. В них один бит информации представлен наличием или отсутствием одного электрона в проводящем островке. В таких элементах отсутствуют потребление мощности в статическом режиме ввиду отсутствия статических токов.

Данный подход был теоретически проработан в 1987 г. [18]. В предложенных логических элементах один электрон можно продвигать через управляемые сегменты типа сдвигового регистра, а резистивно присоединенные к ним транзисторы обеспечивают расщепление сигнала и выполнение бинарных логических операций. Такие схемы, однако, требуют связующих резисторов и работоспособны в сравнительно узком диапазоне параметров отдельных приборов. Чтобы преодолеть эти ограничения, предложено использовать емкостную связь вместо резистивной.

Однако более перспективным видится использование для построения зарядовых логических элементов прибора, который получил название *одноэлектронный транзисторный параметрон* (*single-electron transistor parametron*) [19, 20].

Простейший его вариант представляет собой три маленьких островка из проводящего материала, разделенные двумя туннельными барьерами (рис.2.13,а). Центральный островок должен быть немного смещен относительно линии, связывающей центры двух крайних островков.

Электронные процессы в такой структуре проиллюстрированы потенциальными диаграммами, представленными на рис.2.13,б. Периодическое тактовое электрическое поле E_c удерживает избыточный электрон в центральном островке только в течение части тактового периода. В определенный момент электрон перескакивает в один из крайних островков, что делает этот островок энергетически «невыгодным». Если структура симметрична, выбор между двумя крайними островками для локализации избыточного электрона происходит абсолютно произвольно. Имеет место то, что называют спонтанным нарушением симметрии. Однако наложение даже малого электрического поля E_s со стороны соседнего прибора в решающий момент может определить направление туннелирования электрона из центрального островка. Как только потенциальный барьер $W(t)$, создаваемый при последующем изменении тактового поля, возрастает, электрон оказывается захваченным в одном из крайних островков и поле E_s может быть выключено. В таком состоянии прибор может служить источником сигнального поля E_s для соседнего такого же прибора. Знак этого поля, соответствующий определенному направлению дипольного момента в при-

боре, представляет один бит информации, что позволяет строить на его основе логические элементы.

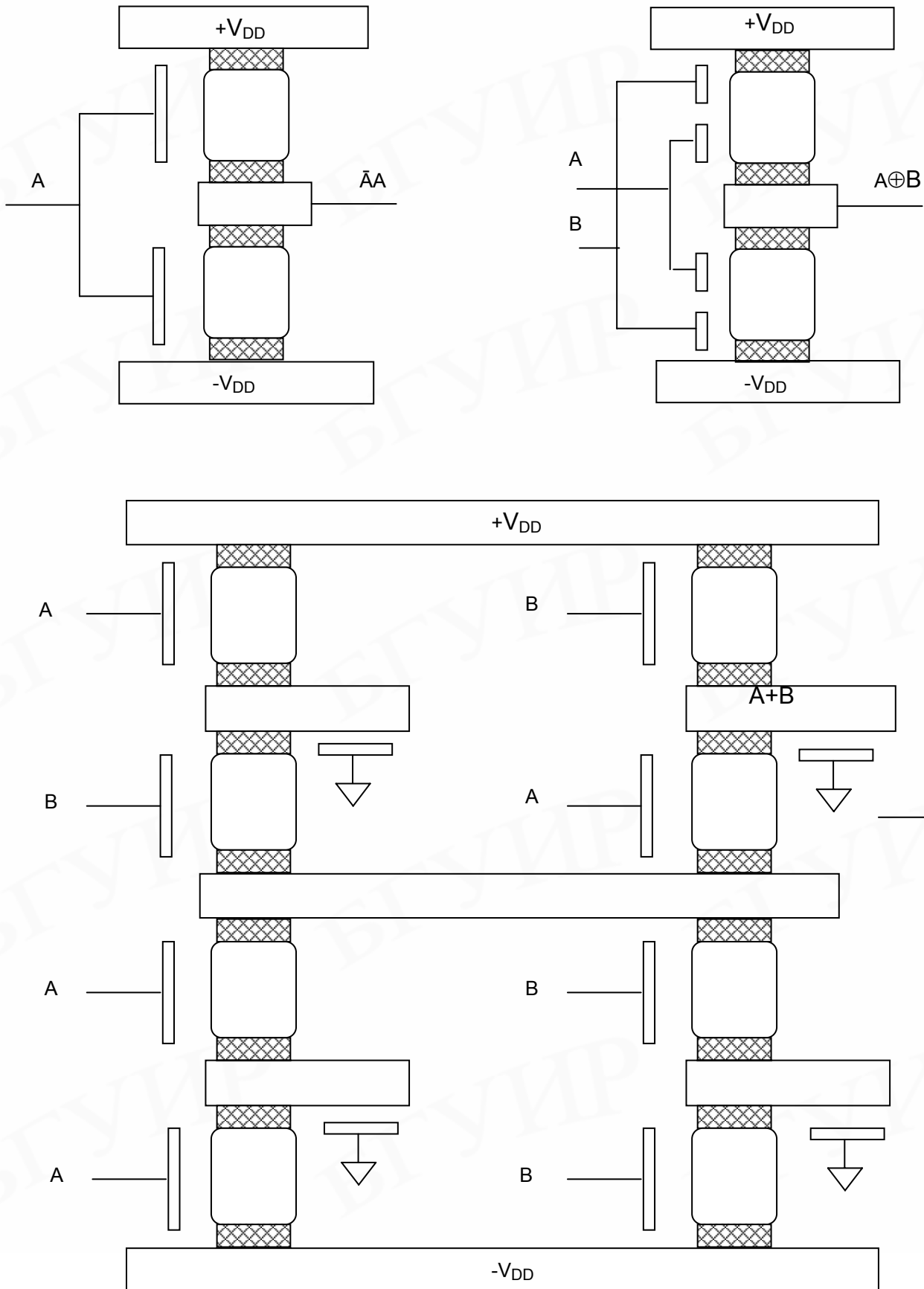


Рис.2.12. Примеры логических элементов на одноэлектронных транзисторах

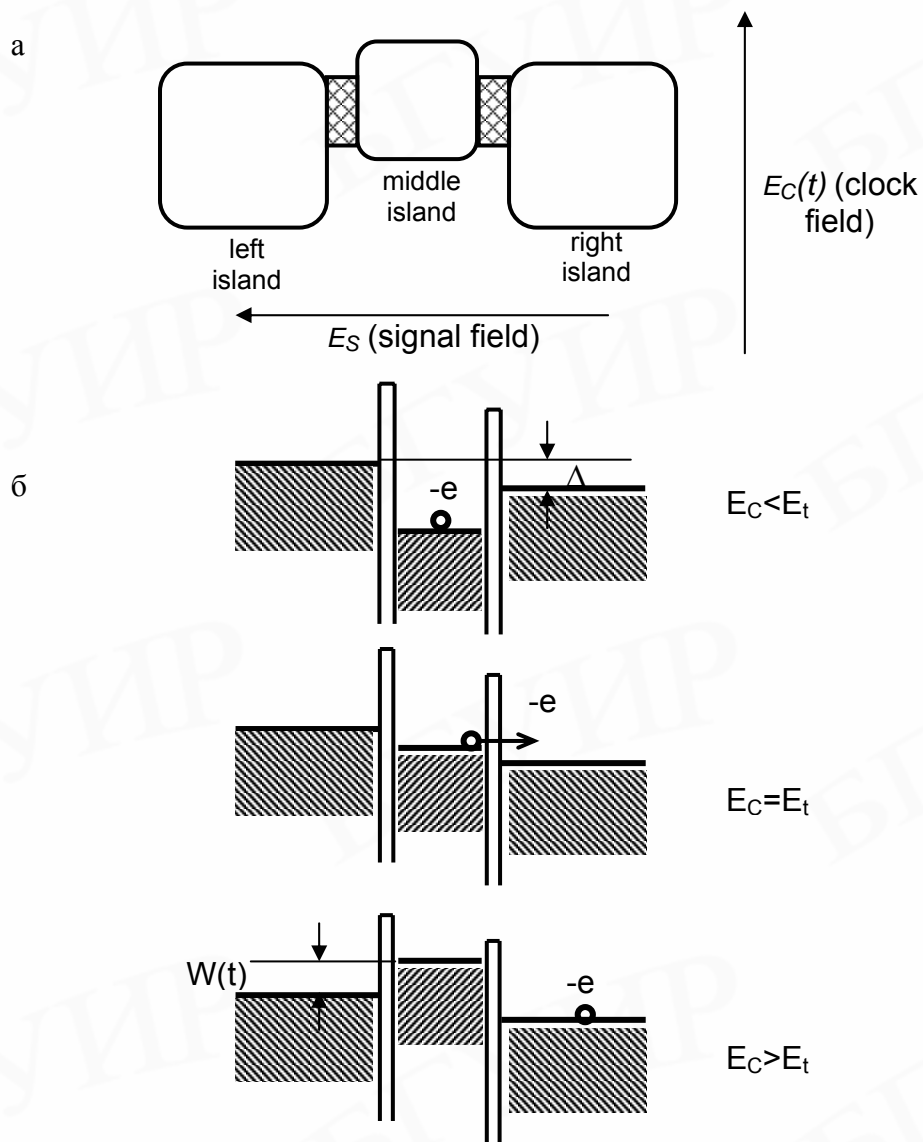


Рис.2.13. Принципиальная структура одноэлектронного параметрона (а) и потенциальные диаграммы электронных процессов в нем (б)

Проблемы и ограничения

Главные преимущества одноэлектронных приборов по сравнению с известными биполярными и полевыми полупроводниковыми транзисторами связаны с намного меньшими размерами и с расширенными функциональными возможностями. Однако следует иметь в виду и их недостатки.

Во-первых, работоспособность одноэлектронных транзисторов обычно ограничена областью низких температур. Для того чтобы они работали при комнатной температуре, размер квантовой точки должен быть много меньше 10 нм.

Во-вторых, одноэлектронные транзисторы имеют высокий выходной импеданс из-за высокого сопротивления туннельных переходов, которое должно быть много больше чем h/e^2 (25,8 кОм).

В-третьих, напряжение исток — сток для одноэлектронных транзисторов должно быть меньше, чем амплитуда (размах) напряжения затвора. Это необходимо для того, чтобы обеспечить возможность использовать одноэлектронные транзисторы как затворы, контролируемые переключающие приборы, потому что потенциал квантовой точки легко подвергается влиянию напряжения исток — сток.

В-четвертых, определенные трудности в воспроизводимости характеристик одноэлектронных приборов возникают в связи с появлением неконтролируемого заряда вблизи островка. Такой заряд возникает вследствие захвата хотя бы одного примесного атома диэлектрическим окружением островка. Заряд примеси поляризует островок и изменяет, таким образом, условия для кулоновской блокады в нем.

По мере преодоления названных ограничений одноэлектронные приборы будут превращаться из лабораторных образцов в промышленную продукцию.

2.3. Резонансное туннелирование

Туннелирование электронов в низкоразмерной структуре определяется не только характеристиками составляющих ее потенциальных барьеров, но и разрешенными энергетическими состояниями для электронов внутри самой структуры. В низкоразмерной структуре, ограниченной двумя потенциальными барьерами, имеет место резкое возрастание протекающего через нее туннельного тока при совпадении уровня Ферми в инжектирующем электроде и дискретного уровня в низкоразмерной структуре. Это явление получило название **резонансное туннелирование** (*resonant tunneling*). Оно приводит к появлению на вольт-амперной характеристике участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, что чрезвычайно привлекательно для создания твердотельных сверхвысокочастотных генераторов.

Типичными структурами для наблюдения этого эффекта являются квантовые колодцы. Возможности резонансного туннелирования через них были предсказаны Д. Бомом [21]. Однако экспериментальное подтверждение было получено лишь более двух десятилетий спустя, после того как технология формирования сверхрешеток позволила создавать структуры с высококачественными квантовыми колодцами. Энергетическая диаграмма такой структуры и ее вольт-амперная характеристика показаны на рис.2.14.

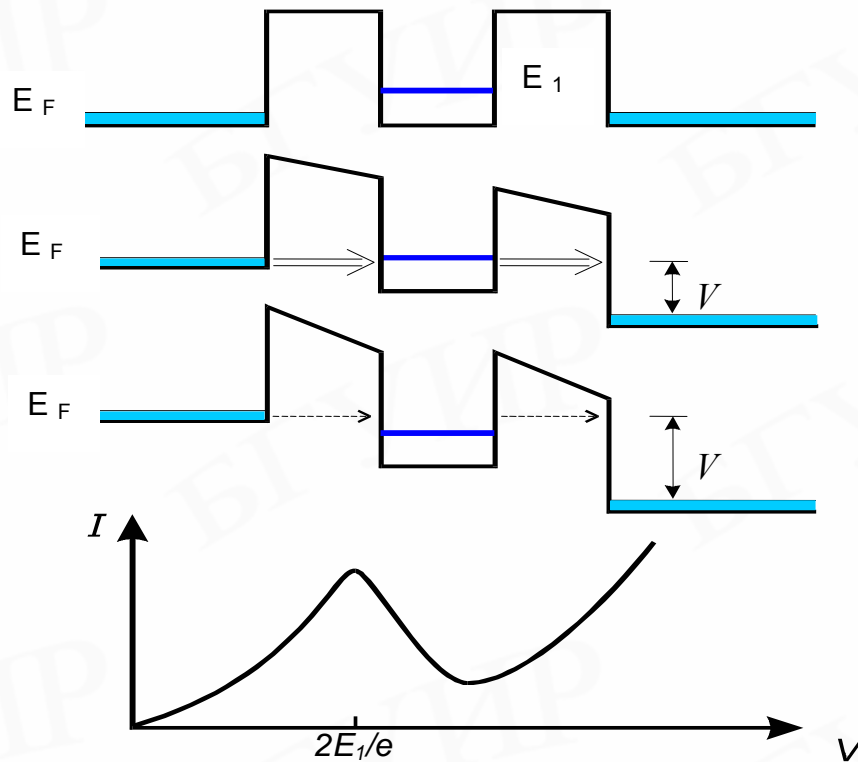


Рис. 2.14. Энергетическая диаграмма и вольт-амперная характеристика двухбарьерной структуры с квантовым колодцем

Классические двухбарьерные резонансно-туннельные структуры изготавливают на основе сверхрешеток GaAs-AlGaAs. В качестве «узкозонного» материала электродов и для самого колодца используется GaAs, а барьеры формируются из «широкозонного» тройного соединения GaAlAs. Возможно также создание резонансно-туннельных структур на основе комбинаций полупроводник-диэлектрик, например Si-CaF₂, Si-SiO₂.

Квантовое ограничение приводит к квантованию энергетических уровней в колодце. В двумерной структуре – квантовой пленке толщиной a – образуется подзона с энергией, соответствующей $E_1 = \hbar^2 \pi^2 / (2m^* a^2)$. Предполагается, что в отсутствие внешнего напряжения она располагается выше уровня Ферми (E_F) в отделенных барьерами электродах. Электрод, с которого осуществляется инжекция электронов, называют эмиттером, а собирающий электрод – коллектором.

При приложении к структуре небольшого внешнего напряжения V основное падение напряжения приходится на области барьеров, так как их электрическое сопротивление много больше сопротивления колодца. В них происходит наибольшее искривление энергетических уровней, однако электрический ток через структуру незначителен. С увеличением приложенного напряжения уровень E_1 в колодце понижается, обеспечивая появление туннельного тока через эмиттерный барьер. Туннелирование электронов из колодца в коллектор не вызывает ограничений, так как идет с высокого энергетического уровня на более низкий. Величина туннельного тока становится максимальной при совпадении уровня Ферми в эмиттере и энергетического уровня E_1 в колодце. При этом электроны туннелируют в колодец, сохраняя свою энергию и импульс. Благодаря этому они там не задерживаются и быстро уходят в коллектор. Происходит резонансное прохождение электронов через колодец, что при симметричных эмиттерном и коллекторном барьерах соответствует $V = 2E_1/e$.

При дальнейшем понижении уровня E_1 электроны уже не могут туннелировать с сохранением энергии и момента. Они задерживаются в колодце. Ток через структуру уменьшается, создавая участок с **отрицательным дифференциальным сопротивлением** (*negative differential resistance*) на вольт–амперной характеристике. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к все возрастающей, термически активируемой, надбарьерной эмиссии электронов и к соответствующему росту тока через структуру.

