

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Особенности квантового туннелирования в мультислоях и гетероструктурах, содержащих ферромагнитные полупроводники

А.С. Борухович

Впервые в полном объеме представлены имеющиеся экспериментальные результаты, свидетельствующие о необычных возможностях квантового туннелирования квазичастиц в мультислоях и гетероструктурах, содержащих ферромагнитный полупроводник. Осуществление на практике парного или одночастичного туннелирования в подобных структурах способствует как развитию метода туннельной спектроскопии ферромагнитно упорядоченных материалов, так и созданию на основе присущих этим структурам эффектов — спиновой фильтрации, перестраиваемой магнитным полем вольтамперной характеристики и ряда других — нового поколения необычных криоэлектронных устройств твердотельной микромагнитоэлектроники, в том числе миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

PACS numbers: 73.40.-c, 74.50.+g, 74.80-g, 75.50.Dd

Содержание

1. Введение (737).
 2. Экспериментальные результаты. Мультислои С/ФП (738).
2.1. Структура NbN/EuO/Pb; $H = 0$. 2.2. Структура NbN/EuO/Pb; $H > 0$. 2.3. Структура NbN/EuS/Pb.
 3. Намагничивание мультислоев С/ФП (743).
 4. Мультислои ВТСП/ФП (745).
 5. Спиновая фильтрация сквозь ФП (745).
5.1. Структуры М/ФП как твердотельный источник поляризованных электронов. 5.2. Структуры М/ФП как магнитоуправляемый диод. 5.3. Структуры ФП/П как основа субмиллиметровой микромагнитоэлектроники.
 6. К теории вопроса (748).
 7. Заключение (750).
- Список литературы (751).

1. Введение

В последние годы вновь проявился практический интерес к возможности осуществления парного туннелирования квазичастиц сквозь ферромагнитно упорядоченный барьер и к физике мультислоев М(С)/Ф, С/Ф/С, где М — нормальный металл, С — сверхпроводник, а Ф — ферромагнетик [1–8]. Явления, разыгрывающиеся при

прохождении одночастичного тока или тока куперовских пар (тока Джозефсона или сверхтока) в таких многослойных структурах, столь необычны, что на их изучении, фактически, не отразились конъюнктурные "всплески" твердотельной науки, обусловленные открытием высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) или обнаружением гигантского отрицательного магниторезистивного эффекта в старых "новых" материалах — манганитах лантана. И это вполне оправдано, поскольку многие свойства подобных гетероструктур или мультислоев способны обеспечить их конкурентоспособность с классическими системами криоэлектроники.

Надо заметить, что исторически вопрос о возможности наблюдения туннелирования куперовских пар сквозь Ф-барьер возник в связи с открытием эффекта Джозефсона в 1961 г. В его "классическом" варианте — одночастичном туннелировании — он был решен Эсаки и др. [9], наблюдавшими туннельный ток между двумя нормальными металлами, разделенными прослойкой, выполненной из магнитного диэлектрика EuS и EuTe.

Сложившиеся ранее представления о невозможности существования явлений сверхпроводимости и ферромагнетизма в металлических системах имели в то время достаточное экспериментальное подтверждение. Во-первых, все известные тогда ферромагнетики не являлись сверхпроводниками [10], а согласно результатам исследования [11] сверхток мультиструктуры Sn/Fe/Sn затухал уже при толщинах Fe-слоя всего в 0,05 нм. И по другим данным [12, 13] наличие локальных магнитных моментов, в частности, марганца или гадолиния, в барьерной прослойке также приводило к быстрому экспоненциальному затуханию сверхтока в туннельном переходе с ростом толщины слоя металлического барьера. Однако определенные результаты этих работ внушали опти-

А.С. Борухович. Институт химии твердого тела
Уральское отделение РАН
620019 Екатеринбург, ул. Первомайская 91, Российская Федерация
Тел. (3432) 74-59-52. Факс (3432) 74-44-95
E-mail: bamburov@ihim.uran.ru

Статья поступила 3 сентября 1998 г.,
после доработки 2 декабря 1998 г.

мизм: упорядочение локальных моментов примеси при росте их концентрации в барьерной прослойке до некоторого предела либо при наложении внешнего магнитного поля на переход способствовали как восстановлению сверхтока, так и наблюдению на вольтамперной характеристике (ВАХ) перехода присущих джозефсоновскому туннелированию щелевых особенностей сверхпроводящих берегов. Последнее обстоятельство действительно указывало как на возможность осуществления джозефсоновского туннелирования сквозь барьер, содержащий ферромагнитно упорядоченные магнитные моменты, так и на влияние толщины такого барьера на амплитуду потока куперовских пар (иначе, на величину температуры сверхпроводящего перехода T_c сверхпроводника, находящегося в контакте с Ф-металлом). Данное обстоятельство впервые отмечалось в работе [14] и в последние годы вновь стало предметом экспериментального и теоретического изучения в связи с совершенствованием технологии создания металлических мультислоев С/Ф, таких, как Nb/Gd, Nb/Gd/Nb и Nb/Fe [3, 15].

В настоящем обзоре впервые делается попытка суммировать имеющиеся в физической литературе результаты экспериментальных исследований мультислоев (тонкопленочных планарных структур) или гетероструктур (контактов объемных кристаллов), содержащих ферромагнитные полупроводники (ФП). К этим материалам принято относить соединения 3d- и 4f-металлов, обладающие ферромагнитным упорядочением спинов на атомах металла при полупроводниковом характере проводимости. "Классическими" представителями таких соединений являются монооксид и моносульфид европия, EuO и EuS, обладающие температурой Кюри $T_K \approx 70$ К и 16 К соответственно, а также халькогенидные шпинели $CdCr_2S_4$ ($T_K = 80$ К), $CdCr_2Se_4$ ($T_K = 130$ К), $HgCr_2Se_4$ ($T_K = 120$ К) и перовскитоподобные фазы на основе $LaMnO_3$, T_K которых достигает 350 К. Научный и практический интерес к подобным фазам обусловлен необычайно сильной взаимозависимостью параметров их электронной и магнитной подсистем, что позволяет целенаправленно управлять электрическими, магнитными, оптическими, магнитооптическими, частотными характеристиками, воздействуя на образец ФП или содержащую его структуру внешним электрическим или магнитным полем. Именно последнее обстоятельство, т.е. наличие дополнительной "степени свободы" и возможность управлять свойствами ФП с помощью магнитного поля, что не всегда допустимо для обычных (немагнитных) полупроводников и устройств на их основе, и привлекает исследователей и инженеров-практиков к названным ФП-фазам с целью реализации открывающихся перспектив по расширению функциональных возможностей существующих криоэлектронных устройств микроэлектроники.

Пожалуй, одним из наиболее примечательных свойств ФП, с чем связана, в первую очередь, новизна их использования в указанном качестве, является наличие в них зависимости сдвига края оптического поглощения (или запрещенной щели в электронном спектре E_g) от степени магнитного порядка в структуре и внешнего магнитного поля. Максимальная для ФП величина такого сдвига в красную сторону спектра при понижении температуры образца от T_K до 20 К достигается в EuO, в котором она составляет 0,25 эВ (в EuS — 0,16 эВ, в фазах на основе $LaMnO_3$ — также 0,16 эВ при $T < T_K$).

Внешнее поле H усиливает этот сдвиг ΔE_g еще почти на 10 %. Таким образом, за счет этого внешнего параметра, влияя на концентрацию и подвижность носителей тока в зоне проводимости, удается регулировать как собственную, так и примесную проводимость ФП.

Рекордные для ферромагнетиков магнитный момент иона европия в состоянии насыщения ($\sim 7\mu_B$) и величина намагниченности насыщения кристаллов EuO ($4\pi\sigma_s = 2,43$ Тл) приводят к тому, что носители тока в нем максимально поляризованы по спину (почти на 100 %). Данное обстоятельство делает перспективным применение ФП в структурах, способных обеспечивать высокую спиновую поляризацию тока эмиссии, в том числе в туннельных структурах. Проводимые исследования в области туннельной спектроскопии ФП направлены, в частности, на изучение таких фундаментальных их характеристик как динамика спиновых флуктуаций и функция спиновой корреляции, знания о которых важны в теории магнитных явлений.

Являясь зонными проводниками и типичными гейзенберговскими ферромагнетиками с s-d- или d-f-характером обменного взаимодействия, ФП до сих пор остаются "пробным камнем" всех фундаментальных разработок в теории ферромагнетизма. В экспериментальном и практическом плане разработки в области создания мультислоев и гетероструктур, содержащих ФП, способны расширить диапазон исследований твердотельных структур в субмиллиметровую область спектра, практически недоступную для существующих структур, выполненных на базе немагнитных полупроводников, что закладывает основу для создания нового поколения микроэлектронных устройств.

Необходимо отметить, что проведение таких исследований, которые уже дали достаточно необычные и вместе с тем емкие результаты, технологически доступно в настоящее время, видимо, только двум исследовательским коллективам в мире. Один из них находится в Национальной магнитной лаборатории при Массачусетском технологическом институте, Кембридж, США. Другой, представителем которого является автор настоящего обзора, находится в Екатеринбурге, Россия, и включает в себя небольшую группу сотрудников Института физики металлов и Института химии твердого тела Уральского отделения Российской академии наук. Результаты исследований этого коллектива, выполненных ранее и в последние годы, в основном, и составляют содержание настоящего обзора.

2. Экспериментальные результаты. Мультислои С/ФП

Эксперименты [9] показали, что присутствие в туннельном переходе ферромагнитного полупроводника открывает возможность для управления величиной порогового напряжения на переходе с помощью внешнего магнитного поля, которое оказывает влияние на величину спинового расщепления зоны проводимости ФП вблизи его уровня Ферми. Следствием этого является реализация необходимых условий для регулирования энергетической высоты туннельного барьера такой структуры. "Просветление" барьера и уменьшение его эффективной высоты происходит благодаря обменному взаимодействию в барьере. А наблюдающаяся для ФП гигантская величина красного смещения дна зоны проводимости

при упорядочении, например, 4f-спинов ионов европия еще более усиливает этот процесс [16].

В силу этих обстоятельств, а также с учетом того, что концентрация носителей тока даже в вырожденном ФП на несколько порядков меньше, чем в ферромагнитных металлах (и, следовательно, минимально влияющие эффекты "близости" и андреевского отражения от С/Ф-границы), туннелирование сквозь ФП-барьер оказывается энергетически предпочтительнее, чем сквозь Ф-металл. В этом случае использование ФП-барьера в качестве элемента туннельной структуры или мультислоев М(С)/ФП, П/ФП и т.д. (П — немагнитный полупроводник) позволяет реализовать идею о создании в криоэлектронике магнитоуправляемого диода Зинера, или стабилитрона, пробойное обратное напряжение которого может регулироваться внешним магнитным полем.

Другое не менее важное достоинство использования ФП-барьера в туннельной многослойной структуре в сравнении с Ф-металлом обусловлено технологией. А именно, не очень жесткими ограничениями на толщину барьерной прослойки, хотя последняя влияет на величину туннельного тока, в том числе, и сверхтока. Вместе с тем необходимо отметить, что в силу существующих физико-химических ограничений на условия создания тонкопленочных слоев известных ФП получение химически однородного их контакта с другими материалами не всегда осуществимо. В частности, это касается барьера, выполненного из монооксида или моносульфида европия, которые, как оказалось, при нанесении на некоторые сверхпроводники могут вступать в химическое взаимодействие с поверхностью. Значительно менее жесткие требования предъявляются к использованию названных ФП в качестве одного из берегов мультислоев ФП/М(С), созданных и исследованных в [17, 18]. Авторы работ [17, 18] осуществили квазичастичное туннелирование как в сверхпроводящий металл (Al), так и в ферромагнетик (Fe).

Создать же туннельный переход Джозефсона на основе мультиструктуры $C_1/\text{ФП}/C_2$ и зарегистрировать сверхток j_c величиной до 130 мкА при $V_{см} = 0$ ($V_{см}$ — напряжение смещения), а также характерные щелевые особенности перехода при $H \geq 0$, видимо, впервые удалось автору настоящего обзора с коллегами, о чем кратко сообщалось в нашей публикации [19], которой предшествовало получение ряда авторских свидетельств в 1982–1986 гг.

Приводимые ниже результаты изучения ВАХ многослойных структур $C_1/\text{ФП}/C_2$ характеризуют, как пра-

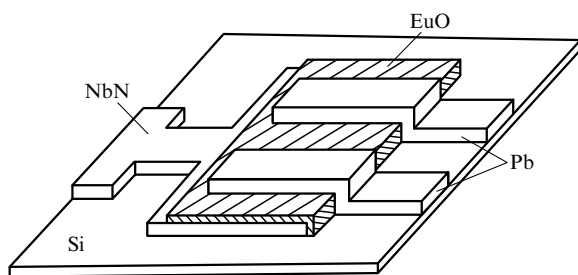


Рис. 1. Реальный вид созданных по планарной технологии мультислоев NbN/ФП/Pb с туннельным переходом Джозефсона, ФП — EuO и EuS.

вило, структуры типа "крест" с площадью туннельного контакта $\approx 1 \text{ мм}^2$. Структуры сформированы на высокоомных кремниевых подложках [20] (рис. 1). Толщины сверхпроводящих берегов в них составляли более 0,2 мкм и превышали толщину d барьера из ФП, которая варьировалась от 0,01 до $\approx 0,05$ мкм. Измерения ВАХ выполнялись по классической четырехзондовой схеме методом детектирования гармоник. Интервал напряжений смещения на переходах изменялся в пределах от -30 до $+30$ мВ, погрешность измерений была не более $\pm 0,05$ мВ. Нормальное сопротивление переходов при комнатной температуре составляло несколько десятков Ом.

2.1. Структура NbN/EuO/Pb; $H = 0$

На рисунке 2 приведены типичные ВАХ туннельной многослойной структуры NbN/EuO/Pb при $T = 4,2 \text{ К}$ и $H = 0$ в сравнении с "классическим" туннельным переходом Джозефсона NbN/I/Pb, в котором изолирующий (И) барьер выполнен из оксида алюминия Al_2O_3 .

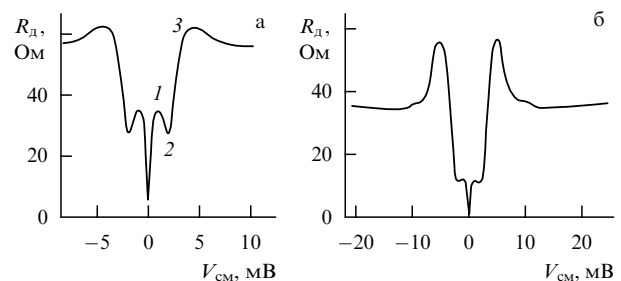


Рис. 2. Вид дифференциальной ВАХ туннельных переходов NbN/I/Pb (а) и NbN/EuO/Pb (б) ($T = 4,2 \text{ К}$, $H = 0$).

Видимые на этом рисунке характерные щелевые особенности переходов указывают на осуществление в них туннельного контакта Джозефсона. Однако, если величина сверхтока в случае И-барьера оценивалась как $j_c = 2 \times 10^{-2} \text{ А см}^{-2}$, то для структуры с барьером из EuO она была почти на два порядка меньше. При этом точки перегиба на ВАХ, по которым оцениваются разности и суммы сверхпроводящих щелей берегов перехода, расположенные соответственно между экстремумами 1 и 2 и точками 2 и 3, оказались в обоих случаях симметричными относительно главного минимума ВАХ при $V_{см} = 0$, что позволило определить величины сверхпроводящих щелей в случае И-барьера как $\Delta_{\text{NbN}} = 2,50 \pm 0,05 \text{ мэВ}$ и $\Delta_{\text{Pb}} = 1,20 \pm 0,05 \text{ мэВ}$. Соответственно, смещения точек перегиба $V_2 = 1,3 \text{ мВ}$, $V_3 = 3,7 \text{ мВ}$.

В случае барьера из EuO в сравнении со структурой NbN/I/Pb установлено примерно равное смещение точек перегиба V_2 и V_3 относительно их положения на ВАХ этого перехода, так что $\Delta V_2 \approx \Delta V_3 = 0,15 \pm 0,05 \text{ мВ}$. Если допустить, что действующее в последнем переходе эффективное магнитное поле спонтанно упорядоченного EuO-барьера не столь велико, чтобы определить эту разность как понижение величин T_c берегов вследствие существующей зависимости $\Delta(T)$ (на самом деле величины их T_c в контактах NbN/EuO и EuO/Pb, измеренные резистивно для $d_{\text{EuO}} = 0,01 \text{ мкм}$, составляли, соответственно 16,4 К и 7,2 К), то установленную для этого перехода разницу $|\Delta V_i|$ в положении любой из названных точек ВАХ представляется

естественным отнести за счет вклада обменного поля в EuO-барьере. Если это так, то данный результат оказывается примечательным сам по себе, так как, в принципе, позволяет получать в туннельном эксперименте энергетические параметры Ф-барьера. Известно, что в "классических" сверхпроводящих туннельных переходах с И-барьером такая возможность проблематична [21].

Подтверждением сказанного могут служить результаты исследования вида второй производной ВАХ туннельного сверхпроводящего перехода NbN/EuO/Pb. Как известно [22], получение в эксперименте явного вида функции $\partial^2 V/\partial J^2$ в зависимости от напряжения смещения на переходе в ближней щелевой области позволяет восстановить низкочастотный спектр ветвей функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) сверхпроводников, т.е. части их фононного спектра, наиболее близко примыкающей к энергии Ферми.

На рисунке 3 данные приведены для области смещений от 8 до ≈ 40 мВ, чтобы исключить из рассмотрения показанный на рис. 2б интервал смещений, включающий щелевые особенности спектра туннельного перехода и связанные с ними геометрические (размерные) резонансы этой функции. В отсутствие действия на переход внешнего магнитного поля проведена идентификация положений резонансных максимумов и минимумов функции ЭФВ относительно напряжения смещения на структурах с И- и EuO-барьерами. Для последнего барьера положение этих экстремумов соответствует смещениям, приведенным в табл. 1. Сопоставление с "классическим" переходом свидетельствует [23] о существовании в спектре не идентифицированных ранее резонансов при смещениях $V_{см} = 12,5, 16$ и $25,5$ мВ, отвечающих, видимо, вкладам функции ЭФВ EuO-барьера в процесс квазичастичного туннелирования. С целью детализации преобладающего в данной области смещений механизма рассеяния квазичастиц при их туннелировании сквозь EuO-барьер в работе [24] была выполнена процедура нахождения периодичности участков зависимости функ-

ции $\partial^2 V/\partial J^2(V)$ согласно методике, предложенной в [25]. Для "классических" структур $C_1/I/C_2$ в случае преобладания только электрон-фононного механизма рассеяния туннелирующих квазичастиц указанная периодичность наблюдается для точек с ординатами, равными половине разности между ординатами максимумов спектра и следующих за ними минимумов. В отличие от этого для переходов с EuO-барьером в туннельных спектрах устанавливается периодичность (с интервалом $\Delta V \approx 5$ мВ) в положениях минимумов функции $\partial^2 V/\partial J^2(V)$ в области смещений 14–25 мВ. На это указывает наблюдающаяся линейная зависимость $n_{мин}(V_{см})$ на рис. 3, что может означать возникновение определенного типа стоячей волны при осуществлении одного из преобладающих в данном ФП-барьере механизма рассеяния туннелирующих сквозь него квазичастиц.

Принимая во внимание величину температуры Дебая EuO ($\Theta_D = 350$ К), можно ожидать, что собственные резонансы функции ЭФВ EuO в туннельном спектре будут проявляться в области повышенных смещений на переходе, отвечающих $V_{см} = hv_{\phi}/e \approx 80$ мВ и соответствующих энергии фононного резонанса $hv_{\phi} \approx 80$ мэВ. Наблюдающиеся в эксперименте (см. рис. 3) существенно более низкоэнергетичные резонансы функции $\partial^2 V/\partial J^2$, как и их периодичность, скорее всего, обязаны той части функции ЭФВ EuO-барьера, которая соответствует энергии возбуждения магнонов. На это, в частности, указывает рассчитанная из установленной в эксперименте периодичности ΔV частота $\nu_M = e\Delta V/h \approx 10^{12}$ с⁻¹, отвечающая энергии магнонов в EuO, согласно данным по комбинационному рассеянию света [26], и составляющая величину $hv_M \approx 44$ см⁻¹, что отвечает вышеприведенному значению ΔV .

На магнитную природу отмеченной особенности функции $\partial^2 V/\partial J^2(V)$ туннельного перехода NbN/EuO/Pb указывают данные, приводимые на рис. 4, где показано поведение участка туннельного спектра с рис. 3 во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль плоскости мультиструктуры, $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, \mathbf{n} — нормаль к плоскости структуры. Такая геометрия эксперимента соответствует оси легкого намагничивания EuO-барьера и одновременно оказывается трудным направлением для входа вихрей магнитного потока в сверхпроводящие берега и джозефсоновский контакт. Во внешнем магнитном поле происходит гашение резонансных особенностей спектра ЭФВ по мере роста степени намагничивания EuO-барьера. Иными словами, нарастание спинового порядка в нем сопровождается ослаблением рассеяния туннелирующих квазичастиц.