Туннельный ток через двумерную двухбарьерную структуру в зависимости от внешнего приложенного напряжения рассчитывают при следующих допущениях. Предполагается, что эмиттер, колодец и коллектор разделены потенциальными барьерами в направлении z . Электроны в них ведут себя как свободные частицы с эффективной массой m^* . Электрон с волновым вектором k в эмиттере туннелирует через барьер в коллектор без рассеивания, то есть с сохранением полной энергии и без изменения волнового вектора в плоскости xy . Составляющая волнового вектора в направлении z не остается неизменной, так как структура в этом направлении неоднородна. Пренебрегают кулоновским взаимодействием между электронами и связанным с ним потенциалом изображения для туннелирующих электронов. Игнорируют также вызванное внешним смещением искривление зон у границ эмиттера и коллектора с барьерами. Все эти упрощения позволяют определить прозрачность потенциального барьера $T(E_z)$ для электрона с энергией E_z путем решения одномерного уравнения Шредингера. Вместе с этим решения для x - и y -направлений представляют собой плоские волны с собственными значениями энергии $E_{x,y} = (\hbar^2/2m^*)(k_x^2 + k_y^2)$. Полная же энергия туннелирующего электрона равна $E = E_{x,y} + E_z$.

Общий туннельный ток в рассматриваемой структуре рассчитывается суммированием вероятностей туннелирования с учетом распределения электронов по энергиям в области эмиттера:

$$I = \frac{e}{4\pi^3 \hbar} \int_0^\infty dk_x dk_y \int_0^\infty dk_z T(E_z) [f(E) - f(E')] \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right), \quad (2.15)$$

где $f(E)$ и $f(E')$ – равновесные функция распределения Ферми-Дирака для электронов соответственно в эмиттере и коллекторе. Член $[f(E) - f(E')]$ предполагает, что электроны туннелируют из занятых состояний в свободные. При отсутствии рассеивания энергия электрона в коллекторе E' связана с его энергией в эмиттере E соотношением $E' = E + eV$, где V – внешнее приложенное к структуре напряжение.

Приведенное выражение дает хорошее качественное согласие с экспериментом. Количественное же совпадение труднодостижимо, так как требует учета изгиба зон и рассеивания электронов в колодце и на границах с эмиттером и коллектором. В реальных структурах это приводит к несимметричности вольт-амперной характеристики относительно нулевого смещения даже в том случае, когда оба барьера, а также эмиттер и коллектор идентичны по своим физико-топологическим параметрам. Более того, рассеивание электронов в колодце на фононах, неоднородностях межфазных границ и на дефектах при повышении температуры приводит к подавлению резонансного туннелирования и соответствующему уменьшению разницы между пиковым и минимальным токами на участке вольт-амперной характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

2.4. Приборы на резонансном туннелировании

Явление резонансного туннелирования позволяет создавать диоды и транзисторы, работающие с временами переключения, составляющими единицы и десятые доли ps , то есть в диапазоне частот вплоть до нескольких ТГц (10^{12} Гц) [22-24].

Диоды на резонансном туннелировании

В общем случае **резонансно-туннельный диод (resonant tunneling diode – RTD)** представляет собой периодическую структуру, которая состоит из последовательно расположенных квантовых колодцев, разделенных потенциальными барьерами, с электрическими контактами к двум крайним противоположным областям. Чаще всего это двухбарьерные структуры с одним квантовым колодцем и симметричными характеристиками барьеров, поскольку по мере увеличения количества колодцев все труднее реализовать условия для согласованного резонансного переноса носителей заряда. Условное обозначение, эквивалентная схема такого диода и общий вид его основных электрических характеристик показаны на рис. 2.15.

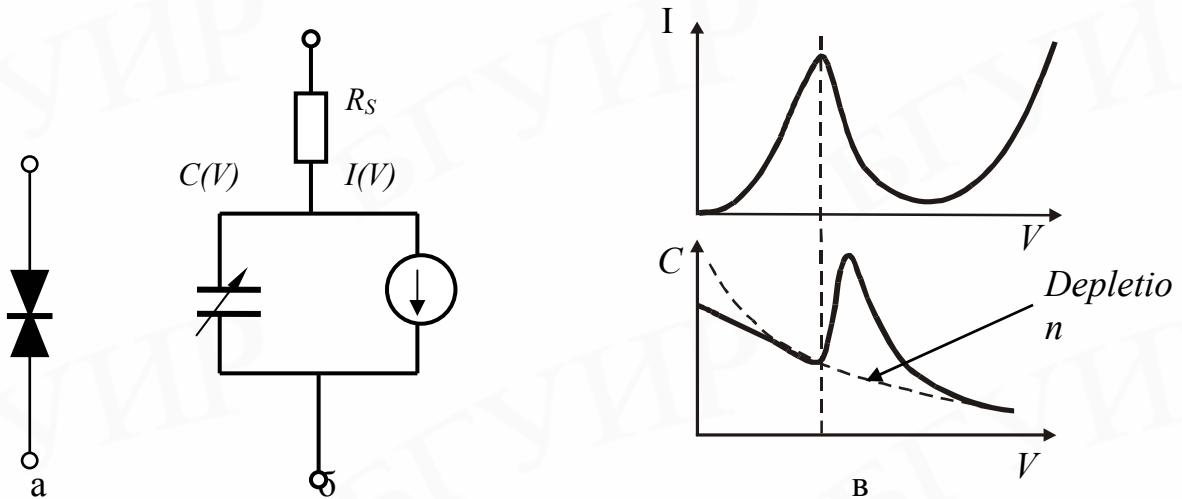


Рис. 2.15. Условное обозначение резонансно-туннельного диода (а), его эквивалентная схема (б), вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики (в)

Эквивалентная схема резонансно-туннельного диода включает в себя источник тока $I(V)$ и емкость $C(V)$, управляемые напряжением, и последовательное сопротивление R_s . Здесь параллельная цепочка из $I(V)$ и $C(V)$ представляет собой собственно диод, а R_s является суммой последовательных сопротивлений, таких как контактные сопротивления. Емкость $C(V)$ является чрезвычайно важной при определении быстродействия прибора. За исключением области напряжений вблизи токового резонанса она приблизительно равна емкости, рассчитанной для нелегированного разделительного слоя и обедненного слоя прибора. Пик емкости в области отрицательного дифференциального сопротивления обусловлен резонансными электронами, накопленными в яме. Это должно приниматься во внимание при строгом обсуждении быстродействия. Отметим также, что $I(V)$ и $C(V)$ не зависят от частоты вплоть до предельных рабочих частот диода.

Основной особенностью резонансно-туннельных диодов является наличие на его вольт-амперной характеристике области отрицательного дифференциального сопротивления, которая является основой для большинства его практических применений. Наиболее важные электрические параметры: пиковое значение плотности тока (*peak current density*) и пиковое напряжение (*peak voltage*) – напряжение в области пика плотности тока, долинная плотность тока в минимуме (*valley current density*), отношение этих плотностей тока (*peak-to-valley ratio*).

Пиковая плотность тока уменьшается экспоненциально с увеличением толщины барьера. Абсолютная величина пиковой плотности тока, полученная моделированием, хорошо согласуется с экспериментальными данными, в то время как расчетная величина долинной плотности тока оказывается на один-два порядка меньше экспериментальных значений.

Отношение токов в максимуме и минимуме для реальных приборов варьируется от единиц до нескольких десятков при комнатной температуре (при низких температурах это отношение возрастает), хотя расчетные значения этого параметра на порядок больше. Причина таких расхождений в пренебрежении эффектов рассеивания при расчетах. Эффекты рассеивания расширяют резо-

нанс, в то же время одновременно ослабляя его. Пиковая плотность тока почти не чувствительна к эффектам рассеивания, но долинная плотность тока в минимуме, а следовательно, и их отношение в значительной степени определяются рассеиванием носителей заряда на границах колодца.

Для достижения высоких рабочих плотностей тока необходимо, чтобы барьеры были тонкими (несколько моноатомных слоев), а границы раздела – резкими, четкими. Однако экспериментально показано, что границы раздела не имеют химически резких, абсолютно плоских границ даже при оптимальных условиях формирования. Так, например, переход между GaAs и AlAs в наиболее перспективных для практического применения сверхрешетках на их основе происходит в пределах 1 - 4 монослоев. Поэтому потенциальный барьер на их границе не является строго ступенчатым, а размыт и зависит от рельефа поверхности границы. Это ведет к значительному уменьшению величины отношения токов в максимуме и минимуме области отрицательного дифференциального сопротивления на вольт-амперной характеристике диода и объясняет различие между теорией резонансного туннелирования и экспериментальными данными, что и проиллюстрировано рис.2.16.

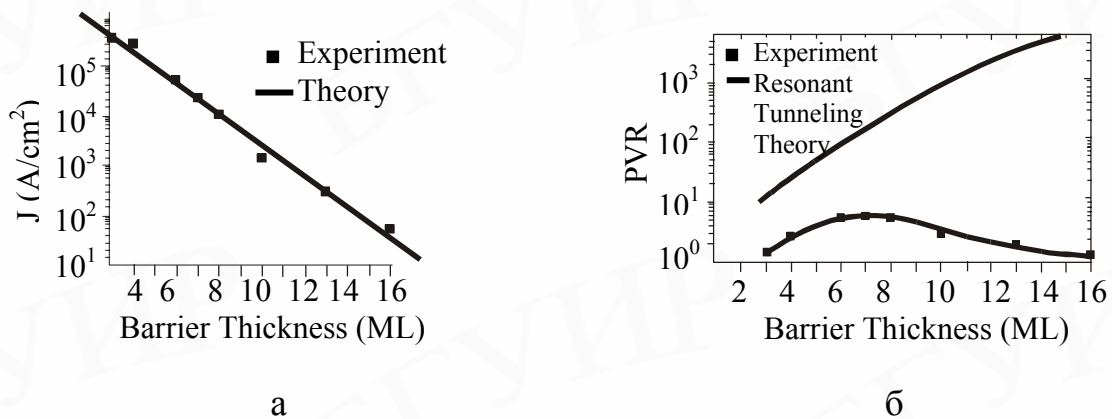


Рис. 2.16. Сравнение теоретических и экспериментальных данных для GaAs-AlAs резонансно-туннельного диода: а – плотность пикового тока; б – отношение тока в максимуме к току в минимуме (PVR)

С точки зрения практического использования наиболее привлекательными характеристиками резонансно-туннельных диодов являются их чрезвычайно высокие скорости переключения. Обсуждая факторы, влияющие на быстродействие этих диодов, важно разделить два времени отклика: время на туннелирование, которое связано с квантовыми механизмами, и время, которое требуется для зарядки емкости диода и соотносится с теорией цепей.

Рассмотрим указанное «*время туннелирования*» и «*RC-время*». Предположим, что электрическое поле в резонансно-туннельной структуре переходит от нерезонансного к резонансному состоянию за определенное время. Амплитуда волновой функции в квантовом колодце изменяется до своего стационарного значения в ответ на это изменение. Время туннелирования – это и есть

время, необходимое для этого изменения, то есть для перехода системы в устойчивое состояние. Это величина порядка времени жизни стабильного резонансного состояния в квантовой яме t_{life} , которое равно времени прохождения электроном квантовой ямы. В упрощенном представлении это время задается шириной энергетического уровня Γ_0 как

$$t_{life} = h/\Gamma_0, \quad (2.16)$$

где h – постоянная Планка, а Γ_0 – ширина энергетического уровня, которая определяется как полуширина функции вероятности переноса электронов через резонансное состояние.

Γ_0 экспоненциально уменьшается с увеличением толщины и высоты барьера. Это означает, что для выбранных материалов уменьшение времени туннелирования может быть получено путем уменьшения толщины барьера. Однако выбор оптимальной толщины требует учета зависимости отношения токов в максимуме и минимуме от этого параметра. Теоретический предел быстродействия идеального резонансно-туннельного диода оценивается в 0,1 пс. В реальных приборах неровности границ и неупругое рассеивание увеличивают время туннелирования.

В большинстве применений быстродействие резонансно-туннельных диодов ограничивается не только временем туннелирования, но и временем заряда емкости, то есть постоянной $R_s C(V)$. Это хорошо видно из эквивалентной схемы, приведенной на рис.2.15,б.

При обсуждении преимуществ резонансно-туннельных диодов заслуживает внимания их сравнение с диодами Есаки (туннельными диодами). Диоды Есаки состоят из сильно легированного p - n перехода и имеют подобные вольт-амперные характеристики. Одно из наиболее важных преимуществ резонансно-туннельных диодов – это возможность получить высокую плотность максимального тока при относительно низкой емкости. Так, для резонансно-туннельных диодов достигнута экстремально высокая плотность тока $6,8 \times 10^5$ А/см² при емкости около $1,5 \times 10^{-7}$ [23]. Эти величины указывают на то, что показатель скорости, который определяется как отношение удельной емкости к пиковой плотности тока C/J_p , меньше чем 0,22 пс/В. Показатель скорости соответствует скорости изменения напряжения, когда емкость диода заряжается его максимальным током. Эта величина намного меньше, чем для диодов Есаки, которая для последних больше чем 10 пс/В. Возможность такого различия связана с тем, что плотность тока в резонансно-туннельных диодах можно увеличить изменением толщины барьера и ямы, а это может быть достигнуто без уменьшения толщины обедненного слоя. С другой стороны, для того чтобы увеличить плотность тока в диодах Есаки, должна быть увеличена концентрация примеси для увеличения толщины туннельного барьера (равно как и обедненного слоя). Следовательно, максимальное быстродействие резонансно-туннельных диодов может быть намного больше, чем у диодов Есаки. Более того, в резонансно-туннельных диодах можно избежать деградации, наблюдаемой в диодах Есаки из-за диффузионного перераспределения примесей вблизи сильнолегированного p - n -перехода.

Транзисторы на резонансном туннелировании

Добавление управляющего электрода к резонансно-туннельному диоду превращает его в **резонансно-туннельный транзистор (*resonant tunneling transistor*)** и расширяет возможности его применения.

В электрических схемах резонансно-туннельные транзисторы обозначают значком, представленным на рис.2.17. Потенциал, подаваемый на дополнительный электрод, смещает вольт-амперную характеристику диода вдоль оси тока (см. рис. 2.15,б).

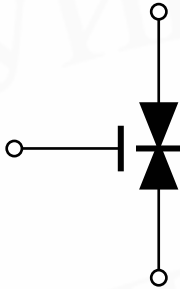


Рис.2.17. Условное обозначение резонансно-туннельного транзистора в электрических схемах

Можно также объединить резонансно-туннельный диод с обычным транзистором, чтобы сделать комбинированный прибор. Этот вариант использован для создания **резонансно-туннельного биполярного транзистора (*resonant tunneling bipolar transistor*)** и **резонансно-туннельного транзистора на горячих электронах (*resonant tunneling hot electron transistor*)** [24-26].

Резонансно-туннельный биполярный транзистор представляет собой биполярный транзистор с резонансно-туннельной структурой, встроенной в области перехода эмиттер–база или в базе. Похож на него и резонансно-туннельный транзистор на горячих электронах, у которого резонансно-туннельная структура встраивается в эмиттер. Эти приборы имеют отрицательную крутизну характеристики в схеме включения с заземленным эмиттером.

Кроме названных приборов имеются и транзисторные структуры, представляющие собой **управляемые затвором резонансно-туннельные диоды (*gated resonant tunneling diodes*)**. Затворы в них создают в виде барьеров Шоттки или *p-n*-переходов вокруг эмиттера для внешнего управления условиями резонанса тока в диоде. На рис.2.18 показан пример такого прибора. В нем область эмиттера, а следовательно, и эмиттерный ток, можно модулировать с помощью потенциала на затворе, выполненного в виде *p-n*-перехода, окружающего эмиттер.