Таким образом, экспериментально установленные особенности джозефсоновского туннелирования сквозь ФП-барьер, каким является монооксид европия, а также его спектр ЭФВ однозначно указывают на участие магнонов в явлении квазичастичного туннелирования. Данное обстоятельство открывает дополнительные возможности метода туннельной спектроскопии для исследования электронной и магнитной структуры таких материалов.

2.2. Структура NbN/ EuO/ Pb; $H > 0$

Проследим теперь за влиянием внешнего магнитного поля на ВАХ туннельного перехода в области о щелевых смещений. Как и прежде, проведем сравнение данных для

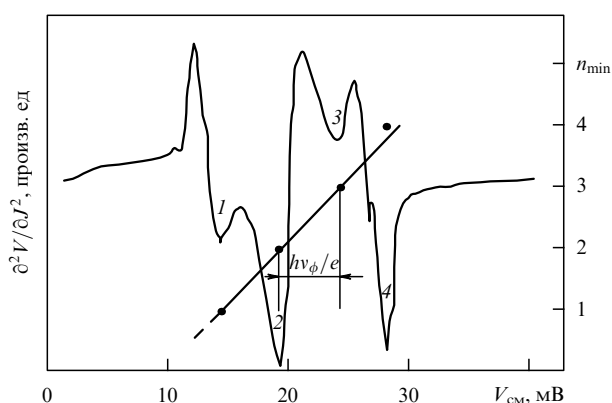


Рис. 3. Спектральная зависимость $\partial^2 V/\partial J^2(V)$ туннельного перехода NbN/EuO/Pb ($T = 4,2$ К, $\mathbf{H} = 0$). Показана также зависимость $n_{мин}(V)$, где $n_{мин}$ — номер минимума в спектре.

Таблица 1

| | | | | | | | | | | |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $V_{см}^{max}$, мВ | 11,0 | 12,5 | | 16,0 | | 21,5 | | 25,5 | 27,0 | |
| $V_{см}^{min}$, мВ | | | 14,5 | | 19,5 | | 24,5 | | | 28,5 |
| Точки на рис. 3 | | | 1 | | 2 | | 3 | | | 4 |

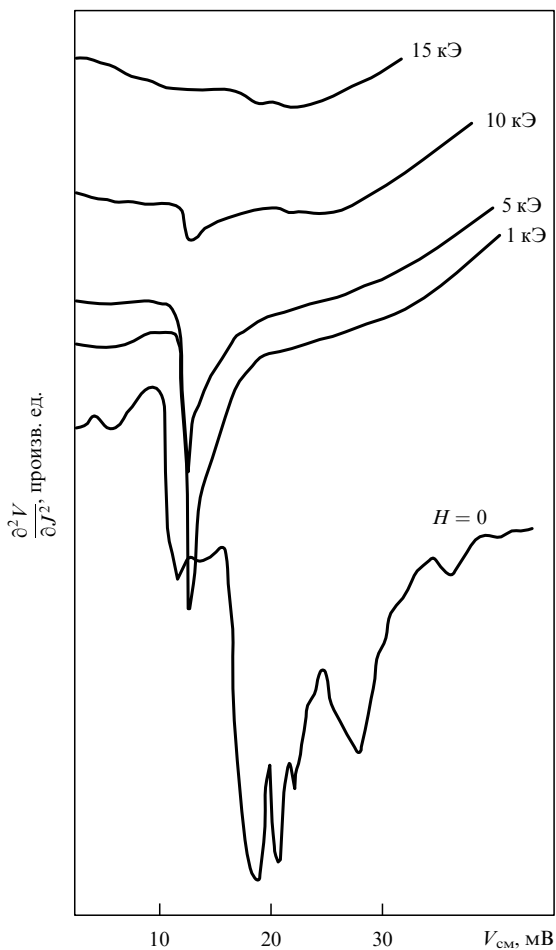


Рис. 4. Влияние внешнего поля **H** на спектр ЭФВ для перехода NbN/EuO/Pb.

"классического" перехода с И-барьером и перехода с EuO-барьером. Эти данные представлены на рис. 5, 6. За небольшими исключениями основные трансформации ВАХ этих структур наблюдаются при малых смещениях в области абсолютного минимума их дифференциаль-

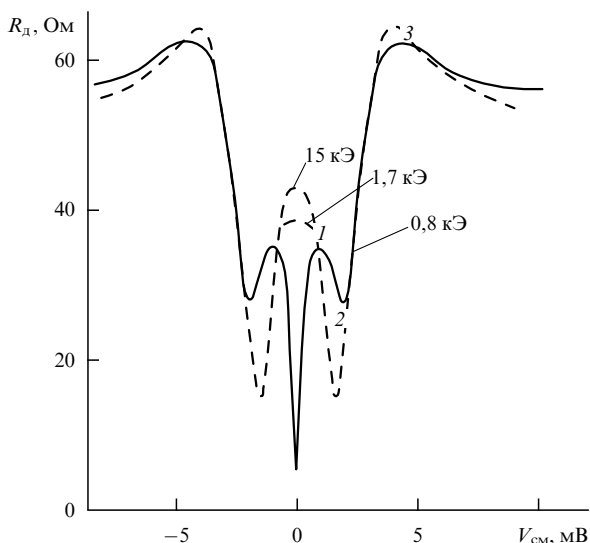


Рис. 5. Трансформация ВАХ перехода NbN/I/Pb во внешнем поле **H**.

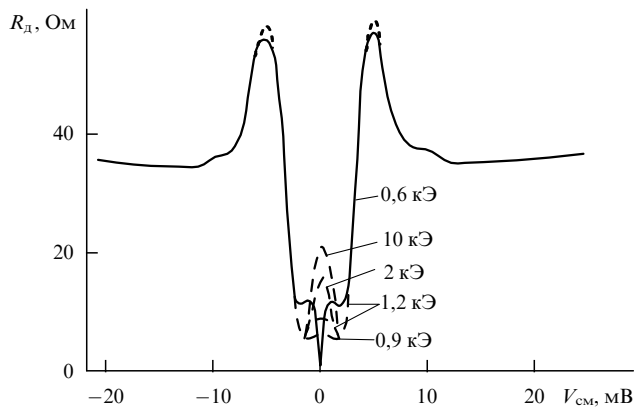


Рис. 6. Трансформация ВАХ перехода NbN/EuO/Pb во внешнем поле **H**.

ного сопротивления R_d при $V_{см} \approx 0$. Если для первого перехода внешнее магнитное поле вплоть до величины $H^* \approx 0,9$ кЭ, т.е. до значения второго критического поля свинца $H_{c2} = 870$ Э почти не изменяет вид ВАХ, а затем при $H > H^*$ резко меняет крутизну и знак кривизны R_d в области его минимума, то для второго перехода — структуры NbN/EuO/Pb — трансформации крутизны R_d в той же области смещений более плавные. Однако изменение знака кривизны основной нелинейности ВАХ и в этом случае происходит в момент разрушения сверхпроводимости свинца внешним магнитным полем. Правда, при этом значение внешнего поля оказывается несколько меньшим, чем в первом случае. Поэтому правильнее говорить о действующем на этот переход "эффективном" магнитном поле **B**, складывающемся из внешнего **H** и намагниченности прослойки EuO в переходе. Дальнейшее увеличение магнитного поля сопровождается ростом R_d в области $V_{см} \approx 0$ с обратным знаком кривизны R_d . Рост R_d , по-видимому, имеет тенденцию к насыщению.

В обеих структурах внешнее магнитное поле очень слабо влияет на положение точки перегиба ВАХ V_3 , но вместо двух других точек перегиба V_1 и V_2 появляется одна — исчезает сверхпроводящая щель свинца.

2.3. Структура NbN/EuS/Pb

Использование ферромагнитного полупроводника — моносульфида европия — в многослойных структурах Ф/М(С) или $C_1/EuS/C_2$ определяется как менее жесткими технологическими требованиями при его нанесении на металл, так и возможностью, в зависимости от условий его нанесения, получать покрытие в кристаллическом либо аморфном состоянии. Это обстоятельство отражается, в частности, на виде ВАХ туннельного перехода $C_1/EuS/C_2$. Наконец, в условиях конгруэнтного испарения фазы EuS легче проконтролировать толщину барьерных слоев и исключить "закоротки" туннельных структур.

Приводимые ниже данные относятся к структурам, также сформированным на подложках из Si с толщиной барьерных слоев EuS порядка 0,05 мкм. Технологически кристалличность или аморфность наносимого на NbN барьера обеспечивалась температурным режимом подложки. Согласно полученным в [27] данным, ВАХ этих структур внешне, подобные ВАХ описанных переходов с

EuO-барьером, характеризуются симметричностью особенности R_d относительно $V_{cm} = 0$ при $H = 0$, но отличаются между собой в следующих деталях (рис. 7). Во-первых, величина сверхтока для структур с кристаллическим барьером составляет $j_c \approx 130$ мкА при $V_{cm} = 0$, а для структур с аморфным барьером она существенно меньше по величине и отрицательна. Во-вторых, оказалось (табл. 2), что на ВАХ переходов с кристаллическим барьером наряду с щелевыми особенностями типа разности $\Delta_{NbN} - \Delta_{Pb}$ (точка 2) и суммы $\Delta_{NbN} + \Delta_{Pb}$ (точка 6) присутствуют перегибы в точках 3 и 5, отражающие величины самих щелей сверхпроводящих берегов, а также точки 1 и 4, характеризующие соответственно их полуразность и полусумму.

Надо отметить, что проявление неаддитивных щелевых вкладов на ВАХ туннельных переходов до этого обнаруживалось лишь в многослойных структурах с большой прозрачностью туннельных барьеров типа Cu/I/Sn/I/Pb [28], в сверхрешетках [29], а также при исследованиях трехуровневого туннельного устройства — квинтерона [30]. Во всех случаях механизм этих неаддитивностей связан с просветлением барьера в случае преобладания процессов одночастичного туннелирования квазичастиц. В работе [28] такая особенность ВАХ проявлялась только при осуществлении инжекции фононов от базового перехода Pb/I/Pb, а устройство, исследованное в [30], обладало к тому же свойством усиления туннельного тока.

В случае структур с кристаллическим EuS-барьером в области смещений $V_{cm} > 10$ мВ наблюдается слабо выраженная неперриодичность $R_d(V)$, достаточно быстро сглаживающаяся с дальнейшим ростом V_{cm} . В случае же аморфизации прослойки EuS в данной области смещений, напротив, наблюдался ярко выраженный

осцилляционный характер этой зависимости с периодом $\approx 8,8$ мВ. Амплитуда этих осцилляций заметно менялась по величине для разных переходов, а сами они также сглаживались через 1–2 периода.

Заметим также, что установленный для такой структуры при нулевом на ней смещении отрицательный знак сверхтока, $j_c < 0$ (при $H = 0$) мог указывать в соответствии с теоретическими предсказаниями работ [31, 32] на осуществление в структуре NbN/EuS/Pb так называемого π -контакта в основном состоянии ($V_{cm} = 0$), когда разность фаз туннелирующих квазичастиц в С-берегах $\varphi_1 - \varphi_2$ равна π , а не нулю. Такой случай соответствует отсутствию в барьере ферромагнитного упорядочения между локальными магнитными моментами ионов европия. Позднее реализация подобного контакта была осуществлена авторами публикации [3] в металлических мультиструктурах Nb/Gd/Nb.

При наложении внешнего магнитного поля в геометрии $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ также резко меняется вид туннельной аномалии обсуждаемых переходов как в области щелевых смещений, так и в защелевой области ВАХ (рис. 8, 9). В случае $H > 0$ в обоих переходах наблюдается некоторое уширение пика R_d вблизи его основного минимума. Для структуры с аморфным EuS-барьером при этом сначала наблюдается инверсия знака j_c , а уже затем изменение знака кривизны ВАХ и сглаживание особенностей, связанных с Δ_{Pb}/e в полях $H \geq 0,09$ Тл.

Во всех обсуждаемых мультислоях — сверхпроводящих туннельных переходах с ФП-барьером — не отмечено каких-либо гистерезисных явлений в структуре ВАХ при инверсии знака смещения, в том числе, в магнитном поле.

При $H > 0$ в защелевой области ВАХ всегда наблюдается сглаживание осцилляционного поведения

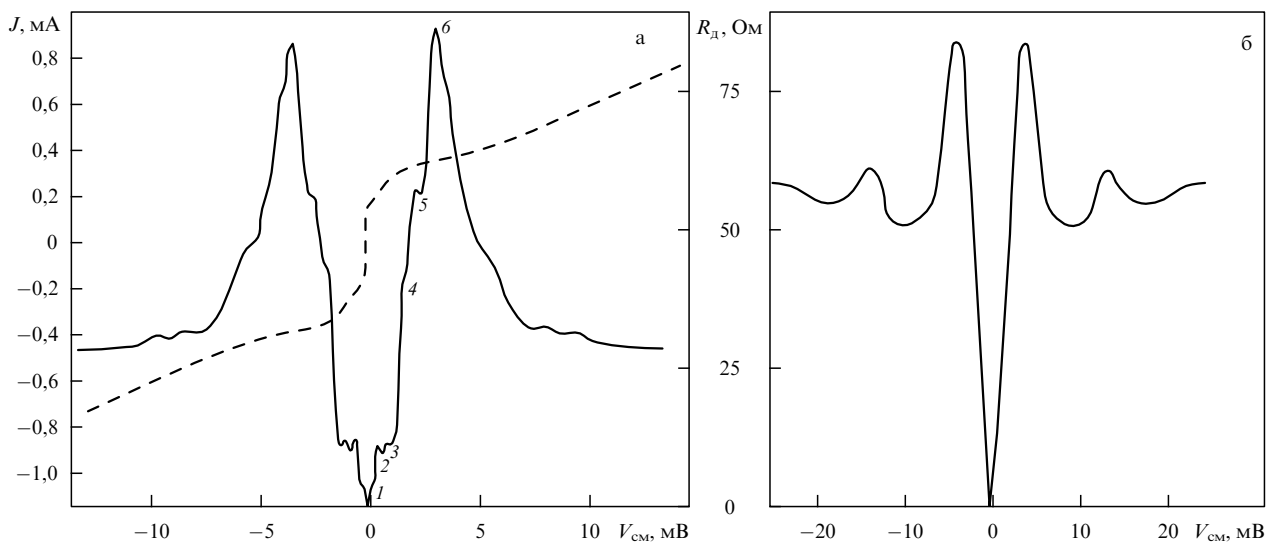


Рис. 7. Вид ВАХ переходов NbN/EuS/Pb с кристаллической (а) и аморфной (б) прослойками ($T = 4,2$ К, $\mathbf{H} = 0$). Сплошная линия — зависимость $R_d(V)$, штриховая — $J(V)$.

Таблица 2. Численные значения напряжения смещения для аномальных точек ВАХ туннельного перехода NbN/EuS/Pb и их соответствие щелевым особенностям берегов (по данным рис. 7)

| Точка на ВАХ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|---------------------|----------------------------------|------------------------------|---------------|----------------------------------|----------------|------------------------------|
| V_{cm} , мВ | 0,35 | 0,75 | 1,25 | 1,80 | 2,10 | 3,3–3,4 |
| Щелевая особенность | $(\Delta_{NbN} - \Delta_{Pb})/2$ | $\Delta_{NbN} - \Delta_{Pb}$ | Δ_{Pb} | $(\Delta_{NbN} + \Delta_{Pb})/2$ | Δ_{NbN} | $\Delta_{NbN} + \Delta_{Pb}$ |

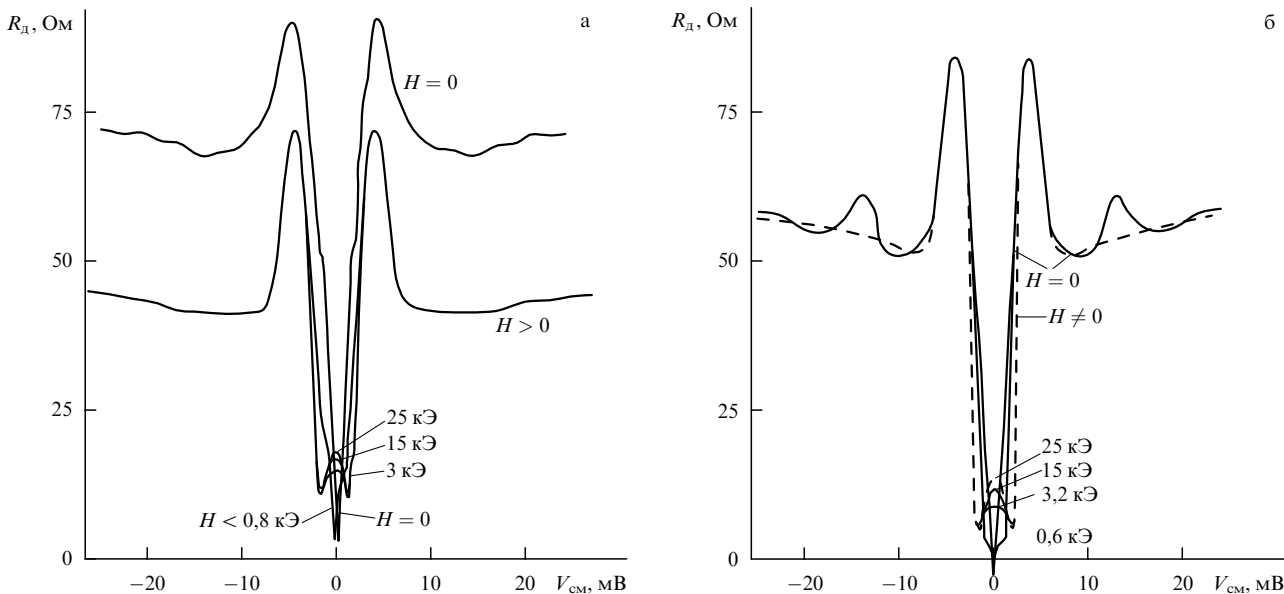


Рис. 8. Вариации ВАХ переходов NbN/EuS/Pb во внешнем поле **H**: (а) кристаллический барьер, (б) аморфный барьер.

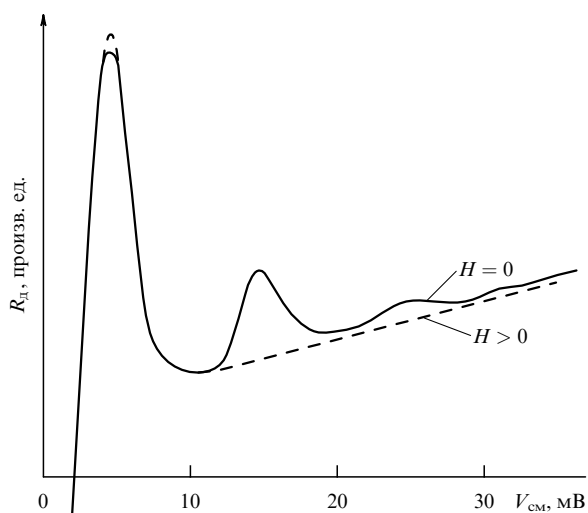


Рис. 9. Фрагмент зависимости $R_d(V, H)$ в защелевой области смещений для перехода с аморфным EuS-барьером.

$R_d(V, H)$, а положение точек перегиба 5 и 6 несколько смещается к центру. Интенсивность аномалии в точке 6 при этом немного возрастает.

Суммируя вышеприведенные экспериментальные данные по туннельному барьеру, выполненному из ФП, в мультислоях $C_1/\text{ФП}/C_2$, можно утверждать, что для таких систем на ВАХ туннельных структур появляются особенности, свойственные неаддитивным вкладам процессов одночастичного туннелирования сквозь ФП-барьер. Механизмом их возникновения, скорее всего, может быть фотонная инжекция (генерация), происхождение которой в данном случае отражает наличие в переходе границы С/ФП и связанных с ней явлений спиновой ориентации туннелирующих квазичастиц. Подобные явления на границе ФП/П отмечались в работе [33] в процессах магнитоплазменного поглощения. Поскольку степень такой спиновой ориентации

определяется величиной магнитной энергии ФП-барьера, равной $AS/2$ (A — обменный параметр, S — спин магнитного иона), то расчетная частота такой фотонной генерации, вызванная переворотом одного из спинов электронов куперовской пары на названной границе, должна соответствовать величине $\omega_0 \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Эта область частот охватывает ближний ИК диапазон и представляет интерес для практических приложений на стыке СВЧ-техники и оптики.