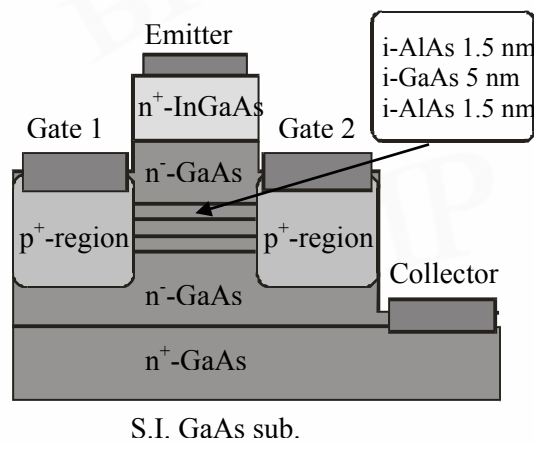


Рис.2.18. Управляемый затвором резонансно-туннельный диод на основе GaAs-AlAs

Такое управление эмиттерным током позволяет управлять максимальным током, протекающим через структуру в резонансных условиях.

Логические элементы на резонансно-туннельных приборах

Резонансно-туннельные диоды и транзисторы применяются как в аналоговых, так и в цифровых интегральных микросхемах как элементы, имеющие вольт-амперную характеристику с участком отрицательного дифференциального сопротивления. Однако мы в качестве примера остановимся только на принципах построения оригинальных сверхбыстродействующих логических вентилей, использующих переход из моностабильного в бистабильное состояние (*monostable-bistable transition logic elements – MOBILEs*) [26].

Такие логические вентили используют переход из моностабильного в бистабильное состояние схемы, состоящей из двух последовательно соединенных приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением [27]. При этом по крайней мере один из приборов должен иметь третий вывод для модуляции пикового тока. На рис. 2.19 показаны нагрузочные кривые и соответствующие диаграммы потенциальной энергии для такой схемы.

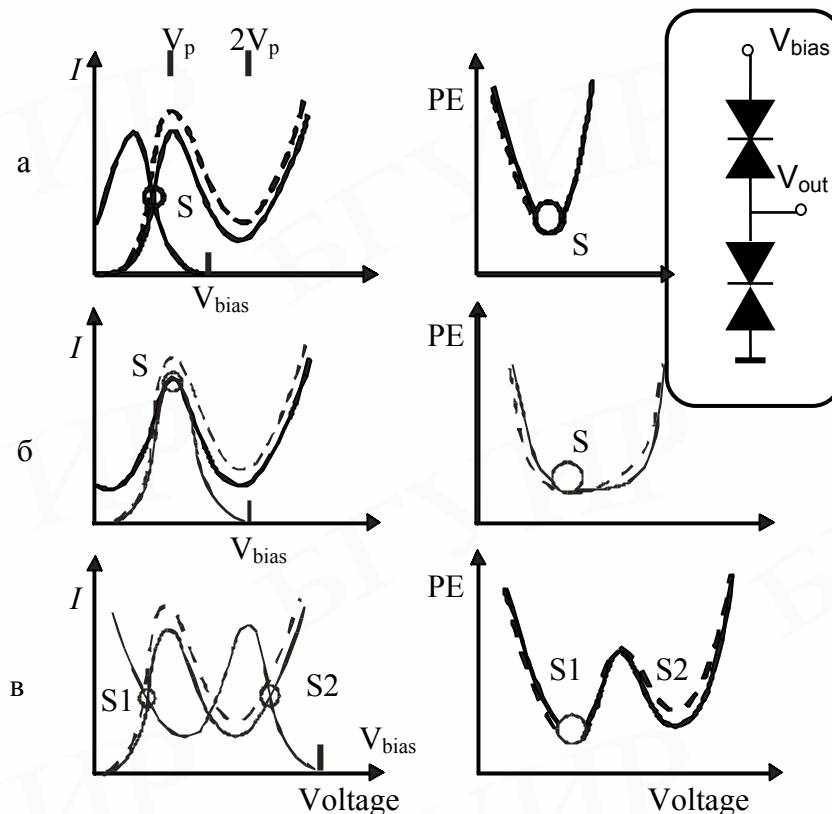


Рис. 2.19. Нагрузочные кривые и соответствующие диаграммы потенциальной энергии для базового элемента, обеспечивающего переход из моностабильного в бистабильное состояние

Количество устойчивых точек равно единице (рис.2.19,а), когда напряжени- ние смещения меньше, чем удвоенное пиковое напряжение ($2V_p$). Эта устойчи- вая точка расщепляется на две ветви, S_1 и S_2 (рис.2.19,в), когда напряжение смещения увеличивается за пределы $2V_p$. Небольшое различие пикового тока у двух приборов определяет состояние схемы после перехода. Например, боль- ший пиковый ток в задающем приборе (нижний резонансно-туннельный диод или транзистор) дает стабильную точку S_1 (штриховая линия). Различие пико- вых токов может быть слишком малым для переключения, так как в точке пе- рехода (рис.2.19,б) система чувствительна к разнице. При колебательном изме- нении напряжения смещения V_{bias} схема работает как логический вентиль.

В заключение следует отметить, что наиболее важными особенностями рассмотренных нанoeлектронных приборов на туннельных эффектах являются их расширенные, по сравнению с традиционными приборами, функциональные возможности, связанные с уникальностью вольт–амперных характеристик, и высокое быстродействие. Благодаря им эти приборы играют важную роль в разработке сверхбыстродействующих интегральных микросхем со сверхвысо- кой степенью интеграции [28].

3. СПИН-ЗАВИСИМЫЙ ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Специфические явления, связанные со спин-зависимым транспортом носи- телей заряда в твердотельных структурах, и электронные приборы на их основе объединены общим научно-техническим направлением, которое получило на- звание спинтроники (spintronics). В нем спин электрона наравне с его зарядом используется для электронной обработки информации. Спинтроники сформир- овалась как самостоятельное направление только в конце XX столетия в ре- зультате накопления фундаментальных знаний и изготовления первых элек- тронных приборов со спин-зависимым транспортом носителей заряда методами обычной микроэлектронной технологии и быстро развивающейся нанотехноло- гии. Интерес к спинтронным электронным приборам вызван тем, что, во- первых, они, как ожидается, должны иметь лучшие свойства по сравнению с их обычными полупроводниковыми аналогами. Во-вторых, они, как полагают, обеспечат базу для реализации квантовых вычислений и основанных на них квантовых компьютеров.

Спиновые эффекты в явном виде проявляются через транспортные явления в микроэлектронных и нанoeлектронных структурах, помещенных в магнитное поле. Их главной характеристикой является магнитосопротивление (magnetore- sistance), которое определяют как изменение электрического сопротивления ма- териала или структуры, обусловленное магнитным полем. Величина магнито- сопротивления выражается как отношение $\Delta R/R_0$ в процентах, где ΔR – измене- ние сопротивления, а R_0 – сопротивление при нулевом магнитном поле. Поло- жительное магнитосопротивление соответствует увеличению сопротивления при приложении магнитного поля, в то время как отрицательное магнитосопро-

тивление – уменьшению сопротивления. Магнитосопротивление надлежащим образом характеризует спиновые эффекты при диффузионном и баллистическом транспорте носителей заряда, а также при туннелировании. В данном разделе рассмотрены спин-зависимые транспортные явления в твердых телах с акцентом на их особенности в наноразмерных структурах. Кроме того, в последнем подразделе приведено несколько примеров интегральных спинтронных приборов.

3.1. Гигантское магнитосопротивление

Многослойные тонкопленочные структуры, составленные из чередующихся слоев немагнитного материала между противоположно намагниченными ферромагнитными материалами, демонстрируют значительное изменение сопротивления при помещении их в магнитное поле. Это явление называют эффектом гигантского магнитосопротивления (giant magnetoresistance effect). Эффект наблюдается, когда электрический ток пропускают как в плоскости этих слоев, так и перпендикулярно им. Эти основные конфигурации называются конфигурациями с протеканием тока в плоскости (current-in-plane – CIP) и с протеканием тока перпендикулярно плоскости структуры (current –perpendicular -to-plane – CPP).

Тонкопленочная структура с плоскопараллельной геометрией протекающих токов для наблюдения эффекта гигантского магнитосопротивления схематически показана на рис. 3.1. Ферромагнитные слои с противоположной намагниченностью могут быть получены осаждением в магнитных полях, имеющих противоположную ориентацию. В отсутствие магнитного поля сопротивление, измеряемое током, проходящим в плоскости слоев, будет самым большим, когда магнитные моменты в чередующихся слоях противоположно направлены. При этом электроны со спином, соответствующим намагниченности одного слоя, не могут перемещаться по материалу с противоположной намагниченностью, поскольку в нем отсутствуют приемлемые для них энергетические состояния. Это приводит к отражению электронов от границы таких слоев и вынуждает ток течь внутри суженных каналов.

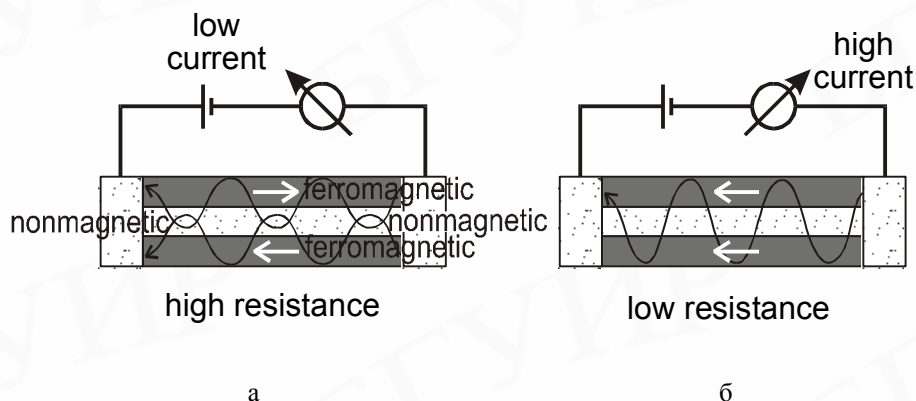


Рис.3.1. Эффект гигантского магнитосопротивления в тонкопленочной структуре с протеканием тока в плоскости слоев: а – антипараллельная намагниченность ферромагнитных слоев – высокое сопротивление; б – параллельная намагниченность ферромагнитных слоев – низкое сопротивление

Минимальное сопротивление структуры получается тогда, когда магнитные моменты слоев ориентированы в одном направлении с внешним магнитным полем. Магнитное поле, необходимое для достижения параллельности всех состояний намагничивания (наименьшее сопротивление), обычно называется полем насыщения. Уменьшение сопротивления может достигать нескольких сотен процентов при низких температурах. Наиболее ярко эффект наблюдается в Fe-Cr- и Co-Cu- многослойных структурах. Он усиливается с увеличением числа слоев и достигает своего максимума приблизительно для 100 слоев при толщине каждого слоя несколько нанометров.

Взаимная ориентация магнитных моментов двух соседних магнитных слоев зависит от толщины промежуточного немагнитного слоя. Фактически ориентация магнитных моментов магнитных слоев колеблется между параллельной (для ферромагнетика) и антипараллельной (для антиферромагнетика), как функция толщины немагнитного слоя. Это явление называют осциллирующим обменным взаимодействием (*oscillatory exchange coupling*). В результате такой связи магнитосопротивление колеблется при изменении толщины немагнитного слоя. Эффект гигантского магнитосопротивления имеет место только для тех значений толщины немагнитного слоя, для которых обменная связь с промежуточным слоем достаточна для выстраивания магнитных моментов магнитных слоев антипараллельно.

С увеличением напряженности магнитного поля магнитосопротивление постепенно уменьшается. Это связано с тем, что магнитное поле, которое имеет тенденцию выравнивать моменты магнитных параллельных слоев, должно преодолеть обменную связь, которая предпочитает антипараллельное расположение моментов (для данной толщины немагнитного слоя). Полное выстраивание

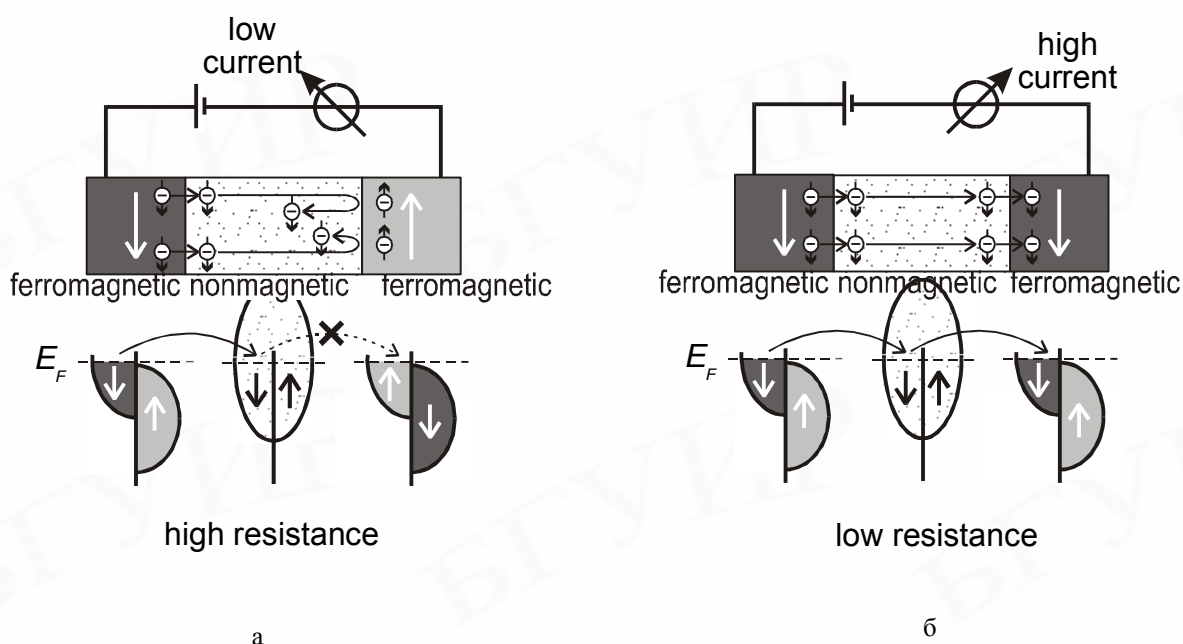


Рис.3.2. Спин-поляризованный транспорт электронов через слоистые структуры ферромагнетик–немагнетик–ферромагнетик: а – антипараллельная намагниченность ферромагнитных слоев – высокое сопротивление; б – параллельная намагниченность ферромагнитных слоев – низкое сопротивление

магнитных моментов в одном направлении достигается только в области поля насыщения, равного по величине полю обменной связи.

Изменения магнитосопротивления в структурах с перпендикулярной геометрией дают большой эффект благодаря устранению шунтирующего тока, проходящего через промежуточные немагнитные слои, отделяющие ферромагнитные слои. В этом случае все носители испытывают спин-зависимое рассеивание при пересечении каждой границы раздела многослойной структуры. Однако низкое сопротивление полностью металлических структур требует применения методов нанолитографии для изготовления вертикальных элементов с очень малым поперечным сечением, чтобы получить изменение сопротивления, достаточное для практической регистрации.

На рис. 3.2 схематически показаны основные черты вертикального транспорта. Когда намагниченности двух ферромагнетиков противоположны по направлению (антипараллельны), спин-поляризованные носители, выходящие из одного ферромагнетика, не могут разместиться в другом ферромагнетике. Они рассеиваются на границе раздела, вызывая рост сопротивления. Напротив, одинаковое направление намагниченности обоих ферромагнетиков гарантирует идентичность спин-поляризации инжектируемых электронов и электронных состояний в следующем ферромагнитном слое. Таким образом, рассеивание носителей на границах раздела минимизировано, что соответствует самому низкому вертикальному сопротивлению структуры.

Толщину слоев, как правило, выбирают исходя из того, чтобы в каждом слое расстояние, на котором электрон сохраняет определенную ориентацию спина, было бы намного больше толщины этого слоя. Такое условие обычно хорошо выполняется при толщинах менее 10 нм. Электрон должен иметь возможность пройти через множество слоев, прежде чем ориентация его спина изменится. В пределах этой длины каждая магнитная граница раздела может действовать как фильтр для спина. Чем больше количество рассеивающих границ раздела, с которыми взаимодействует электрон, тем сильнее эффект фильтрации. Это и объясняет увеличение гигантского магнитосопротивления с увеличением числа слоев.

Спин-зависимое рассеивание электронов на границе раздела обусловлено также рассогласованием решеток контактирующих материалов, а кроме этого зависит от степени согласования уровней Ферми и зон проводимости на этих границах. Тонкопленочная структура, состоящая из двух ферромагнитных слоев, обычно рассматривается как *спиновый затвор (spin valve)*. Он конструируется так, что магнитный момент одного ферромагнитного слоя является устойчивым к реверсированию приложенного внешнего магнитного поля, в то время как магнитный момент другого слоя при этих же условиях очень легко реверсируется.

Этот магнитомягкий слой действует, таким образом, как затвор, чувствительный к действию внешнего магнитного поля. Типичное значение изменения сопротивления составляет приблизительно 1% на эрстед.

Спиновые затворы, изготовленные методами обычной микроэлектронной технологии, используются для контроля магнитных полей, магнитной записи информации и для других приложений в магнитных приборах.

Метод, наиболее часто используемый для достижения встречной ориентации магнитных моментов двух магнитных пленок в структуре спинового затвора, состоит в том, что последовательно осаждаются два ферромагнитных материала, которые по-разному реагируют на магнитные поля, например, кобальт и пермаллой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). Коэрцитивная сила пермаллоя меньше, чем у кобальта. Допустим, что в данной пленочной структуре пермаллой и кобальт первоначально намагничены в одном и том же направлении (состояние низкого сопротивления). Если к ним прикладывается обратное магнитное поле, с напряженностью выше коэрцитивной силы пермаллоя, но меньше коэрцитивной силы кобальта, то достигается состояние с антипараллельными (встречными) магнитными ориентациями – состояние высокого сопротивления.

Усовершенствование процесса создания двух магнитных слоев с различными магнитными свойствами достигается и при использовании антиферромагнетика в контакте с ферромагнитным слоем для эффективного «связывания» намагничивания в ферромагнитном слое. При соответствующих условиях осаждения и отжига антиферромагнетик и ферромагнетик взаимодействуют, образуя тонкий промежуточный слой из смеси антиферромагнетика и ферромагнетика, то есть они «связываются» (в части магнитных свойств) на границе раздела. Это связывание влияет на ферромагнитный слой до полей около 10^4 А/м. При приложении более высоких полей первоначальное состояние связанного слоя восстанавливается после релаксации поля.

Дальнейшее усовершенствование связывания антиферромагнетика включает сильную антипараллельную связь между двумя магнитными пленками с тонким промежуточным слоем из какого-либо металла, например рутения. Пара антипараллельно связанных ферромагнитных пленок может дать эквивалентное поле величиной приблизительно 10^5 А/м, что значительно выше используемых в большинстве приборов полей. Такая структура обычно называется искусственным антиферромагнетиком. Когда один из ферромагнитных слоев в искусственном антиферромагнетике «связывается» своей внешней поверхностью с антиферромагнитным слоем, образуется структура, очень устойчивая к чрезвычайно высоким полям и температурам, вплоть до температуры Нееля[†] для антиферромагнетика. В результате структура может находиться в состоянии с высоким сопротивлением в широком диапазоне магнитных полей.

Существует другой вариант структуры спинового затвора – так называемый *псевдоспиновый затвор (pseudo-spin valve)*. Он состоит из двух магнитных слоев, которые имеют разные магнитные свойства, в результате чего изменение

[†] Температура Нееля – температура, выше которой антиферромагнетик по своим магнитным свойствам превращается в парамагнетик.

намагниченности в одном из них происходит при более низких магнитных полях, чем в другом. Никакой «связующий» слой в этом случае не используется, и два магнитных слоя могут иметь один и тот же состав, но различную толщину, если комбинированные пленочные слои вытравливают в виде маленьких областей. В этом случае малый боковой размер структуры дает поля перемагничивания, которые заставляют более тонкий из двух слоев переключаться при более низких магнитных полях, чем более толстый слой. Чтобы создавать параллельную или антипараллельную намагниченность обоих слоев, можно управлять намагничиванием магнитомягкого слоя без переключения магнитотвердого слоя. Самое низкое сопротивление имеет место при таких значениях поля, при которых векторы намагниченности обоих слоев совпадают по направлению. Спиновые и псевдоспиновые затворы обычно имеют значения магнитосопротивления при комнатной температуре в диапазоне 5–10 % и поля насыщения между 800 и 8000 А/м.

Модель вертикального переноса носителей заряда

Перенос спин-поляризованных электронов из ферромагнитного слоя в немагнитный слой сопровождается их накоплением у границы раздела, потому что не все прибывшие к границе электроны могут разместиться в немагнитном металле. Это приводит к усилению спин-зависимого межфазного рассеивания, которое может быть представлено в виде связанного с границей раздела электрического сопротивления. Такой эффект не сильно выражен в процессе планарного транспорта, то есть при переносе носителей заряда вдоль границ, потому что в этом случае значительного переноса заряда через границы раздела нет.

При вычислении вертикального сопротивления слоистой структуры ферромагнетик – немагнетик [29] величины сопротивлений, соответствующих объемному рассеиванию и рассеиванию на границах раздела, должны быть включены в общее сопротивление. Следует отметить, что в многослойной структуре спин-накопление, индуцированное взаимодействием последовательно расположенных границ раздела, частично взаимно компенсируется. Это делает вычисление общего сопротивления более сложным, чем для простого последовательного соединения резисторов, моделирующих рассеивание на границах раздела и в объеме. Кроме того, вклад объемного спин-зависимого рассеивания зависит от соотношения между толщиной материала и длиной спин-релаксации.

Выражение для расчета сопротивления спин-накопления на единицу площади отдельной границы, отнесенное к обратному намагничиванию, имеет вид

$$r_I = 2\beta^2 \rho_f l_{sf}. \quad (3.1)$$

Здесь коэффициент объемной спин-асимметрии β (который, вероятно, является близким к коэффициенту спиновой поляризации) используется для описания изменения удельного сопротивления ферромагнетика как функции спин-ориентации проходящих электронов:

$$\rho_{\uparrow} = 2\rho_f[1 - \beta] \text{ и } \rho_{\downarrow} = 2\rho_f[1 + \beta], \quad (3.2)$$

где ρ_f – спин-независимое объемное удельное сопротивление и l_{sf} – длина спин-релаксации в ферромагнитном материале.

Спин-накопление приводит к асимметрии тока и увеличивает электрическое поле на длине l_{sf} с обеих сторон границы раздела.

Вертикальное сопротивление на единицу площади структуры ферромагнетик–немагнетик–ферромагнетик в зависимости от толщины ферромагнетика d_f и толщины немагнитного металла d_n , когда d_f и d_n намного меньше, чем l_{sf} , определяется как

$$r^{(p,ap)} = \frac{1}{1/r_+^{(p,ap)} + 1/r_-^{(p,ap)}}, \quad (3.3)$$

где верхние индексы « p » и « ap » относятся к параллельной и антипараллельной намагниченностям смежных магнитных слоев соответственно, и

$$r_{+(-)}^{(p)} = 2\rho_f d_f [1 + (-)\beta] + 2\rho_n d_n, \quad (3.4)$$

$$r_{+(-)}^{(ap)} = [r_+^{(p)} + r_-^{(p)}] / 2. \quad (3.5)$$

Нижний индекс “ n ” обозначает параметры, связанные с немагнитным металлом.

Наконец, изменение вертикального сопротивления структуры, составленной из M периодических пар ферромагнетик–немагнетик, соответствует соотношению

$$[R^{(ap)} - R^{(p)}]R^{(ap)} = (\beta\rho_f d_f M + 2\gamma r_b M)^2 \quad (3.6)$$

Здесь межфазный коэффициент спин - асимметрии γ и спин-независимое граничное сопротивление r_b отображают влияние спин-накопления, как и в случае объемного удельного сопротивления, через величину

$$r_{\uparrow} = 2r_b[1 - \gamma] \text{ и } r_{\downarrow} = 2r_b[1 + \gamma]. \quad (3.7)$$

Представленный макроскопический подход допускает оценку вкладов объемного и межфазного спин-зависимого рассеивания, а также показывает возможности разработки приборов на эффекте гигантского магнитосопротивления, использующие транспорт носителей через ферромагнитный–немагнитный слой.

3.2. Спин-зависимое туннелирование

Туннелирование между двумя по-разному намагниченными ферромагнитными слоями, разделенными тонким диэлектриком, предполагает зависимость тун-

нельного тока от магнитного поля. Определенная намагниченность ферромагнитных слоев обеспечивается их осаждением в магнитном поле. Процесс туннелирования, строго зависящий от спиновой ориентации носителей заряда в электродах, управляется намагничиванием ферромагнитного материала. Обычно структура имеет высокое сопротивление, когда два ферромагнитных слоя имеют разные направления намагниченности. Сопротивление структуры значительно уменьшается, когда намагниченности слоев станут однонаправленными во внешнем магнитном поле, что обычно называют эффектом туннельного магнитосопротивления (tunneling magnetoresistance effect). Как и в случае эффекта гигантского магнитосопротивления, это явление часто описывается в величинах магнитосопротивления туннельного перехода.

Типичные многослойные структуры для спин-зависимого туннелирования формируются из ферромагнитных слоев Co, CoCr, CoFe или других ферромагнитных сплавов, разделенных такими диэлектриками, как Al_2O_3 , MgO, Ta_2O_5 , толщиной до нескольких нанометров. Магнитосопротивление туннельных переходов является функцией приложенного напряжения, напряженности магнитного поля и температуры. В отсутствие магнитного поля туннельный переход, если он идеальный, имеет почти постоянную проводимость при низких смещениях, которые находятся в мВ-диапазоне.

При более высоких напряжениях наблюдается близкая к параболической зависимость проводимости от прикладываемого напряжения. Типичная зависимость магнитосопротивления от направления и напряженности магнитного поля показана рис.3.3, где представлены экспериментальные данные для CoFe- Al_2O_3 -Co-структуры, а также Co-, CoFe-пленок. Две кривые для каждой структуры соответствуют двум противоположным начальным направлениям приложенного магнитного поля, а именно: черные – для начала из «+» и серые – для начала из «-» области. При высоких начальных полях магнитосопротивление перехода невелико, потому что направления намагниченности обоих ферромагнитных электродов и, следовательно, спин-поляризации совпадают (черная кривая).

Сопротивление начинает увеличиваться, по мере того как напряженность магнитного поля уменьшается до нуля. После изменения направления поля магнитосопротивление быстро повышается, демонстрируя пик (серая кривая).

В обратном магнитном поле намагниченность электрода с более низкой коэрцитивной силой самовыравнивается в новом направлении, в то время как второй электрод с более высокой коэрцитивной силой остается намагниченным в первоначальном направлении поля.

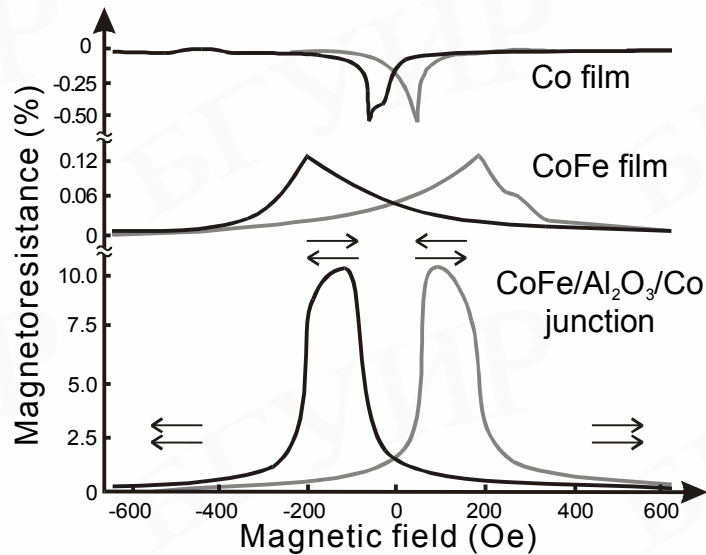


Рис.3.3. Зависимость магнитосопротивления двух ферромагнитных тонких пленок и основанного на них туннельного перехода от направления и напряженности магнитного поля при комнатной температуре. Стрелки указывают направления намагничивания в пленках

Намагниченности двух электродов антипараллельны друг другу. Заметим, что коэрцитивная сила ферромагнитной пленки легко задается условиями осаждения (напряженность магнитного поля, температура подложки, наличие зародышевого слоя, толщина пленки, и т. д.).

При дальнейшем увеличении напряженности поля наступает момент, когда она становится достаточной, для того чтобы установить намагниченность второго ферромагнитного электрода в новом направлении поля. Намагниченность обоих слоев из антипараллельной становится параллельной. Магнитосопротивление падает до своего первоначального значения. При высоких полях намагниченности обоих электродов насыщаются и параллельны друг другу. Когда направления намагниченности параллельны, вероятность туннелирования самая высокая и туннельный ток достигает своего максимума, приводя к низкому сопротивлению перехода. В антипараллельном состоянии вероятность туннелирования и ток самые низкие, что соответствует более высокому сопротивлению.

Модель спин-зависимого туннелирования между двумя по-разному намагниченными ферромагнитными электродами [30], разделенными тонким диэлектриком, предполагает, что спин сохраняется при туннелировании и туннельный ток зависит от плотности электронных состояний в двух электродах. Благодаря неравному спин-распределению электронов проводимости на уровне Ферми в ферромагнетиках можно ожидать, что вероятность туннелирования будет зависеть от относительной намагниченности ферромагнитных пленок. Изменение туннельного сопротивления, которое, можно полагать, будет самым высоким магнитосопротивлением туннельного перехода, дается уравнением

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_{ap}} = \frac{2P_1P_2}{1 + P_1P_2}. \quad (3.8)$$

Здесь R_p и R_{ap} – сопротивления электродов с параллельным и антипараллельным намагничиванием соответственно; P_1 и P_2 – спиновая поляризация электронов проводимости в ферромагнитных электродах.

Изменение магнитосопротивления туннельного перехода в зависимости от величины смещения на постоянном токе иллюстрируется на рис. 3.4 экспериментальными данными для CoFe-Al₂O₃-Co-структуры.

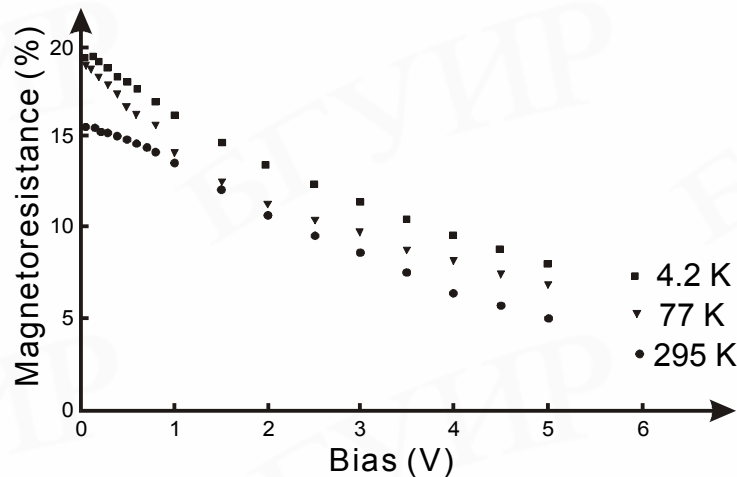


Рис.3.4. Изменение магнитосопротивления туннельного перехода CoFe-Al₂O₃-Co в зависимости от величины смещения на постоянном токе при трех обозначенных температурах

При комнатной температуре магнитосопротивление остается почти постоянным, пока внешнее смещение повышают от 0 до нескольких милливольт. При более высоких напряжениях оно быстро понижается. Такой характер зависимости сопротивления от смещения типичен для температур в диапазоне от жидкого гелия до комнатной, в то время как при том же самом смещении магнитосопротивление уменьшается с ростом температуры. Существует несколько причин, способствующих уменьшению магнитосопротивления со смещением: зависимость высоты барьера от смещения, образование магнонов (квантованных спин-волн), влияние плотности электронных состояний в ферромагнетике. Увеличение смещения, как известно, понижает эффективную высоту барьера. Это неизбежно увеличивает вероятность туннелирования для электронов с «неосновными» спинами.

Самое высокое магнитосопротивление туннельного перехода при комнатной температуре и при низком смещении, которое составляет 20–23 %, было экспериментально получено для Al₂O₃-изолирующих слоев.