3. Намагничивание мультислоев С/ФП

При проведении описанных выше исследований ВАХ сверхпроводящих туннельных переходов NbN/ФП/Pb в магнитных полях, создаваемых сверхпроводящим соленоидом, в ряде случаев наблюдались явления электрического пробоя структуры при помещении ее в "горячий" соленоид (с остаточной индуктивностью ~ 100 Э). Электросопротивление структуры резко обращалось в нуль, и измерения ВАХ становились технически невозможными. Было ясно, что пробой имеет магнитную природу, так как он не наступал в случае помещения структуры в "холодный" соленоид (т.е. охлажденный и до этого не включавшийся). Данное обстоятельство заставило нашу группу обратиться к собственно магнитным измерениям планарных мультислоев С/ФП. Собственные магнитные характеристики пленок EuO и NbN сообщались в публикациях [34, 35]. Согласно этим работам пленки EuO относятся к магнитомягким ферромагнитным материалам с величиной коэрцитивной силы $H_k \approx 60$ Э. Пленки NbN являются жесткими сверхпроводниками 2-го рода с величиной $H_{c2} \approx 10 - 20$ Тл. Измерения намагниченностей $\sigma(H)$ мультислоев выполнялись как вдоль оси их легкого намагничивания (в плоскости структур), $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, так и в трудном направлении намагничивания, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Величина T_c собственно пленки NbN в данном эксперименте составляла ≈ 16 К.

Особенностью зависимости $\sigma(H)$ в случае $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ (рис. 10) является существование открытой петли гистерезиса и отсутствие частных петель перемагничивания вплоть до полей $H \approx 7$ Тл при $T = 4,2$ К. Эффективная величина H_k структуры равна 100 Э, что близко к значению первого критического поля H_{c1} пленки NbN и почти в 1,6 раза превышает H_k пленки EuO. Ограничивающие контур петли гистерезиса кривые намагничивания и размагничивания существенно разнесены и сближаются лишь в достаточно большом поле. При попытках получения частных петель перемагничивания структуры в случаях изменения знака приращения внешнего магнитного поля ΔH наблюдался переход между этими граничными кривыми. Если $\Delta H < 0$, то происходил переход σ с нижней кривой на верхнюю, а в случае $\Delta H > 0$ — обратный переход. Изменение $|\sigma|$ носит практически пороговый характер и воспроизводится при движении по любому частному замкнутому контуру петли. С увеличением температуры выше T_c пленки NbN кривая намагничивания контакта С/ФП приобретает типичный для ферромагнетика вид, вырождаясь по $H_k(T)$. Из рисунка 10 видно, что при $T = 88$ К все еще заметна петля гистерезиса, характеризующая пленку EuO и указывающая на то, что ее температура Кюри не достигнута (в данном случае она чуть больше 90 К).

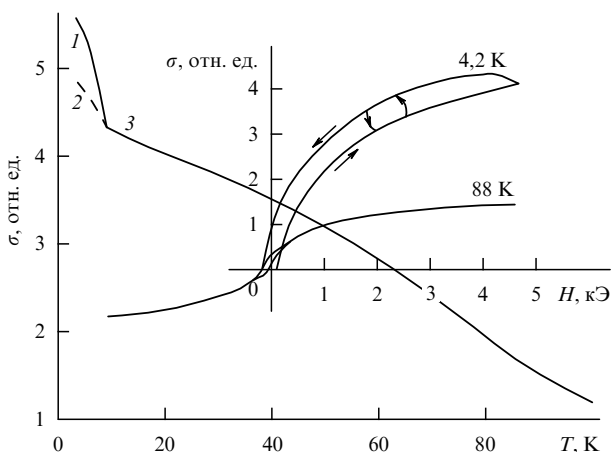


Рис. 10. Зависимость $\sigma(T)$ мультислоев NbN/EuO в легком направлении намагничивания ($\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$). На вставке — вид петли гистерезиса и зависимость $\sigma(H)$.

Поведение зависимости контакта $\sigma(T)$ при температурах ниже T_c пленки NbN определяется условиями его намагничивания (предысторией). При охлаждении в достаточно большом магнитном поле (MF-охлаждение) величиной до $H = 5-7$ Тл с последующей фиксацией зависимости $\sigma(T)$ в поле 2 Тл ход низкотемпературного участка этой зависимости соответствует отрезку 3-1 на рис. 10. Если же контакт охлажден в нулевом магнитном поле (ZMF-охлаждение), а затем плавно намагничен до $H = 2$ Тл, то этот же участок намагниченности соответствует уже отрезку 2-3. Точка 3 на данном участке зависимости $\sigma(T)$ отвечает температуре $\sim 10-12$ К, что соответствует величине T_c пленки NbN, находящейся в поле $\sim 3-4$ Тл [35]. Поскольку в эксперименте реальная величина внешнего магнитного поля составляла всего 2 Тл, то действующее в многослойном контакте повышенное "эффективное" его значение создается за счет

пленки ФП (EuO). Разница $\Delta\sigma$, соответствующая при $T = 4,2$ К разности ординат точек 1 и 2 на этом низкотемпературном отрезке зависимости $\sigma(T)$, при фиксированной толщине слоя ФП определяется толщиной сверхпроводящей пленки. В случае, когда толщины слоев d_{EuO} и d_{NbN} сравнимы между собой в контакте, эта разность $\Delta\sigma = 0$, и сверхпроводящие свойства такой структуры при намагничивании подавлены. Такая связь указывает на определяющую роль параметра глубины проникновения магнитного потока в пленку NbN. При $d_c > d_{\text{ФП}}$ пленка ФП способствует лишь "замораживанию" магнитного потока, вошедшего в приповерхностный слой толстого сверхпроводника, при частичном сохранении его сверхпроводимости.

Таким образом, эти результаты свидетельствуют о присутствии в контакте С/ФП "эффективного" магнитного поля со стороны ФП, понижающего реальную величину T_c сверхпроводника в нем. В данном случае ΔT_c составляет $\approx 2-3$ К, и эффективность добавочной магнитной индукции в структуре оценивается в 1-2 Тл.

Еще более разительные пороговые изменения $\Delta\sigma$ наблюдаются для подобной структуры С/ФП при ее намагничивании в трудном направлении. Приводимые на рис. 11 данные свидетельствуют о существовании почти прямоугольной петли намагничивания такой структуры при пороговом переключении $\Delta\sigma \approx 2|\sigma|$ на начальном участке в случаях знакопеременного варьирования приращений внешнего магнитного поля. Такое варьирование внутри петли гистерезиса приводит к указанному изменению $\Delta\sigma(H)$ в любой ее точке, что дает возможность двигаться по частным контурам этой зависимости, типа выделенного на рис. 11 контура $A-A'-B-B'$. Как и прежде, чувствительность порогового срыва намагниченности структуры к величине вариации внешнего поля определяется соотношением толщин слоев С и ФП в многослойной структуре.

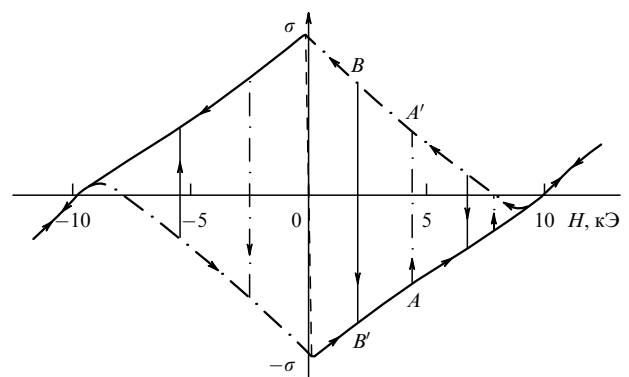


Рис. 11. Петля перемагничивания структуры NbN/EuO в трудном направлении ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$).

Обнаруженное явление в мультислоях С/ФП пока продемонстрировано в случаях, когда базовый сверхпроводящий слой выполнен из "жесткого" сверхпроводника 2-го рода. Воспроизводится ли данное явление для металлических сверхпроводников и металлических ферромагнитных покрытий — покажут дальнейшие исследования.

Механизм переключения намагниченности планарной мультиструктуры С/ФП определяют существенно

квантовые явления, а именно, квантование вихрей магнитного потока и его пининг на неоднородностях пленки NbN под действием собственного поля пленки ФП в меняющемся внешнем магнитном поле. Роль ФП в такой структуре заключается в создании в приповерхностном слое сверхпроводника дополнительных центров пининга — границ магнитных доменов, закреплении на них магнитных вихрей и усилении крипа магнитного потока. Доказательством тому служит тот факт, что при стабилизации внешнего намагничивающего поля при T ниже T_c пленки NbN намагниченное состояние многослойного контакта сохраняется неизменным сколь угодно долго. Вариации $\Delta H/\Delta t$ (t — время) восстанавливают состояние намагниченности σ контакта в первоначальных границах. Поскольку угол срыва α намагниченности для "грязных" сверхпроводников 2-го рода определяется начальным участком кривой намагничивания $\sigma(H)$ при $H < H_{c1}$ и зависит от формы образца, а в многослойной структуре определяется еще и размагничивающим фактором N ФП-слоя, для которого $\tan \alpha \sim 1 - 1/N$ [10], то в тонких слоях, когда $N \rightarrow 1$, срывы σ носят пороговый характер, так как $\tan \alpha \rightarrow 0$.

Представленные результаты во многом объясняют явление электрического пробоя туннельных структур NbN/ФП/Pb в небольших внешних магнитных полях. Они могут стать основой для проектирования целого ряда переключающих и регистрирующих магнитные потоки криоэлектронных устройств, а также способствовать созданию оригинальной технологии получения квантовых микроконтактов в многослойных сверхпроводящих туннельных структурах.

4. Мультислой ВТСП/ФП

Появление материалов, обладающих свойством высокотемпературной сверхпроводимости, определило одно из возможных их применений в деле создания туннельных мультиструктур, способных по своему функциональному назначению оказаться высокотемпературными (для азотной области температур $T > 78$ К) аналогами известных криоэлектронных устройств [36, 37], в том числе, описанных выше. По чисто технологическим причинам и существующим физико-химическим ограничениям создать многослойную структуру ВТСП/ФП/ВТСП пока не удалось. Поэтому на сегодня представляет интерес работа двухслойного контакта ВТСП/ФП, способного служить в качестве переключающего магнитные потоки элемента в области азотных (и более низких) температур. На смену "классическим" ФП EuO и EuS в данном случае приходит их "высокотемпературный" аналог — ФП на основе твердого раствора $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ с температурой Кюри $T_K = 130$ К и также обладающий полупроводниковой проводимостью [38]. По физико-химическим условиям для создания такой двухслойной структуры с физически однородной границей наиболее подходящей оказывается ВТСП-фаза $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Eu-123) с $T_c = 94$ К.