Модель температурной зависимости туннельного магнитосопротивления

При описании температурного изменения туннельного магнитосопротивления в структурах ферромагнетик–диэлектрик–ферромагнетик [31, 32] предполагается, что существует два параллельных проводящих канала. Первый, представленный проводимостью $G_T(T)$, контролируется прямым упругим туннелированием спин-поляризованных носителей, а второй – дополнительный, независимый от

намагниченности канал с проводимостью $G_S(T)$. Общая проводимость, таким образом, выражается как

$$G = G_T(T)[1 + P_1 P_2 \cos\theta] + G_S(T), \quad (3.9)$$

где P_1 и P_2 – эффективная спиновая поляризация электронов в ферромагнетиках; θ – угол между векторами намагниченности двух электродов. Предполагая идентичность материалов электродов, то есть $P_1 = P_2 = P(T)$, максимум активной проводимости, соответствующий параллельному намагничиванию двух электродов ($\theta = 0^\circ$), будет равен

$$G = G_T(T)[1 + P(T)^2 \cos\theta] + G_S(T), \quad (3.10)$$

в то время как минимум проводимости, наблюдаемый, когда оба электрода намагничены антипараллельно друг другу ($\theta = 180^\circ$), может быть записан как

$$G = G_T(T)[1 - P(T)^2 \cos\theta] + G_S(T). \quad (3.11)$$

Хорошей аппроксимацией для выражения, описывающего упругое туннелирование, является

$$G_T = G_0 \frac{CT}{\sin(CT)}, \quad (3.12)$$

где G_0 – активная проводимость при $T = 0$ К и $C = 1,387 \times 10^6 d/U^{1/2}$, ($\text{эВ}^{1/2}/\text{мК}$), является постоянной, зависящей от эффективной толщины барьера d и высоты барьера U .

Спиновая поляризация в электродах является обязательным условием для намагничивания электрода на границе с изолирующим барьером. Это может быть записано как

$$P(T) = P_0(1 - VT^{3/2}), \quad (3.13)$$

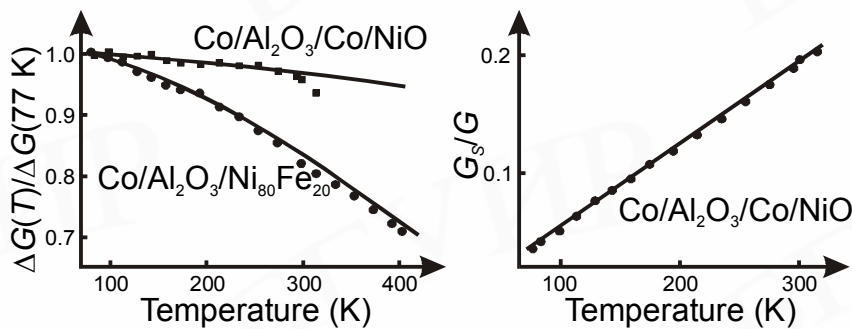
где P_0 – спиновая поляризация при $T = 0$ К, а спин-волновой параметр V – постоянная материала, прежде всего зависящая от типа материала и толщины электродов. Кроме того, величина V в тонкопленочных структурах в два или более раз превышает это же значение для объемного материала, в зависимости от совершенства границ раздела.

Компоненту, представляющую собой дополнительную спин-независимую проводимость, оценивают, предполагая, что прыжковая проводимость по ловушечным состояниям в изолирующем барьере является преимущественным механизмом переноса электронов:

$$G_S(T) = ST^\gamma, \quad (3.14)$$

где S – постоянная, в основном зависящая от числа дефектов в барьере. Она непосредственно указывает на качество барьера, поскольку большое количество ловушечных состояний в барьере привело бы к высокой спин-независимой проводимости. Величина параметра γ составляет $4/3$, если в спин-независимом транспорте действительно доминирует прыжковый перенос электронов по ловушкам.

Примеры температурной зависимости общей и спин-независимой проводимости туннелирования ферромагнитных переходов представлены на рис. 3.5. Преобладающей чертой в уменьшении полной проводимости с ростом температуры является пропорциональность выражению $(1 - BT^{3/2})$. Это следует из температурной зависимости намагниченности границы раздела. Что касается спин-независимой компоненты, то дефекты в изолирующем барьере и связанная с ними ожидаемая проводимость, как предполагается, является наиболее важным фактором, определяющим рост вклада спин-независимой проводимости в общую проводимость с увеличением температуры. Прыжковая проводимость через цепочки электронных состояний, локализованных на дефектах, имеет температурную зависимость, обусловленную эмиссией фононов или абсорбцией при перемещении от одного состояния к следующему, которая необходима, чтобы преодолеть разность энергий между состояниями.



a

б

Рис.3.5. Температурные зависимости общей (а) и спин-независимой (б) проводимости для двух типичных магнитных переходов

3.3. Манипулирование спинами носителей заряда в полупроводниках

Одна из сложнейших задач при разработке спинтронных приборов – это контроль спиновой поляризации электронного тока. Чтобы полностью контролировать степень свободы спина в полупроводниках, желательно конструировать интегральные элементы или приборы, которые могут эффективно инжектировать и распознавать электроны с определенным спином. Таким образом, практическое значение имеют полупроводниковые структуры с высоким коэффициентом спин-инжекции, большим временем спин-релаксации в полупроводнике, спин-ориентацией, регулируемой напряжением затвора, и высокой спин-чувствительностью для детектирования носителей заряда с определенным спином. Кроме того, спин-инжекция и детектирование представляют возмож-

ный механизм записи и считывания данных в полупроводниковых квантовых точках, которые являются необходимой составной частью твердотельных квантовых компьютеров.

Расщепление состояний носителей заряда по спинам

Расщепление электронных состояний по спину в объемных полупроводниках и в основанных на них низкоразмерных структурах может быть вызвано внешним магнитным полем через эффект Зеемана или в результате асимметрии инверсии кристаллического поля.

Расщепление Зеемана – это обычный способ разделения электронов с различными спинами. Этот процесс характеризуется так называемой компонентой Зеемана $g\mu_B B$ с магнетоном Бора μ_B , спин g -фактором свободного электрона около 2, индукцией B приложенного внешнего магнитного поля.

Среди полупроводников разбавленные магнитные полупроводники $A^{II}B^{VI}$ демонстрируют наибольшее расщепление Зеемана. Соединения $ZnMnSe$ и $ZnBeMnSe$ являются широко используемыми примерами. Магнитные свойства этих материалов определяются атомами марганца. Эта примесь вводится в полупроводники $A^{II}B^{VI}$ изоэлектрически, поэтому они могут дополнительно легироваться акцепторными и донорными примесями. В нелегированном или n -легированном n - $ZnSe$ с марганцем спины атомов марганца обычно связаны антиферромагнитно. Во внешнем магнитном поле их валентная зона и зона проводимости – обе демонстрируют так называемое гигантское расщепление Зеемана при низких температурах. Такое расщепление может достигать 20 мэВ. Это ведет к почти 100 %-й спиновой поляризации электронов проводимости.

Марганец также дает заманчивые магнитные свойства при добавлении к некоторым полупроводникам $A^{III}B^V$. Например, $Ga_{1-x}Mn_xAs$ относится к ферромагнетикам. В данном полупроводниковом соединении атомы марганца, создающие мелкие акцепторные уровни, препятствуют образованию материала с n -типом проводимости. Это ограничивает их применение для спин-инъекции, так как дырки быстро теряют свою «спин-информацию» (время жизни < 1 пс) из-за спин-орбитального взаимодействия, в то время как электроны демонстрируют очень большое время сохранения своего первоначального спина.

В квантовых точках экситоны (электронно-дырочные пары в связанных состояниях) могут быть расщеплены по эффекту Зеемана. Эффект усиливается почти линейно с индукцией магнитного поля, но при этом g -фактор сильно зависит от размера структуры. Экситонное расщепление Зеемана в квантовых колодцах имеет сильную нелинейную зависимость от магнитного поля, становясь даже отрицательным в узких колодцах.

При нулевом магнитном поле отсутствие инверсной симметрии потенциала кристаллической решетки приводит к усиленному спин-орбитальному взаимодействию в полупроводниках с кристаллической структурой типа цинковой обманки. Это вызывает спин-расщепление энергетических уровней для электронов, которое называется *эффектом Рашибы (Rashba effect)* [33, 34]. В двумерных структурах на этот эффект может накладываться и инверсная асим-

метрия ограничивающего потенциала. Таким образом, в полное расщепление электронных состояний по спинам вносят вклад две составляющие, а именно, зависящее от материала спин-орбитальное взаимодействие и квантовое ограничение.

Асимметрия квантового колодца сопровождается электрическим полем на поверхности раздела, которое направлено вдоль нормали к поверхности. Это поле снимает спин-вырождение двумерных электронных энергетических зон посредством связывания спина электрона и орбитального движения. Такое спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом:

$$H_{so} = \alpha_s (\mathbf{y} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{z}, \quad (3.15)$$

где σ – спин-матрица Паули; \mathbf{z} – единичный вектор вдоль направления поверхностного поля; \mathbf{k} – волновой вектор электрона вдоль плоскости. Коэффициент спин-орбитального взаимодействия α_s пропорционален силе встроенного поверхностного электрического поля E_{surf} .

Так как приведенное выражение впервые было выведено Рашбой, спин-орбитальный гамильтониан H_{so} обычно называют уравнением Рашбы. Полный эффективный гамильтониан со спин-орбитальным слагаемым имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \alpha_s (\mathbf{y} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{z} \quad (3.16)$$

При этом дисперсия энергии электронов, относящаяся к движению вдоль плоскости, определяется как

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha_s k. \quad (3.17)$$

Важная особенность такой дисперсионной зависимости состоит в том, что спины вырождаются при $k = 0$ и спин-расщепление линейно увеличивается с k , где α_s – коэффициент спин-орбитального взаимодействия, являющийся мерой силы этого взаимодействия.

В двумерных дырочных системах инверсия асимметрии, вызванная спин-расщеплением, значительно отличается от ее хорошо известного аналога в зоне проводимости. В то время как так называемое «Рашба-спин-расщепление» электронных состояний увеличивается линейно с волновым вектором в плоскости k_{\parallel} , спин-расщепление состояний тяжелых дырок может быть третьего порядка для k_{\parallel} , так что в пределах небольших плотностей дырок спин-расщепление становится незначительным. Коэффициенты спин-орбитального взаимодействия, полученные из измерений эффекта Шубникова-де Хааза (Shubnikov-de Haas effect), приведены в таблице.

Коэффициенты спин-орбитального взаимодействия α_s , эВ см [35]

<i>Тип носителей заряда</i>	<i>Материал</i>	
	<i>GaAs</i>	<i>InAs</i>
2D-электроны	$2,5 \times 10^{-10}$	$9,0 \times 10^{-10}$
2D-дырки	$6,0 \times 10^{-10}$	

Большой коэффициент спин-орбитального взаимодействия для InAs-квантовых колодцев в сравнении с GaAs можно отнести к более сильному спин-орбитальному взаимодействию и (или) к повышению g -фактора за счет суммирования многих эффектов, влияющих на эту величину при измерениях.

При оценке роли квантового ограничения в спин-расщеплении следует напомнить, что в двухмерной структуре, подобной квантовому колодцу, электроны могут свободно двигаться только вдоль плоскости стенки колодца и их волновой вектор, перпендикулярный плоскости, квантуется $k_z \sim \pi/d_z$, где d_z – ширина колодца. Если квантовый колодец достаточно тонкий, так что в плоскости орбиты вектор $k \ll \pi/d_z$, то спин-расщепление, вызванное объемной асимметрией, будет доминирующим благодаря преобладанию члена $\Delta E_{bulk} \sim (\pi/d_z)^2 k$. Таким образом, спин-расщепление, возникшее в результате объемной инверсной асимметрии, может быть усилено квантовым ограничением. Вклад последнего имеет явную зависимость от ширины колодца.

Спин-расщепление в отсутствие магнитного поля менее эффективно, чем эффект Зеемана. Однако оно является предметом значительного интереса, поскольку касается деталей зонной структуры, которая важна и для фундаментальных исследований, и для разработки электронных приборов.

Инжекция носителей заряда с определенным спином

Спин-поляризованные электроны могут быть введены в полупроводник двумя принципиально разными способами. Один из них – оптическая накачка полупроводника светом с круговой поляризацией. Другой предполагает электрическую инжекцию спин-поляризованных электронов через твердый контакт. Оптическая накачка может быть выполнена в ограниченном количестве полупроводников, которые демонстрируют определенное спин-расщепление зоны проводимости и валентной зоны, таких как GaAs. Кроме того, этот подход не имеет реальных перспектив для разработки приборов из-за его очевидных ограничений в плане интегрального исполнения. Альтернативный способ введения спин-поляризованных электронов в полупроводники – это их инжекция. Такой подход легче реализовать в рамках общепринятой стратегии изготовления интегрального полупроводникового прибора. Именно его мы и рассмотрим.

Электрон, инжектируемый с магнитной поверхности в вакуум, выходит с той ориентацией спина, которую он имел в приповерхностной области. Это справедливо и для инъекции в твердотельных структурах до тех пор, пока рассеивание на межфазной границе остается незначительным.

Инжектирующие контакты, сформированные из пар металлический ферромагнетик -полупроводник, имеют довольно низкую эффективность спин - поляризации. Это обусловлено значительным рассеиванием на границе раздела и несоответствиями в величинах проводимости указанных материалов. Теоретически показано, что контактное сопротивление, суммирующее отдельные результаты рассеивания, критично в определении спин-инжектирующих свойств. Без соответствующего потенциального барьера, отделяющего металлический ферромагнитный контакт от полупроводника, спин-инжекция будет очень слабой. При тепловом равновесии спины электронов поляризованы в области контакта, а не в полупроводнике. Чтобы достичь эффективной спин-инжекции, система должна быть выведена из равновесия электрическим током таким образом, чтобы электроны, инжектируемые в полупроводник, были спин-поляризованными. Довольно затруднительно продвигать совокупность электронов в металлическом контакте далеко от места локального квазитеплового равновесия с физически ощутимой плотностью тока. Это связано с высокой удельной электропроводностью контакта и сравнительно короткой длиной диффузии электрона с неизменным спином. Поэтому перспективы металлических ферромагнитных инжектирующих контактов, непосредственно нанесенных на полупроводники, крайне ограничены для практических приложений.

Спин-инжекторы, использующие слаболегированные магнитные полупроводники на основе $ZnSe$, обычно свободны от вышеупомянутых ограничений. Постоянные кристаллической решетки контактирующих материалов можно сделать соизмеримыми посредством замещения атомов цинка примесью, имеющей больший или меньший размер. Это обеспечивает высокое качество границ раздела в гетероструктурах, изготовленных эпитаксией. Тип основных носителей заряда в материале, удельное сопротивление и контактная разность потенциалов могут быть изменены добавлением соответствующих легирующих примесей. Гигантское расщепление Зеемана краев зоны связанных состояний, индуцированное в этих магнитных полупроводниках внешним магнитным полем, используется для того, чтобы установить спины всех инжектированных электронов на энергетически предпочтительном более низком уровне Зеемана. Впоследствии эти спин-поляризованные электроны непосредственно инжектируются в немагнитный полупроводник, такой, как например, $GaAs$. Кроме того, инжектор может быть выполнен в виде двухбарьерного резонансно-туннельного диода, то есть $BeTe-ZnMnSe-BeTe$. В такой структуре барьеры из $BeTe$ и колодцы из $ZnMnSe$ отбирают спин-поляризованные электроны для дальнейшей инъекции в $GaAs$. Эффективность инъекции из $ZnMnSe$ - и $ZnBeMnSe$ -спин-инжекторов в $AlGaAs$ достигает 80–90 % при температуре жидкого гелия. Но она быстро падает до нуля при увеличении температуры. Таким образом, нужно иметь в виду, что эффективное использование гигантского расщепления Зеемана в слаболегированных магнитных полупроводниках

на основе ZnSe ограничено областью криогенных температур. Его целесообразно использовать для изучения фундаментальных эффектов в спинтронных структурах.

Сообщалось также, что хорошую спин-инжекцию обеспечивают низкоразмерные структуры. Было показано, что электронный газ в квазиодномерных каналах при низких плотностях становится ферромагнетиком благодаря выстраиванию спинов электронов в одном направлении, что может стать интересным механизмом для спин-инжекции. Необходимы, однако, дальнейшие исследования, чтобы выяснить реальные возможности наноструктур как эффективных спин-инжекторов и спин-фильтров.