Известно, что ВТСП-материалы по своим свойствам представляют собой джозефсоновскую среду с многочисленными и достаточно разветвленными И-барьерами по границам сверхпроводящих зерен. Поэтому они являются типичными "жесткими" сверхпроводниками 2-го рода с сильным пинингом [39], и их кривые перемагничивания во многом подобны приведенным на

рис. 11 для контакта NbN/EuO. Для фаз ВТСП состава $R-123$, где R — Y или РЗМ, зависимости $\sigma(H)$ однотипны [40], и для них имеют место достаточно резкие, но не пороговые изменения $\Delta\sigma$ внутри петель гистерезиса, угол срыва которых ($\approx 20-30^\circ$) также определяется линейным участком начального намагничивания (при $H < H_{c1}$). На рисунке 12 приведены такие петли $\sigma(H)$ для ВТСП-фазы Eu-123 при $T = 4,2$ К и $T = 77$ К. В целом механизм формирования кривых намагничивания подобных фаз отвечает теории критического состояния гранулированных сверхпроводящих керамик [41, 42].

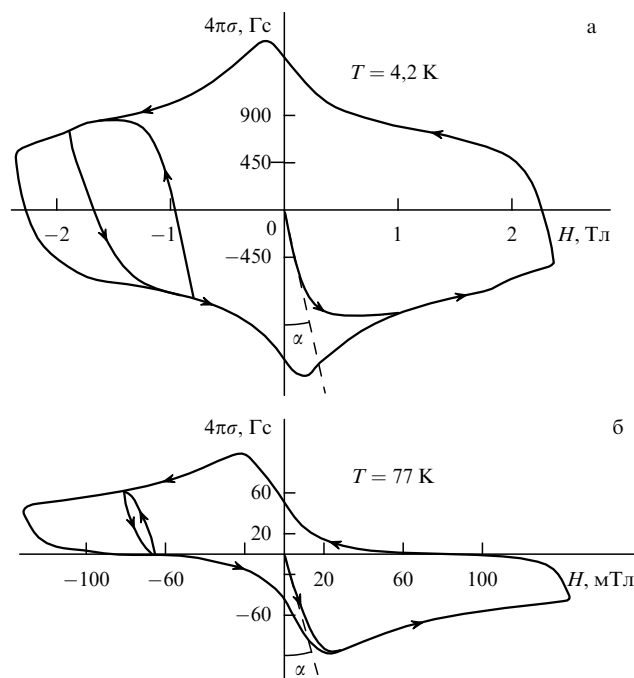


Рис. 12. Петли намагничивания фазы Eu-123 при $T = 4,2$ К (а) и $T = 77$ К (б).

Двухслойная структура $\text{Eu-123}/\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ была создана путем напыления слоя $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ толщиной до 0,05 мкм на подложку сверхпроводящей керамики толщиной порядка 0,5 мм. Из рисунка 13 следует, что кривая перемагничивания этой структуры подобна зависимости $\sigma(H)$ самой подложки Eu-123, с той лишь разницей, что угол ее начального намагничивания и перескоки $\Delta\sigma$ стали близки к пороговым. И в этом случае четко прослеживается тенденция: угол срыва $\Delta\sigma$ структуры уменьшается по мере сокращения толщины сверхпроводящей подложки. Можно ожидать, что при выполнении необходимых условий (при образовании тонкопленочных контактных слоев) в структуре ВТСП/ФП будет реализовываться пороговое переключение намагниченности при знакопеременных вариациях внешнего магнитного поля.

5. Спиновая фильтрация сквозь ФП

5.1. Структуры М/ФП как твердотельный источник поляризованных электронов

Отмечавшаяся выше особенность ферромагнитно упорядоченного барьера в многослойной структуре М(С)/Ф с большей вероятностью пропускать одночастичный тун-

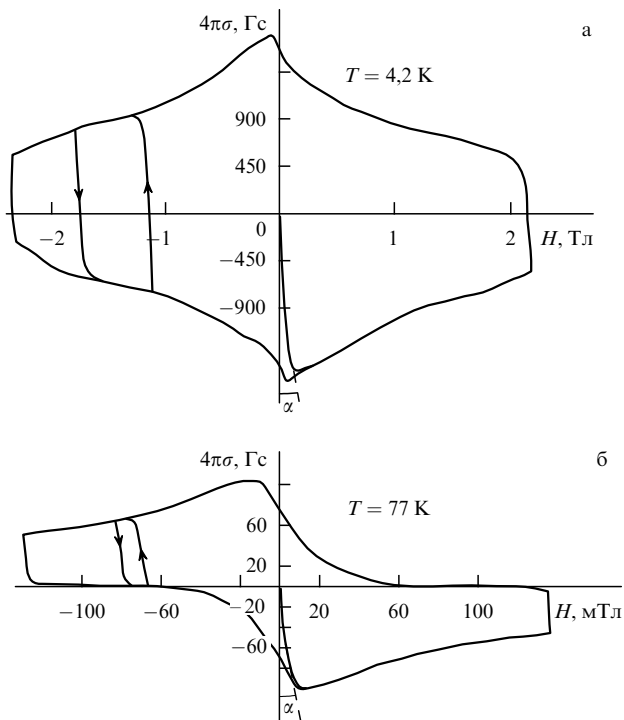


Рис. 13. Петли намагничивания структуры Eu-123/EuSmO при $T = 4,2 \text{ K}$ (а) и $T = 77 \text{ K}$ (б).

нельный ток со спиновой ориентацией носителей, совпадающей с намагниченностью Ф-барьера, находит интересное применение на практике.

Обменное расщепление зоны проводимости ферромагнитного металла на подзоны со спином вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow) оказывается дополнительным энергетическим барьером для туннелирующих квазичастиц определенной спиновой ориентации. В случае, когда их спин по направлению совпадает со спином нижней по энергии подзоны Ф-барьера, энергия туннелирования меньше, а прозрачность такого барьера больше, чем для частиц противоположной спиновой ориентации. Таким образом, Ф-барьер в туннельной многослойной структуре М(С)/Ф выполняет роль своеобразного спинового фильтра. Ток поляризованных по спину электронов в силу возникновения азимутальной асимметрии их рассеяния находит прямое применение, например, в экспериментальной атомной физике и физике высоких энергий при изучении низкоэнергетических процессов их рассеяния на мишени, при исследовании эффектов сохранения четности и ряда других [43]. Информативность таких процессов при этом резко возрастает.

Вместе с тем известно [44], что степень спиновой поляризации носителей тока в Ф-материалах при $T < T_k$, определяемая механизмом их $s-d$ ($d-f$) обменного взаимодействия с локализованными магнитными моментами, сильно зависит и от электрон-электронного взаимодействия (иными словами, от концентрации носителей тока n^*) и колеблется от величин $\sim 1-10\%$ в ферромагнитных металлах, где $n^* \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$, до почти 100% в ФП, для которых $n^* \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Из этого ясно, что сами ферромагнитные металлы не могут служить достаточно эффективным источником спин-поляризованных электронов или спиновым фильтром.

До использования ФП как спинового фильтра в качестве твердотельных источников поляризованных по спину электронов применялись металлы или полупроводники с малой величиной работы выхода по фототоку, например, металлический цезий или арсенид галлия. Достаточно громоздкое устройство для работы в ускорительной камере включало в себя набор целого ряда оптических систем и магнитов. Конечная степень поляризации фототока электронов по спину достигала в нем $0,65$ [45] и $0,40$ [46]. Повысить степень поляризации электронов и добиться значительной миниатюризации источника удалось авторам [47] при использовании сульфида европия, наносимого в виде монослоя на металлическую основу — вольфрамовую иглу. Такой твердотельный источник при работе в вакууме $\sim 10^{-11}$ Торр и $T = 9,5 \text{ K}$ в продольном электрическом поле напряженностью до $\approx 1 \text{ кВ}$ обеспечивал степень поляризации эмиттируемых электронов P до значений $\sim 0,85$.

В процессе работы в ускорительной камере покрытие из EuS, будучи намагниченным до насыщения, выполняет роль фильтра, пропуская эмиттируемые из вольфрама электроны преимущественно одной спиновой ориентации. Таких электронов на уровне Ферми металла не более 50% . Для электронов с противоположной спиновой ориентацией относительно намагниченности ФП-покрытия высота потенциального барьера при туннелировании оказывается больше на величину, равную красному сдвигу дна зоны проводимости EuS при его магнитном упорядочении, $\Delta = 0,16 \text{ эВ}$ (при $T = 4,2 \text{ K}$).

Достигнутые в эксперименте [47] спин-фильтрационные параметры твердотельного эмиттера электронов W/EuS, по-видимому, не являются предельными. Во-первых, существует реальная возможность их увеличения за счет более высоких значений энергии обменного расщепления зоны проводимости и красного сдвига ее дна в монооксиде европия, где $\Delta = 0,25 \text{ эВ}$. Во-вторых, если в качестве металлической основы эмиттера использовать ферромагнитный металл, например, Ni, то при намагничивании в его электронном спектре образуется собственная разность энергий (так называемая обменная щель) между состояниями электронов на уровне Ферми с противоположной ориентацией спинов. Поэтому вероятность подбарьерной эмиссии (т.е. высота энергетического барьера между квазиуровнями электронов в металле и ФП при туннелировании) для одних ориентаций спинов электронов будет уменьшена на величину этой разности, а для других увеличена (рис. 14). Теоретически допустимая степень спиновой поляризации электронов твердотельного эмиттера типа ФМ/ФП (ФМ — ферромагнитный металл) выражается величиной $P = 0,93-0,96$ и ограничена только естественным размытием функции распределения Ферми на "хвосте" плотности состояний электронов ФП ($\sim 4\%$) [48, 49].

В сравнении с эмиттером W/EuS источник поляризованных электронов ФМ/EuO способен устойчиво работать в высоком вакууме вплоть до температур жидкого азота. Правда, при этом на величине P должны уже сказываться собственные "шумы" от фонной подсистемы, что требует специального изучения. Разработанная в [49] технология такого источника позволяет создавать миниатюрные эмиттеры с воспроизводимыми техническими параметрами вне рабочей камеры, что может обеспечить их взаимозаменяемость

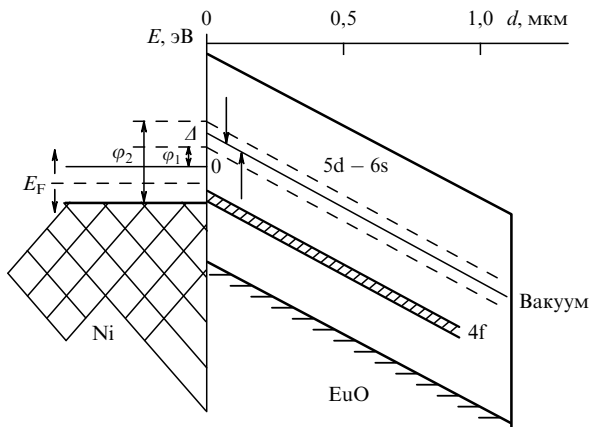


Рис. 14. Зонная структура эмиттера Ni/EuO. Здесь $\phi_{1,2}$ — высоты барьеров для электронов со спинами \uparrow и \downarrow , Δ — обменное расщепление зоны проводимости EuO.

и возможность работы в циклических ускорителях высоких энергий.

5.2. Структуры М/ФП как магнитоуправляемый диод
 Другое, не столь экзотическое, применение мультиконтактов М/ФП связано с непосредственным воплощением идей Эсаки о создании микромагнитоэлектронных структур на основе МОП-переходов, управляемых внешним магнитным полем. Роль "классического" полупроводника в них выполняет ферромагнитный полупроводник. Недавнее открытие выдающихся физических свойств ФП на основе манганита лантана [50] делает вполне реальной работу подобных МОФП-структур при комнатных температурах, так как величины точек Кюри многих из них достигают 350 К.

О реализации выпрямляющего эффекта в многослойном контакте М/ФП за счет образования барьера Шоттки в парамагнитной ($T > T_K$) области тройного ФП, выполненного на основе фазы $CdCr_2Se_4$, сообщалось в работе [51]. Однако только авторы [52] продемонстрировали для гетероконтакта М/ФП (в качестве ФП выступал кристалл $HgCr_2Se_4$ n-типа) дополнительные возможности в области температур $T < T_K$ ($= 120$ К), обусловленные обменным расщеплением зоны проводимости этого ФП на две подзоны, которое реализуется при ферромагнитном упорядочении спинов ионов Cr^{3+} по механизму s-d-обмена:

$$A_{sd} = \pm \frac{1}{2} A_{sd} S \frac{\sigma(T)}{\sigma(0)}.$$

Здесь S — спин иона, A_{sd} — обменный s-d-интеграл, $\sigma(T)$ и $\sigma(0)$ — намагниченность насыщения ФП соответственно при T и при 0 К. При подаче на металл положительного смещения происходит туннелирование электронов металла в верхнюю подзону ФП и ее заселение. При этом начиная с некоторого напряжения $U > U_{кр}$, наблюдается уменьшение электропроводности структуры вследствие уменьшения подвижности носителей тока в ФП из-за электрон-магнитного рассеяния. Представленные на рис. 15 экспериментальные данные [52] иллюстрируют данный процесс для контакта $HgIn/HgCr_2Se_4$ при разных температурах. Так, если с понижением температуры от 300 до 200 К диодные (т.е.

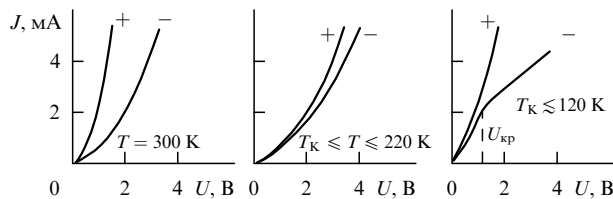


Рис. 15. Выпрямляющие свойства контакта $HgIn/HgCr_2Se_4$ при разных температурах (+ и — соответствуют полярности напряжения на металле) [52].

выпрямляющие) свойства контакта уменьшаются, то при $T < 120$ К и $U > U_{кр}$ они вновь увеличиваются. При этом температурная зависимость $U_{кр}(T)$ для разных σ повторяет поведение магнитной щели $\Delta_{sd}(T)$ в ФП (рис. 16), а запирающее напряжение в структуре возникает при отрицательном потенциале на металле.

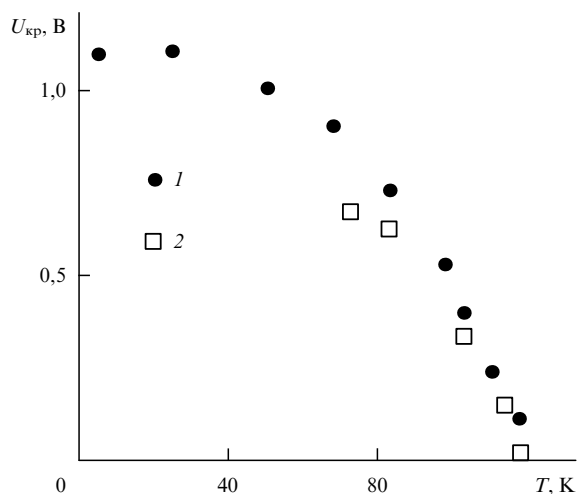


Рис. 16. Зависимость $U_{кр}(T)$ контактов М/ $HgCr_2Se_4$: М — W (1) и $HgIn$ (2).

В отличие от этой гетероструктуры в случае реализации контакта М/ $HgCr_2Se_4$ p-типа запирающее напряжение образуется при положительной полярности металла [53], что соответствует "классическим" контактам М/П [54]. Однако при $T < T_K$ выпрямляющие свойства этого контакта исчезают вовсе, и он делается омическим, как и сам ФП $HgCr_2Se_4$ n-типа.

5.3. Структуры ФП/П как основа субмиллиметровой микромагнитоэлектроники

В связи с реализацией гетероконтактов ФП/П возникают новые практические возможности, поскольку в современных гетероструктурах и мультислоях с немагнитными полупроводниками, используемых в устройствах микроэлектроники, направление спина носителей тока несущественно и никак не сказывается на механизмах физических явлений, лежащих в основе их работы. Эти возможности, как отмечалось, связаны со спиновой инжекцией поляризованных электронов из ФП в П, которая может приводить к радикальному изменению свойств последнего. В частности, в [55] было указано на возможность появления поляризованной люминесценции при освеще-

нии системы поляризованных по спину электронов неполяризованным светом. Благодаря влиянию такого "подмагничивающего" эффекта на спиновое состояние носителей тока в П должны изменяться и его микроволновые характеристики во внешнем магнитном поле. Например, на частоте ЭПР $h\nu = \mu_B gH$ (h — постоянная Планка, μ_B — магнетон Бора, g — фактор магнитного расщепления для электронов проводимости в П), когда в зависимости от степени инверсии заселенности зеемановских уровней при инжекции носителей тока из ФП в П возможно появление излучения, перестраиваемого внешним магнитным полем H . Названные эффекты впервые реализованы авторами [56, 57] в микроконтактных гетероструктурах ФП/П: $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ (I); $n\text{-EuO}/n\text{-InSb}$ (II) и $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ (III).

Исследование микроволновых процессов при пропускании тока определенной полярности сквозь структуру I дало возможность наблюдать пропорциональное току поглощение в миллиметровом диапазоне на частоте ЭПР свободных носителей тока в $n\text{-InSb}$ (рис. 17) [56].

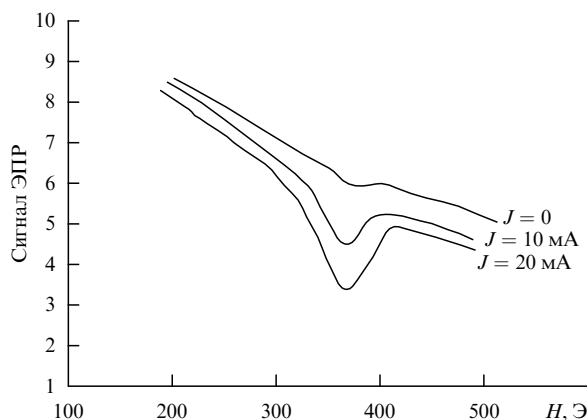


Рис. 17. Вид сигнала ЭПР на электронах проводимости $n\text{-InSb}$ для разных токов в гетероструктуре I при 26 ГГц [56].

При той же полярности тока для гетероструктур II и III обнаружено излучение, непрерывно перестраиваемое внешним полем H от почти сантиметрового (8 мм) до субмиллиметрового (0,2 мм) диапазона на частоте ЭПР, соответствующей величине приложенного внешнего магнитного поля (рис. 18) [57]. Теоретический предел выход-

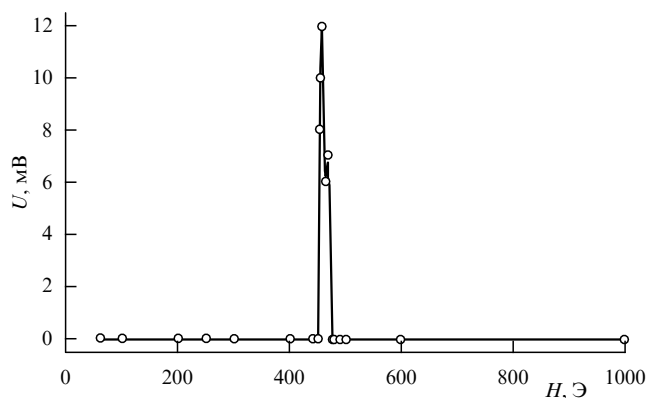


Рис. 18. Линия излучения (ширина ≈ 20 Э) гетероструктуры III при токе 2 А и $T = 77$ К. Частота проходного резонатора 33,4 ГГц [57].

ной мощности для излучающей гетероструктуры в предположении, что излучение возникает в П при прохождении электрона из ФП на верхний зеемановский уровень полупроводника и его дальнейшем переходе на незанятый нижний уровень с испусканием кванта электромагнитного излучения на частоте ЭПР, есть $N = \mu_B gHJ/e \equiv hvJ/e$, где J — ток, проходящий через гетероструктуру, e — заряд электрона. Оценки, выполненные в [58], дают следующие значения выходной мощности: для диапазона ~ 8 мм $N = 156$ мкВт А^{-1} и для 0,1 мм $N = 12$ мВт А^{-1} . Экспериментально зафиксированные в настоящее время выходные мощности в структуре III для этих диапазонов оказались на один-два порядка меньше, тем не менее, имеются чисто технические возможности для ее увеличения вплоть до теоретического предела, так как в импульсе гетероструктура способна пропускать ток до 10 А и более.