Перенос спин-поляризованных носителей заряда

Перенос электрона через полупроводник с сохранением его спина является принципиальным требованием для спинтронных приборов. Очень важно знать, можно ли передавать спин-информацию в высоких электрических полях на макроскопические расстояния. Исключая баллистический транспорт, сосредоточим наше внимание на структурах с преимущественно диффузионным переносом, когда электроны испытывают множество столкновений.

Причины изменения направления спина электронов в полупроводниках все еще полностью не поняты, но отдельные механизмы уже идентифицированы. Значимость этих механизмов зависит от многих параметров, таких, как тип полупроводникового материала, тип и концентрация носителей заряда, время релаксации их импульса, температура. Один из важных механизмов спин-релаксации – ***механизм Бира–Аронова–Пикуса (Bir-Aronov-Pikus mechanism)***. Он обусловлен процессами обменного взаимодействия и рекомбинации между электронами и дырками. Этот механизм особенно эффективен в *p*-легированных полупроводниках при низких температурах. Другой механизм спин-релаксации – ***механизм Эллиота -Яфета (Elliot -Yafet mechanism)***, который является результатом спин-орбитального рассеивания, вызванного столкновением электронов с фононами или примесями. Этот механизм существует при низких и умеренных температурах, но менее эффективен при высоких температурах.

При высоких температурах обычно доминирует третий механизм, особенно в полупроводниках $A^{III}B^V$, – ***механизм Дьяконова–Перела (D'yakonov – Perel mechanism)***. Движущей силой спин-релаксации в рамках этого механизма является спин-расщепление зоны проводимости вследствие спин-орбитального взаимодействия, вызванного отсутствием инверсной симметрии в соединениях $A^{III}B^V$. Этот механизм ответственен, например, за быструю релаксацию спинов в объемном GaAs при повышенных температурах. Кроме того, уменьшение симметрии и увеличение импульса благодаря квантовому ограничению усиливает такую спин-релаксацию и в (100)-ориентированных квантовых колодцах, и в квантовых шнурах. Следовательно, одним из условий для переноса электронов с неизменным спином при комнатной температуре в полупроводниках

$A^{III}B^V$ является подавление механизма Дьяконова–Перела. Это возможно, так как электронное взаимодействие, приводящее к спин-релаксации, зависит от типа полупроводникового материала, направления движения электрона и его спина. Было продемонстрировано, что подавление этого механизма достигается формированием квантовых колодцев в определенном кристаллографическом направлении. Например, в квантовых колодцах из нелегированного GaAs с ориентацией (110) уменьшается время спин-релаксации с увеличением температуры почти на порядок величины, достигая примерно 2 нс при комнатной температуре. Это время намного больше, чем в (100)-ориентированных квантовых колодцах. Более медленная спин-релаксация при более высоких температурах обусловлена ослаблением электронно-дырочного обменного взаимодействия, которое является очень эффективным механизмом спин-релаксации благодаря термической ионизации экситонов.

В заключение отметим, что при разработке полупроводниковых спинтронных приборов можно эффективно управлять временем спин-релаксации при комнатной температуре в пределах нескольких порядков величины. Таким образом, в противовес спин-инъекции спин-когерентный перенос электронов при комнатной температуре является, в принципе, решенной проблемой.

Определение спина носителей заряда

Для определения спина электронов в твердотельных структурах предложено несколько подходов. Используются «характерные отпечатки» спина на оптических и электронных эффектах в объемных полупроводниках и в наноразмерных структурах. Однако только оптическое детектирование, основанное на анализе степени круговой поляризации электролюминесценции, инициированной током спин-поляризованных электронов в AlGaAs-GaAs-AlGaAs-квантовых колодцах, продвинуло практическое выполнение этой задачи.

Зонная структура элемента и схема оптических переходов в GaAs-квантовом колодце в присутствии магнитного поля показаны на рис. 3.6.

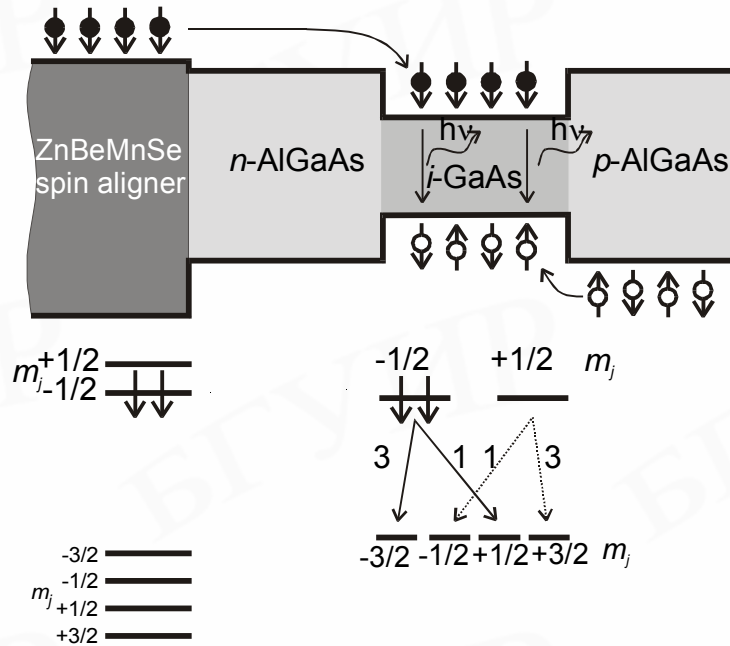


Рис.3.6. Энергетические состояния электронов и дырок в помещенном в магнитное поле светодиода на AlGaAs-GaAs-AlGaAs-квантовом колоде с инжектором из ZnBeMnSe

Эпитаксиальный слой слаболегированного магнитного полупроводника ZnBeMnSe используется как спин-инжектирующий контакт для светодиода. Диод состоит из GaAs квантового колодца между AlGaAs-барьерными слоями. Во внешнем магнитном поле полностью поляризованный источник «спин-вниз» электронов (электронов со спином, ориентированным вниз) формируется в зоне проводимости ZnBeMnSe. При соответствующем внешнем смещении эти носители электрически инжектируются через границу раздела ZnBeMnSe-n-AlGaAs и затем падают в i-GaAs-квантовый колодец. Там они излучательно рекомбинируют с неполяризованными дырками, приходящими из p-AlGaAs-барьерной области, и испускают свет с определенной круговой поляризацией.

В GaAs зона проводимости является двукратно спин-вырожденной (имеет два состояния с различными спинами), в то время как валентная зона этого полупроводника имеет четыре спин-вырожденные состояния, относящиеся к тяжелым и легким дыркам. В магнитном поле спин-вырождение в GaAs-колодце усиливается, обеспечивая свободные места для «спин-вверх» ($m_j = + 1/2$) и «спин-вниз» ($m_j = -1/2$) электронов и тяжелых ($m_j = + 3/2$ и $m_j = - 3/2$) и легких дырок ($m_j = + 1/2$ и $m_j = - 1/2$) обоих типов ориентации. Поскольку из инжектирующего контакта в колодец прибывают преимущественно «спин-вниз»-электроны, в зоне проводимости будут заняты только «спин-вниз»-состояния, в то время как дырочные состояния в валентной зоне заняты все полностью.

Излучательная рекомбинация в колодце управляется правилом отбора, которое требует, чтобы при рекомбинации электрона и дырки изменение магнитного квантового числа m_j было равным ± 1 . Для «спин-вниз»-электронов ($m_j = - 1/2$) возможны только два варианта взаимодействия – с тяжелой дыркой, что предполагает изменение m_j с $-1/2$ до $-3/2$, и легкой дыркой, что дает изме-

нение m_j с $-1/2$ до $+1/2$. Излучение, вызванное переходами тяжелых и легких дырок, имеет круговую поляризацию в противоположных направлениях. Матричный элемент, определяющий интенсивность оптических переходов, для переходов тяжелых дырок в три раза больше, чем для переходов легких дырок. С учетом этого факта степень оптической поляризации P_{opt} непосредственно связана с электронной спин-поляризацией P выражением

$$P_{opt} = \frac{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) - (3n_{\uparrow} + n_{\downarrow})}{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) + (3n_{\uparrow} + n_{\downarrow})} = \frac{1}{2} \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}} = 0,5P. \quad (3.18)$$

Экспериментально измеренная величина $P_{opt} = 50\%$ предполагает спин-инжекцию в колодец с эффективностью 100% .

Существует несколько других, но пока только теоретически обоснованных предложений для спин-зондирования твердых тел. Было показано, что для этих целей можно использовать примеси с большим спин-орбитальным рассеиванием. Такие примеси рассеивают электроны с разнонаправленными спинами асимметрично. Спин-чувствительный эффект Холла также рассматривался как возможный инструмент для определения спина носителей заряда. Практические испытания этих идей и развитие новых эффективных подходов, основанных на электрических измерениях, имеют решающее значение.

3.4. Эффект Кондо

Согласно классическим представлениям электрическое сопротивление металлов уменьшается с понижением температуры, потому что электроны все меньше и меньше рассеиваются тепловыми колебаниями кристаллической решетки. Между тем имеются три возможных сценария поведения сопротивления в области низких температур. Они показаны на рис. 3.7.

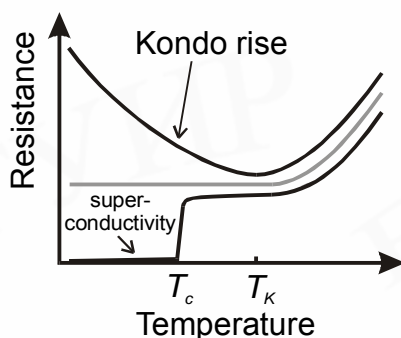


Рис.3.7. Типы зависимостей изменения сопротивления металлов в области низких температур (0 – 10 К)

Сопротивление большинства чистых металлов (например, Cu, Au, Al) уменьшается с увеличением температуры до тех пор, пока не достигнет некоторой остаточной величины. Некоторые металлы (например, Pb, Nb) при снижении температуры становятся сверхпроводящими, так как их сопротивление падает фактически до нуля при критической температуре T_c . Однако в металлах, содержащих небольшое количество магнитных примесей, таких, как Fe, Co, Ni, сопротивление при очень низких температурах увеличивается, что называется

эффектом Кондо (Kondo effect) и связано с ненулевым полным спином всех электронов в образце [36]. Этот эффект наблюдается не только в металлах с магнитными примесями, но и в квантовых точках. Температуру T_K , при которой сопротивление начинает снова увеличиваться, называют **температурой Кондо (Kondo temperature)**.

Магнитные примеси в объемных металлах

Объяснение эффекта Кондо может быть дано в рамках модели магнитной примеси, предложенной П.В. Андерсоном (1961), и иллюстрируется энергетическими диаграммами (рис. 3.8). Атом магнитной примеси в немагнитном металле представлен квантовым колодцем, который имеет только один энергетический уровень E_0 ниже уровня Ферми в металле матрицы. Этот уровень занят одним электроном с индивидуальным спином, например, электрон имеет спин, направленный вверх, как это показано на диаграмме стрелкой. Атом примеси окружен множеством электронов от атомов металла матрицы, для которых все состояния с энергиями ниже уровня Ферми заняты, в то время как состояния с более высокой энергией свободны. Когда к образцу прикладывается электрическое смещение, занятые уровни в облаке электронов слегка смещаются по обеим сторонам колодца.

Добавление еще одного электрона в яму запрещено кулоновским взаимодействием, характеризуемым энергией барьера U . Удаление электрона от атома примеси требует по крайней мере добавления энергии E_0 к системе (рис.3.8,а). Однако принцип неопределенности Гейзенберга позволяет электрону покинуть уровень в яме в течение короткого времени порядка \hbar/E_0 . Электрон может туннелировать из ямы, чтобы ненадолго занять классически запрещенное виртуальное состояние вне ямы (рис.3.8,б) и затем быть замещенным электроном из внешнего множества электронов металла матрицы (рис.3.8,в). Вновь прибывший электрон может иметь противоположное направление спина, и это изменяет суммарное направление спина примеси. В результате в этом месте образца появляется различие в начальном и конечном направлении спина примеси.

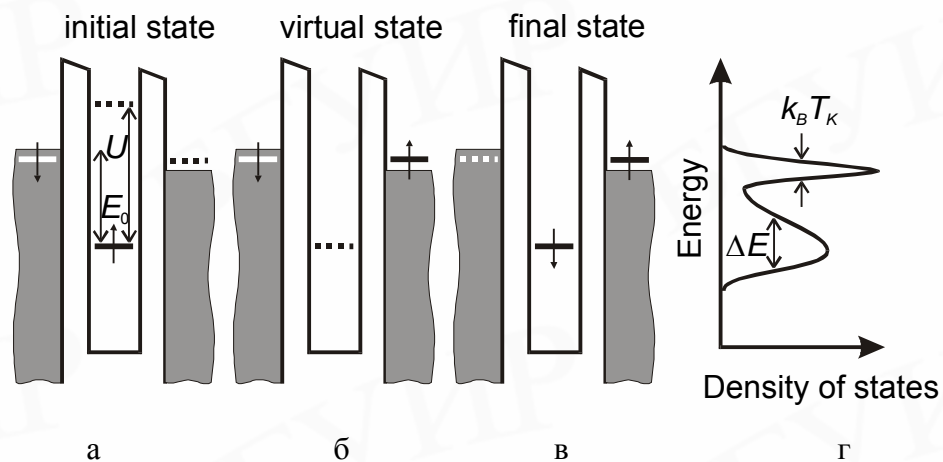


Рис.3.8. Модель Андерсона для атома магнитной примеси в металлическом электрически смещенном образце

Обмен спинами качественно изменяет энергетическую зависимость плотности состояний в системе. Множество таких процессов, происходящих одновременно, называют **кондо-резонансом** (*Kondo resonance*). Такой резонанс обеспечивает новое электронное состояние, называемое **кондо-состоянием** (*Kondo state*), с энергией, равной энергии уровня Ферми. Это состояние всегда «в резонансе» с энергией Ферми. Так как кондо-состояние создается в результате обменного процесса между электроном, локализованным около атома магнитной примеси, и свободными электронами металла-матрицы, эффект Кондо является типичным эффектом многих тел. Электроны, которые предварительно взаимодействовали с вышеназванной магнитной примесью, формируют так называемые **кондо-облака** (*Kondo clouds*). Так как каждый из этих электронов содержит информацию относительно примеси, они неизбежно несут информацию относительно друг друга. Таким образом, состояния электронов в облаках взаимосвязаны.

Увеличение сопротивления с понижением температуры в низкотемпературном диапазоне является первым признаком существования кондо-состояния. Это состояние увеличивает рассеивание электронов с энергиями, близкими к уровню Ферми. Гибридизация электронов проводимости с локализованным спином атома магнитной примеси в металле ведет к повышению удельного сопротивления при низкой температуре. При этом полное удельное сопротивление как функция температуры имеет вид

$$\rho = AT^5 - B \ln T + C, \quad (3.19)$$

где A, B, C – постоянные, зависящие от концентрации магнитных ионов, обменной энергии, силы обменного рассеивания.

Температура Кондо равна

$$T_K = \frac{\sqrt{\Delta E U}}{2} \exp \frac{\pi E_0 (E_0 + U)}{\Delta E U}, \quad (3.20)$$

где ΔE – ширина энергетического уровня примеси, расширенного электронным туннелированием (рис.3.8,г).

Температура Кондо изменяется как одна пятая степень концентрации магнитной примеси. Для массивных металлических систем она находится в диапазоне от 1 до 100 К.

Для кондо-системы отношение между ее активным сопротивлением R и ее сопротивлением при температуре абсолютного нуля R_0 зависит только от температуры как $R/R_0 = f(T/T_K)$. Все материалы, которые содержат примеси со спином 1/2, могут быть описаны той же самой температурной зависимостью – функцией $f(T/T_K)$. Таким образом, система может быть полностью охарактеризована температурой Кондо вместо совокупности параметров, содержащей U, E_0 и ΔE .

Кондо-поведение квантовых точек

Квантовые точки – это другой класс систем, на транспортные свойства которых также можно воздействовать, используя эффект Кондо. Но в случае квантовых точек возможен более высокий уровень контроля параметров системы по сравнению с магнитными примесями в объемных металлах. Квантовая точка, содержащая строго определенное число электронов, может действовать как магнитная примесь. Полный спин равен нулю или целому числу для четного числа электронов и половине целого числа для нечетного числа электронов. Последний случай – классический пример для наблюдения эффекта Кондо. Все электроны, кроме одного, с самой высокой энергией, могут игнорироваться, то есть это случай, эквивалентный наличию одного единственного носителя спина, $s = 1/2$.

Квантовую точку с затворами можно электрически переключать из состояния «кондо-система» в состояние «не-кондо-система», поскольку количество электронов в ней может быть изменено с нечетного значения на четное. Такая структура показана на рис. 3.9,а. Квантовая точка соединена с двумя источниками электронов туннельными каналами с пропускной способностью, управляемой смещением, прикладываемым к входному и выходному затворам. Связь точки со стоком и истоком электронов определяет расширение энергии ΔE состояния в точке. Число электронов в точке и их уровни энергии регулируются напряжением, прикладываемым к центральному затвору.

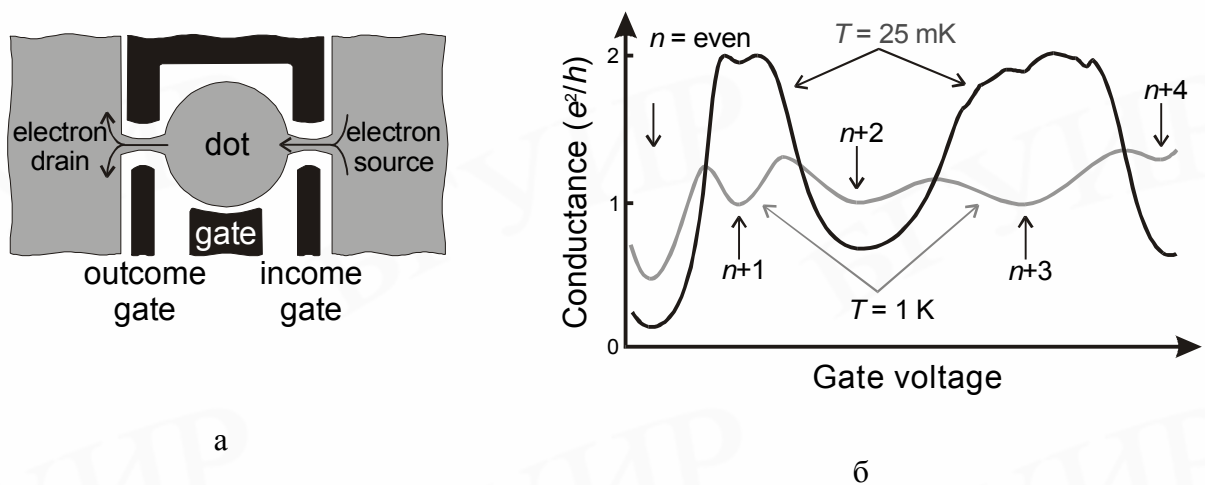


Рис.3.9. Управляемая квантовая точка (а) и изменение ее проводимости в зависимости от напряжения на затворе при двух различных низких температурах (б)

Температуру Кондо можно изменить, изменяя напряжение на затворе, поскольку энергия одноэлектронного состояния приближается к энергии Ферми.

Одно из главных различий между квантовой точкой и объемным металлом с магнитной примесью касается природы электронных состояний в них. В металле электронные состояния – это плоские волны. Их рассеивание на атомах примеси приводит к смешиванию электронных волн с различными моментами. Такое изменение момента увеличивает сопротивление материала.

В квантовой точке все электроны должны проходить через точку, поскольку нет никакого другого электрического пути вокруг нее. В этом случае кондо-резонанс облегчает смешивание для состояний, принадлежащих двум

противоположным электродам. Такое смешивание увеличивает проводимость, то есть сопротивление уменьшается. Таким образом, эффект Кондо в квантовых точках приводит к противоположному поведению проводимости квантовых точек в сравнении с объемным металлом. На рис. 3.9,б показано изменение проводимости точки как функции напряжения затвора, регулирующего число электронов, заключенных в точке при двух различных низких температурах. Когда в квантовой точке заключено четное число электронов, ее проводимость уменьшается с понижением температуры. Такое поведение указывает на то, что в этом случае эффект Кондо отсутствует. Противоположная температурная зависимость наблюдается для нечетного числа электронов, когда эффект Кондо имеет место.

Подобно сопротивлению массивного образца в кондо-режиме, проводимость квантовой точки зависит только от отношения T/T_K . При самой низкой температуре проводимость приближается к квантовому пределу проводимости $2e^2/h$. Тот факт, что проводимость достигает этой величины, означает, что электроны прошли через точку насквозь. Эффект Кондо позволяет точке стать полностью прозрачной.

Эффект Кондо может также наблюдаться в квантовых точках с четным числом электронов, но для этого образец должен быть помещен в магнитное поле, чтобы получить соответствующее расщепление электронных состояний по спинам и заполнение соответствующих уровней энергии.

3.5. Спинтронные приборы

Разработанные спинтронные приборы используют эффект гигантского магнитосопротивления и спин-зависимое туннелирование. Переключение направления намагниченности в них осуществляется посредством собственного внутреннего или внешнего магнитного поля. Примеры таких приборов рассматриваются в данном подразделе. При этом надо иметь в виду, что перечень возможных спинтронных приборов не ограничивается только этими примерами. Большое количество предложенных и теоретически обоснованных приборов все еще ожидает экспериментальных испытаний. Спин-поляризованный полевой транзистор, баллистический спин-фильтрующий транзистор, логический элемент, униполярные спин-диоды и транзисторы – это только некоторые из тех приборов, которые следует упомянуть в числе перспективных. Кроме того, приборы для квантовых вычислений на квантовых точках находятся под пристальным вниманием исследователей и разработчиков.

Считывающая головка на гигантском магнитосопротивлении

Этот прибор, называемый также спин-вентильной головкой воспроизведения, стал первым спинтронным прибором, который в промышленных масштабах стали производить в IBM начиная с 1997 г. Размеры головки, считывающей магнитные биты, которые записаны на поверхности дисков или лент в виде по-разному ориентированных магнитных областей (доменов), сведены к

минимуму и составляют 10 –100 нм. Там где соприкасаются головные части двух противоположно намагниченных доменов, некомпенсированные, положительные полюса генерируют магнитное поле. Это поле направлено за пределы носителя информации перпендикулярно поверхности домена, которая является положительной стенкой домена. В том месте, где соприкасаются хвостовые части двух доменов, стенки содержат некомпенсированные, отрицательные полюса. Последние образуют сток для магнитных силовых линий потока, возвращающегося в носитель информации, которым является отрицательная стенка домена. Головка «чувствует» изменения направления магнитного поля на стенках домена.

Конструкция головки и принцип ее работы иллюстрируются рис.3.10.

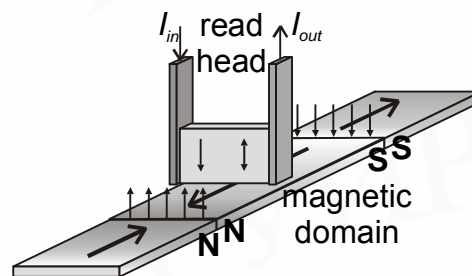


Рис.3.10. Магнитная головка воспроизведения на гигантском магнитосопротивлении, проходящая под носителем записи, содержащим намагниченные области

Чувствительный элемент головки – это типичный спин-вентиль, состоящий из двух слоев – одного с легко изменяемой (обращаемой) намагниченностью и другого с фиксированной (или трудно обращаемой) намагниченностью.

Магнитный момент в магнитомягком слое параллелен плоскости носителя информации, несущего магнитные домены. Магнитный момент в магнитотвердом слое перпендикулярен плоскости носителя информации. Когда головка проходит над положительной стенкой домена, существующее там магнитное поле повышает намагниченность легко обращаемого слоя. Когда головка проходит над отрицательной стенкой домена, магнитный момент уменьшается. Как только направление намагниченности в мягком слое реагирует на поля, которые исходят от носителя информации, вращаясь либо вверх, либо вниз, измеряемое изменение сопротивления считывается током, проходящим через спин-вентильную структуру. Такие головки позволили получить очень высокие плотности записи на жестких носителях – до 25 Гбит на квадратный дюйм.

Энергонезависимая память на гигантском магнитосопротивлении

Элементы памяти, использующие эффект гигантского магнитосопротивления, объединяют в матрицы, для того чтобы получить совокупность элементов, функционирующих как энергонезависимая память. Принцип работы таких

элементов иллюстрирует рис. 3.11. Элементы являются, по существу, спин-вентильными структурами, которые расположены в определенной последовательности и соединены проводящими дорожками, образующими шины считывания. Шина считывания сохраняет информацию и имеет сопротивление, которое равно сумме сопротивлений ее элементов. Ток протекает через шину считывания, и усилители в конце линий обнаруживают изменения общего сопротивления. Магнитные поля, необходимые для манипулирования намагниченностью элементов, обеспечиваются дополнительными, литографически сформированными проводящими дорожками, проходящими над и под элементами. Эти дорожки пересекают шину считывания в виде двухкоординатной ($x-y$) сеточной структуры, в каждом пересечении которой находится запоминающий элемент на гигантском магнитосопротивлении. Проводящая дорожка, проходящая параллельно шине считывания, действует как словарная шина при записи, а дорожка, пересекающая шину считывания перпендикулярно ей, действует как записывающая битовая шина. Все дорожки электрически изолированы. Когда импульсы тока проходят через словарные и битовые шины, они генерируют магнитные поля, управляющие сопротивлением элементов на гигантском магнитосопротивлении.

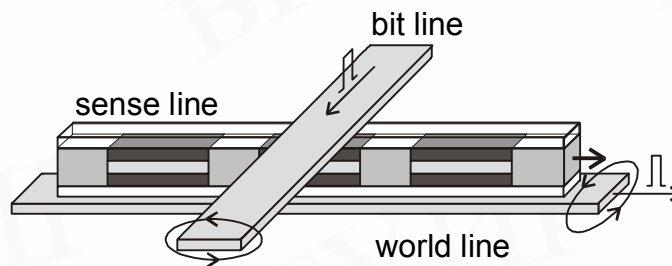


Рис.3.11. Фрагмент запоминающего устройства с произвольным порядком выборки, построенного из соединенных последовательно элементов на эффекте гигантского магнитосопротивления

Типичная схема адресации использует импульсы в словарной и битовой шинах, что является полувыборкой. Это означает, что поле, связанное с импульсом в словарной и битовой шинах, равно половине того, которое необходимо, чтобы реверсировать намагниченность элемента на гигантском магнитосопротивлении. В тех местах, где находится любая из двух шин в пересечении двухкоординатной сетки, два полуимпульса могут генерировать совместное поле, которое является достаточным для избирательного реверсирования магнитомягкого слоя или, при более высоких уровнях тока, достаточным также для реверсирования магнитотвердого слоя. Обычно один импульс поворачивает намагниченность слоя на 90° . Через такую двухкоординатную сетку любой элемент матрицы может быть адресован для сохранения или считывания информации.

Конкретные схемы сохранения информации и схемы адресации могут быть весьма разнообразны. Одна из схем может сохранять информацию в магнитомягком слое и использовать процедуры «разрушение» и «восстановление» для считывания. В качестве альтернативы по другой схеме индивидуальные элементы на гигантском магнитосопротивлении конструируются так, что для сохранения информации в магнитотвердом слое используются импульсы высокого тока. Импульсы низкого тока используются затем для того, чтобы «пошевелить» магнитомягкий слой и «опросить» элемент, считывая изменение сопротивления без разрушения и восстановления информации. Существует много других вариантов на этих схемах, но, как правило, они зависят от конкретных требований к применяемой памяти.

Энергонезависимая память на спин-зависимом туннелировании

Принцип построения энергонезависимой памяти на спин-зависимом туннелировании показан на рис. 3.12. Запоминающее устройство с произвольным порядком выборки сформировано из двух ортогональных в плоскости массивов параллельных ферромагнитных дорожек, разделенных в пространстве тонким изолирующим слоем. Каждое пересечение дорожек действует как магнитный туннельный переход. Когда направления намагниченности двух противоположных ферромагнитных областей выравниваются внешним магнитным полем, туннельное сопротивление будет ниже, чем в том случае, когда они противоположно направлены. Для практического применения в устройствах памяти необходимо изменение сопротивления по крайней мере на величину порядка 30 %.

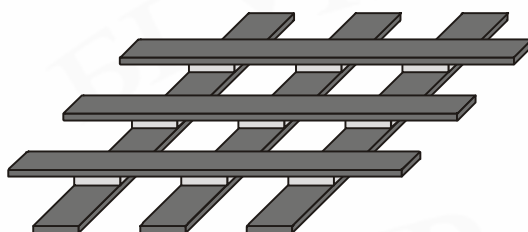


Рис.3.12. Фрагмент запоминающего устройства с произвольным порядком выборки, построенного из элементов на туннельном магнитосопротивлении

Высокое сопротивление туннельных переходов препятствует использованию той же схемы считывания, что и в запоминающем устройстве на гигантском магнитосопротивлении. Вместо этого к каждому элементу присоединяется, по существу, четырехзондовое измерительное устройство (по двум из четырех зондов протекает ток, а два других позволяют провести независимое измерение напряжения). Кроме того, выводы устройства могут обеспечивать двоякое использование, так как импульсные токи, протекающее по верхней и нижней линиям (а не через туннельный переход), могут обеспечивать магнитные поля, необходимые для того, чтобы манипулировать направлением намагни-

ченности в ферромагнитных областях. Это подобно схеме адресации в памяти на гигантском магнитосопротивлении. Однако проблема состоит в том, что такая матрица многократно шунтируется через туннельные элементы. То есть электрический ток от питающего провода до выхода проходит через многие элементы, а не только через те, которые находятся на пересечении. Решение этой проблемы состоит в том, чтобы на каждом пересечении разместить диод так, чтобы ток мог проходить только в одном направлении, устраняя альтернативные пути. Это сложная технологическая задача – изготовить такие диоды интегральным способом с запоминающими элементами на туннельных переходах. Но ее решение позволит изготовить память с чрезвычайно высокой плотностью.

Вообще при сравнении элементов на гигантском магнитосопротивлении и элементов, основанных на спин-зависимом туннелировании, следует заметить, что рабочие токи в элементах на эффекте туннелирования обычно намного меньше токов в металлических элементах на гигантском магнитосопротивлении. Это может быть преимуществом для портативных экономичных приборов с ограниченной потребляемой мощностью. Однако высокое сопротивление элементов на эффекте туннелирования может оказаться непривлекательным с точки зрения времени срабатывания или шума. Эта проблема обостряется по мере того, как размеры элемента уменьшаются, потому что в элементах на эффекте туннелирования ток протекает перпендикулярно плоскости пленок, а поскольку площадь элемента сокращается, сопротивление увеличивается.

Спин-вентильный транзистор

Спин-вентильный транзистор – это трехвыводной прибор, аналогичный транзистору с металлической базой. Он схематически показан на рис. 3.13 с соответствующей энергетической диаграммой [37, 38]. Базовая область транзистора содержит металлический, многослойный спиновый вентиль между двумя областями кремния n -типа проводимости, действующими как эмиттер и коллектор. В такой структуре горячий электрон проходит через спин-вентильную базу, чтобы попасть из эмиттера в коллектор.

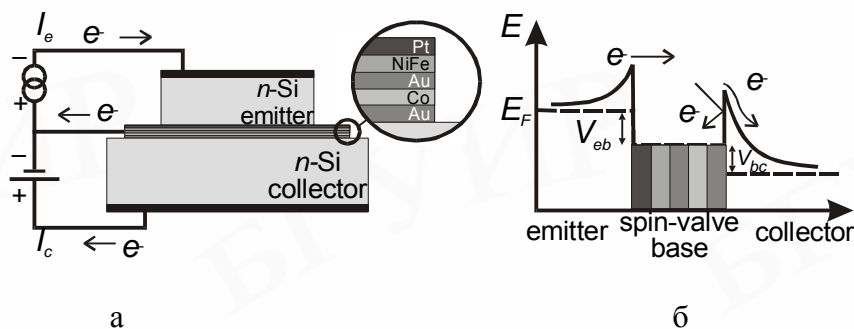


Рис.3.13. Структура (а) и энергетическая диаграмма (б) спин-вентильного транзистора с Si-Pt-эмиттером, Si-Au-коллектором и NiFe-Au-Co-спин-вентильной базой

Базовая область транзистора содержит металлический, многослойный спиновый вентиль между двумя областями кремния *n*-типа проводимости, действующими как эмиттер и коллектор. В такой структуре горячий электрон проходит через спин-вентильную базу, чтобы попасть из эмиттера в коллектор.

База спроектирована как обменная развязывающая мягкая спин-вентильная система, в которой два ферромагнитных материала, а именно NiFe и Co, имеющие различные коэрцитивные силы, разделены прослойкой из немагнитного материала (Au). Слои NiFe и Co вследствие различий в коэрцитивной силе позволяют получить четко выраженную параллельную и антипараллельную ориентацию намагниченности в широком интервале температур. Их можно индивидуально переключать подходящим магнитным полем. На границах раздела между металлической базой и полупроводниками формируются барьеры Шоттки. Для того чтобы получить желаемый высококачественный барьер с хорошим выпрямляющим эффектом, на эмиттерной и коллекторной стороне размещены тонкие слои Pt и Au соответственно. Кроме того, они отделяют магнитные слои от непосредственного контакта с кремнием. Так как контакт Si-Pt образует высокий барьер Шоттки, он используется как эмиттер. Коллекторный диод Шоттки формируется так, что он имеет более низкую высоту барьера по сравнению с эмиттерным диодом. Например, контакт Si-Au, который почти на 0,1 эВ меньше высоты барьера для Si-Pt-контакта, очень хорошо соответствует этому условию. Для изготовления такого спин-вентильного транзистора используется специально разработанная методика, которая включает осаждение металла на две кремниевые пластины и их последующее соединение в условиях ультравысокого вакуума.

Транзистор работает следующим образом. Между эмиттером и базой устанавливается такой ток (ток эмиттера I_0), при котором электроны инжектируются в базу перпендикулярно слоям спин-затвора. Так как инжектируемые электроны должны пройти через Si-Pt-барьер Шоттки, они входят в базу как неравновесные, горячие электроны. Энергия горячих электронов определяется высотой эмиттерного барьера Шоттки, которая находится обычно между 0,5 и 1 эВ в зависимости от комбинации металл-полупроводник. Как только горячие электроны пересекут базу, они подвергаются воздействию неупругого и упругого рассеивания, которое изменяет и их энергию, и распределение их моментов. Электроны только тогда способны войти в коллектор, когда они накопили достаточную энергию для преодоления энергетического барьера со стороны коллектора. Величина этого барьера должна быть несколько ниже, чем эмиттерного барьера. В равной степени важно и то, чтобы момент горячего электрона был согласован с доступными состояниями в коллекторе. Часть собранных в коллекторе электронов и, следовательно, ток коллектора I_c существенно зависят от рассеивания в базе, которое является спин-зависимым. Это регулируется переключением базы из согласованного по намагниченности низкоомного состояния в антисогласованное высокоомное состояние. Полное рассеивание

управляется внешним магнитным полем, которое, например, изменяет относительное магнитное выравнивание двух ферромагнитных слоев спин-вентилья.

Магнитный отклик спин-вентильного транзистора, называемый магнитоток (МС – *magnetocurrent*), определяется как изменение тока коллектора, нормализованного (приведенного) к его минимальному значению, то есть

$$MC = \frac{I_c^p - I_c^{ap}}{I_c^{ap}}, \quad (3.21)$$

где верхние индексы *p* и *ap* относятся к параллельному и антипараллельному состоянию спин-вентилья соответственно.

Наиболее важное свойство спин-вентильного транзистора состоит в том, что его коллекторный ток существенно зависит от магнитного состояния спинового затвора в базе. Типичная зависимость тока коллектора от приложенного магнитного поля показана на рис. 3.14. При больших магнитных полях два магнитных слоя имеют параллельные направления намагниченности. Это дает самый большой ток коллектора. Когда направление магнитного поля изменено на обратное, различные поля переключения Co (22 Э) и NiFe (5 Э) создают поля, в которых направления намагниченности Co и NiFe антипараллельны. В этом состоянии ток коллектора резко уменьшается. Относительный магнитный отклик действительно велик, обеспечивая магнитоток около 300 % при комнатной температуре и больше чем 500 % при 77 К. Отметим, что различные механизмы рассеивания горячих электронов могут давать вклад в уменьшение магнитного отклика. Рассеивание на тепловых колебаниях спина и термически наведенное спин-смешивание выглядят наиболее очевидными.

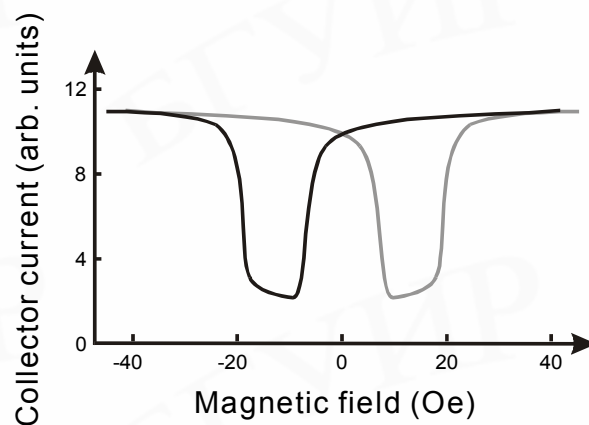


Рис.3.14. Ток коллектора в спин-вентильном транзисторе как функция напряженности приложенного внешнего магнитного поля

Ток коллектора и магнитоток являются виртуально не зависящими от напряжения обратного смещения, прикладываемого к коллекторному барьеру Шоттки, когда ток утечки коллектора незначителен. Причиной такого поведения является то, что напряжение между базой и коллектором не изменяет высоту барьера Шоттки относительно уровня Ферми в металле. Другими словами, энергетический барьер, встреченный горячими электронами, выходящими из базы, не изменяется. Точно так же изменение эмиттерного напряжения, или со-

ответственно тока эмиттера, не влияет на энергию, при которой горячие электроны инжектируются в базу. В результате ток коллектора линейно пропорционален току эмиттера, в то время как значение тока коллектора оказывается на несколько порядков ниже, чем тока эмиттера.

Важное преимущество спин-вентильного транзистора – большой относительный магнитный эффект при комнатной температуре при незначительных магнитных полях (несколько эрстед). Несмотря на низкий коэффициент усиления по току, это делает такой транзистор уникальным спинтронным прибором с большими перспективами для магнитной памяти и датчиков магнитного поля, где коэффициент усиления по току не критичен.

В заключение, следует отметить, что современное понимание спин-зависимого транспорта горячих электронов в ферромагнитных тонкопленочных структурах остается все еще неполным. Для дальнейшей разработки спинтронных приборов первостепенным является более глубокое изучение спин-зависимых механизмов рассеивания горячих электронов.

ЛИТЕРАТУРА

Цитируемая

1. Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance // *Phys. Rev. Lett.* 1986. № 57(14). P. 1761-1764.
2. Büttiker M. Symmetry of electrical conduction // *IBM J. Res. Develop.* 1988. № 32(3). P. 317-334.
3. Landauer R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // *IBM J. Res. Dev.* 1957. № 1(6). P. 223-231.
4. Landauer R. Electrical resistance of disordered one-dimensional lattice // *Phil. Mag.* 1970. № 21(172). P. 863-867.
5. Klitzing von K., Dorda G., Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance // *Phys. Rev. Lett.* 1980. № 45(6). P. 494-497.
6. Tsui D.C., Störmer H.L., Gossard A.C. Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit // *Phys. Rev. Lett.* 1982. № 48(22). P. 1559-1562.
7. Laughlin R.B. Anomalous quantum Hall effect: an incompressible quantum fluid with fractionally charged excitations // *Phys. Rev. Lett.* 1983. № 50(18). P. 1395-1398.
8. Likharev K.K., Claeson T. Single electronics // *Scientific American.* 1992. № 6. P. 50-55.
9. Thornton T.J. Mesoscopic devices // *Rep. Prog. Phys.* 1994. № 57. P. 311-364.
10. Averin D.V. and Likharev K.K. *Mesoscopic Phenomena in Solids.* Elsevier, Amsterdam, 1991.
11. Fulton T.A., Gammel P.L. Determination of Coulomb-blockade resistances and observation of the tunneling of single electrons in small-tunnel-junction circuit // *Phys. Rev. Lett.* 1991. № 67. P. 3148-3151.
12. Geerling L.J., Anderegg V.G. Frequency-locked tunneling device for single electrons // *Phys. Rev. Lett.* 1990. № 64. P. 2691-2694.
13. Pothier H., Lafarge P. Single electron pump fabrication with ultrasmall normal tunnel junctions // *Physica B.* 1991. Vol. 169. P. 1574-1598.
14. Pekola J.K., Hirvi K.P. Thermometry by arrays of tunnel junction // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 64. P. 2903-2906.
15. Hirvi K.P., Paalanen M.A. et al. Numerical investigation of one-dimensional tunnel junction arrays at temperatures above the Coulomb blockade regime // *J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 80. P. 256-263.
16. Asahi N., Akazawa M. et al. // *IEEE Trans. Electron Devices.* 1997. № 44. P. 1109.
17. Likharev K.K. *Single-Electron Devices and Their Applications* // *Proceedings of the IEEE.* 1999. Vol.87. № 4. P. 606-632.

18. Likharev K.K. Possible logic circuits based on the correlated single-electron tunneling in ultrasmall junctions // Ext. Abstr. Int. Superconductivity Electronics Conf. (ISEC'97). 1987. P. 128-131.
19. Likharev K.K. and Korotkov A.N. Single-electron parametron: Reversible computation in a discrete state system // Science. 1996. Vol. 273. P.763-765.
20. Korotkov A.N and Likharev K.K. Single-electron parametron-based logic // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 84. P. 6114-6126.
21. Bohm D. Quantum Theory. Prentice Hall, Englewood Cliffs. NJ, 1951. P. 283.
22. Brown E.R., Soderstrom J.R. et. al. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58. P. 2291.
23. Shimuzu N., Nagatsuma T. et. al. // Electron Lett. 1995. Vol. 31. P. 1695.
24. Capasso F., Sen S. et. al. Physic of Quantum Electron Devices. Springer-Verlag, Berlin, 1990.
25. Yokoyama N., Muto S., Ohnishi H., Imamura K. Physic of Quantum Electron Devices. Springer-Verlag, Berlin, 1990.
26. Maezawa K., Akeyoshi T., Mizutani T. // IEEE Trans. Electron Devices. 1994. Vol. 41. P. 148.
27. Maezawa K. and Mizutani T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1994. Vol. 32. P. L42.
28. Shen J., Tehrani S., Goronkin H., Kramer G., Tsui R. // IEEE Electron Device Lett. 1996. Vol. 17. P. 94.
29. Valet T., Fert A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. 1993. B 48(10). P. 7099-7113.
30. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films // Phys. Lett A. 1975. Vol. 54(3). P. 225-226.
31. Shang C.H., Nowak J., Jansen R., Moodera J. S. Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions // Phys. Rev. 1998. B 58(6). P. R2917-R2920.
32. Hagler T., Kinder R., Bayreuther G. Temperature dependence of tunnel magnetoresistance // J. Appl. Phys. 2001. 89(11). P. 7570-7572.
33. Рашба Е.И. Свойства полупроводников с петлей в экстремумах // ФТТ. 1960. № 2(6). P. 1224-1238.
34. Bychkov Y.A., Rashba E.I. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in the inversion layers // J. Phys. 1984. C 17(33). P. 6039-6045.
35. Luo J., Munekata H., Fang F., Stiles P.J. Effects of inversion asymmetry on electron energy band structures in GaSb/InAs:GaSb quantum wells // Phys. Rev. 1990. B 41(11). P. 7685-7693.
36. Kondo J. Resonance minimum in dilute magnetic alloys // Prog. Theor. Phys. 1964. 32(1). P. 37-49.
37. Monsma D.J., Lodder J.C., Popma T.J., Dieny B. Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor: the spin-valve transistor // Phys. Rev. Lett. 1995. 74(26). P. 5260-5263.
38. Anil Kumar P.S., Lodder J.C. // J. Appl. Phys. 2000. 33 (22). P. 2911-2920.

Рекомендуемая

1. Davies J.H. The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An Introduction. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
2. Ferry D.K., Goodnick S.M. Transport in Nanostructures. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
3. Haug H., Jauho A.P. Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors. Springer, Berlin, 1998.
4. Datta S. Electronic transport in mesoscopic systems. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
5. Laughlin R. B. Nobel Lecture: Fractional quantization // Rev. Mod. Phys. 1999. № 71(4). P. 863-874.
6. Stormer H.L. Nobel Lecture: The fractional quantum Hall effect // Rev. Mod. Phys. 1999. № 71(4). P. 875-889.
7. Tsui D.C. Nobel Lecture: Interplay of disorder and interaction in two-dimensional electron gas in intense magnetic fields // Rev. Mod. Phys. 1999. № 71(4). P. 891-895.
8. Thornton T.J., Mesoscopic devices // Rep. Prog. Phys. 1994. № 57. P. 311-364.
9. Averin D.V. and Likharev K.K. Mesoscopic Phenomena in Solids. Elsevier, Amsterdam, 1991.
10. Bohm D. Quantum Theory. Prentice Hall, Englewood Cliffs. NJ. 1951. P. 283.
11. Yokoyama N., Muto S., Ohnishi H., Imamura K. Physic of Quantum Electron Devices. Springer-Verlag, Berlin, 1990.
12. Tarucha S. et.al. in Physics and Application of Semiconductor Quantum Structure, T. Yao, ed., IOP Publishing Co., Bristol, 2001.
13. Likharev K. Single-Electron Devices and Their Application. Proceeding of the IEEE. 1999. Vol. 87. № 4. P. 606-632.
14. Twardowski A. Diluted Magnetic Semiconductors. World Scientific, Singapore, 1996.
15. Prinz G.A. Magnetoelectronics // Science 1998. Vol. 282 (5394). P. 1660-1663.
16. Kouwenhoven L., Glazman L. Revival of the Kondo effect // Physics World. 2001. Vol. 14(1). P. 33-38.
17. Daughton J.M., Pohn A.V., Fayfield R.T., Smith C.H. Applications of spin dependent transport materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32(22). P. R169–R177.
18. Jansen R.O., Erve M.J. van't, Kim S.D., Vlutters R., Anil Kumar P.S., Lodder J.C. The spin-valve transistor // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. Vol. 33(22). P. 2911-2920.
19. Moodera J.S., Kinder L.R. Ferromagnetic-insulator-ferromagnetic tunneling: spin-dependent tunneling and large magnetoresistance in trilayer junctions // Appl. Phys. 1996. 79 (8). P. 4724-4729.
20. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники:

Учеб. пособие. Новосибирск: НГТУ, 2000.

21. Handbook of Nano-technology. Brushan Editor, Springer, 2004.

22. Nanoelectronics and Information Technology (Advanced Electronic Materials and Novel Devices), Edited by Prof. Dr. I. R. Waser. Aachen, Germany, Wiley-VCH, 2003.

Учебное издание

**Борисенко Виктор Евгеньевич,
Воробьева Алла Ильинична,
Уткина Елена Апполинарьевна**

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие
для студентов специальностей
41 01 02 «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы»,
41 01 03 «Квантовые информационные системы»
дневной формы обучения

В 3-х частях

Часть 3

ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Редактор Т.А. Лейко
Корректор Н.В. Гриневич
Компьютерная верстка М.В. Шишло

Подписано в печать 10.12.2004.	Формат 60x84 1/16.	Бумага офсетная.
Гарнитура «Таймс».	Печать ризографическая.	Усл. печ. л. 5,35.
Уч.-изд. л. 5,1.	Тираж 150 экз.	Заказ 366.

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
Лицензия на осуществление издательской деятельности №02330/0056964 от 01.04.2004.
Лицензия на осуществление полиграфической деятельности №02330/0133108 от 30.04.2004.
220013, Минск, П. Бровки, 6