Из приведенного соотношения для выходной мощности гетероструктуры ФП/П видно, что N пропорциональна частоте и величине внешнего поля H , что делает возможным использование подобной структуры в качестве генератора миллиметрового и субмиллиметрового излучения и управление параметрами генератора с помощью внешнего магнитного поля. Такое управление недостижимо в существующих полупроводниковых генераторах, так как их выходная мощность зависит от частоты как ν^{-4} . Таким образом, экспериментально показано, что гетероструктуры и микроконтакты ФП/П могут служить основой для создания нового поколения узкополосных устройств твердотельной микромагнетроники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, перестраиваемых и модулируемых по частоте магнитным полем и управляемых током генераторов, усилителей, приемников, фильтров и др.

6. К теории вопроса

Теория сверхпроводимости, основанная на представлениях о фоновом механизме спаривания электронов с противоположно направленными спинами (синглетное спаривание), так что суммарный спин пары $S_p = 0$ (теория БКШ), казалось бы, объясняла несовместимость двух наиболее ярких явлений в физике твердого тела — сверхпроводимости и ферромагнетизма. Наличие обменного поля при локализации магнитных моментов приводит к разрушению сверхпроводящей квазичастицы — куперовской пары — и к подавлению сверхпроводимости ("захлопыванию" сверхпроводящей щели, $\Delta \rightarrow 0$) [59]. Таким образом, в одном и том же материале сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости невозможно. Но что происходит при контакте сверхпроводника с ферромагнетиком? Каков механизм осуществления на практике явления слабой сверхпроводимости — эффекта Джозефсона — в мультислоях С/Ф?

Развитие теории подобных вопросов по времени опередило возможности эксперимента, во многом основанного на достижениях высоких технологий последнего десятилетия и техники создания планарных многослойных структур. Большинство имеющихся в физической литературе публикаций, затрагивающих указанные вопросы, относится к теории металлических контактов С/Ф. Критический обзор этих публикаций представляет самостоятельный интерес и не является задачей автора. Ограничиваясь специфически узкой, заявленной в назва-

нии настоящего обзора темой, проанализируем весьма немногочисленные работы, имеющие хоть какое-то отношение к контактам С/ФП. Специального теоретического рассмотрения физики как этих, так и всех других описанных выше контактных структур до сих пор практически не проводилось. Большая часть изложенных здесь экспериментальных результатов еще ждет своего теоретического анализа.

По-видимому, впервые рассмотрели теоретическую возможность осуществления сверхпроводимости в тонких слоях С/Ф авторы работ [60, 61], предложившие суперпозиционный механизм сверхпроводимости: синглетное БКШ-спаривание электронов со знакопостоянной парной амплитудой в С-слое и такое же, но с осциллирующей волновой функцией в Ф-слое (механизм Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла, или ЛОФФ-механизм). Важным условием сохранения сверхпроводимости в такой структуре, согласно этому механизму, является наличие большой толщины С-слоя, $d_C \gg d_F$, наряду с не очень высокой прозрачностью границы С/Ф. В таком случае выполняется одно из условий "классического" эффекта близости в слоях С/М, когда поток куперовских пар из сверхпроводника в металл пропорционален произведению коэффициента прозрачности на величину скачка парной амплитуды на С/М-границе. Из-за эффекта близости парные корреляции будут наводиться и в граничных Ф-слоях, хотя обменное расщепление зоны проводимости $2AS \gg k_B T_C$ (k_B — постоянная Больцмана) изменит условия спаривания в Ф-слое. В нем парные квазичастицы образуются из изоэнергетических синглетных по спину электронов с отличающимися по модулю квазиимпульсами (\mathbf{p}, \uparrow) и ($-\mathbf{p} + \mathbf{k}, \downarrow$), где когерентный импульс пары $|\mathbf{k}| = 2A/V_F$ (V_F — фермиевская скорость в ферромагнетике). Такое ЛОФФ-состояние сверхпроводящей квазичастицы в Ф-слое характеризуется осциллирующей с периодом $a_F \sim |\mathbf{k}|^{-1}$ парной амплитудой. Присутствие в Ф-слое немагнитных примесей приводит к рассеянию на них туннелирующих квазичастиц и распаду ЛОФФ-фазы, так что парные осцилляции в таком "грязном" Ф-слое должны затухать на расстояниях порядка длины свободного пробега $L_F = V_F t_F$ от границы С/Ф ($L_F > a_F$). Отсюда следует, что экспериментальное наблюдение подобных эффектов, связанных с величиной амплитуды потока куперовских пар через названную границу, определяется ее прозрачностью и регламентируется технологией создания подобных структур.

Современное развитие представлений о ЛОФФ-механизме спаривания в слоях С/Ф нашло свое продолжение в работах [8, 62] в связи с получением экспериментальных данных об осцилляционном характере изменения критической температуры T_C сверхпроводника в мультислоях С/Ф [4] и С/Ф/С [3]. Эти результаты иллюстрируются на рис. 19. В данном случае теория оперирует уже конечной прозрачностью границы С/Ф и объясняет изменение T_C сверхпроводника в зависимости от толщины d_F ферромагнитного металла в контакте.

Несколько иначе развивается теория собственно эффекта Джозефсона в туннельных структурах С₁/Ф/С₂. Подход основывается, как правило, на методе туннельного гамильтониана с локализованными в барьере магнитными примесями [63, 64]. Их присутствие вызывает просветление такого барьера, но только для частиц, спин которых параллелен спину магнитной примеси.

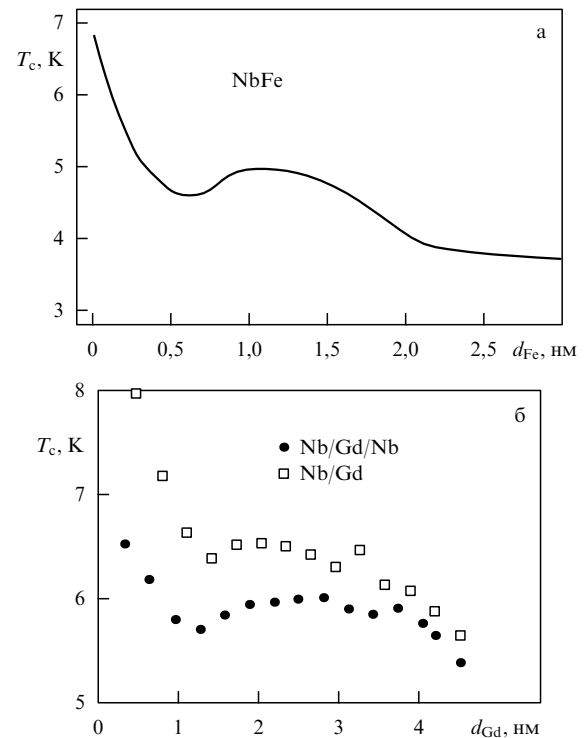


Рис. 19. Зависимость T_C от толщины ферромагнитного металла d_F в мультислоях Nb/Fe ($d_{Nb} = 40$ нм) [4] (а), Nb/Gd ($d_{Nb} = 50$ нм) и Nb/Gd/Nb ($d_{Nb} = 25$ нм) [3] (б).

Иными словами, куперовская пара на границе С/М должна разрушаться с переворотом спина одного электрона. С увеличением толщины "грязной" М-прослойки в таком переходе джозефсоновский ток экспоненциально убывает. Условием выполнимости теоретических положений этих работ является малая концентрация магнитных примесей в М-барьере.

Другие возможности теории проявились при рассмотрении прослойки из ферромагнитного металла между сверхпроводниками [65]. "Классический" переход Джозефсона С₁/И/С₂ обладает осциллирующей убывающей зависимостью сверхтока во внешнем магнитном поле:

$$j_c \approx \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|,$$

где Φ — проникающий в переход магнитный поток, Φ_0 — его квант. Это является следствием интерференции фаз электронов куперовской пары. В отличие от этого в туннельном переходе С₁/Ф/С₂ подобную интерференцию определяет и обменное поле ферромагнитной прослойки. Таким образом, ферромагнитное упорядочение в барьере не только допускает определенную вероятность джозефсоновского туннелирования сквозь него, но и способствует определению энергетических параметров Ф-барьера, т.е. служит развитию метода туннельной спектроскопии Ф-материалов. Учет электрон-электронного взаимодействия при туннелировании сквозь ферромагнитный металл вносит не только добавку в сверхток ($j_c \sim (n^*)^{2/3}$), но и определяет его знак. Плотность j_c при этом может возрасти, и он затухает во внешнем магнитном поле на расстояниях в два раза больших, чем обычный ток Джозефсона [66].

Отсутствие свободных носителей тока в изолирующем Ф-барьере, т.е. фактически в ФП-барьере, может способствовать не только одночастичному туннелированию с переворотом спина, но и парному туннелированию по механизму триплетного спаривания, когда спины электронов пары параллельны друг другу, $S_{\uparrow} = 1$ [67]. Однако вероятность образования подобной пары и кинетика ее туннельного прохождения сквозь ФП-барьер остается практически не изученной.

Если не учитывать возможность триплетного спаривания, то и в случае ФП-барьера из-за разрушения куперовской пары эффект Джозефсона в мультислоях $C_1/\text{ФП}/C_2$ наблюдаться не должен. В простейшем случае одночастичного туннелирования при $T = 0$ К и ступенчатой функции распределения Ферми для электронов проводимости вблизи уровня Ферми металла E_F выражение для туннельного тока записывается в виде [19]:

$$J \sim \int_{-eV+A+\hbar\omega_0}^{-A} dE n_{1C}(E) n_{2C}(E + eV - \hbar\omega_0) \int_0^E dE_x D(E_x),$$

где n_{iC} — приведенные плотности состояний электронов в C_i -берегах, определяемые в модели с постоянной величиной сверхпроводящей щели $\Delta = \text{const}$ выражением

$$n_C = \begin{cases} \frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}}, & |E| > \Delta, \\ 0, & |E| < \Delta. \end{cases}$$

Здесь $D(E_x)$ — прозрачность границы С/ФП в плоскости, перпендикулярной направлению туннелирования. Для разных сверхпроводящих берегов с Δ_1 и Δ_2 закон сохранения для туннелирующего электрона требует равенства энергий его начального и конечного состояний, т.е.

$$eV = E_1 + E_2 > \Delta_1 + \Delta_2 + \hbar\omega_0.$$

При интегрировании в выражении для тока J , как и в последнем равенстве, учтена энергия переворота $\hbar\omega_0$ одного из спинов куперовской пары при ее туннелировании сквозь ФП-границу, определяемая, как и прежде, величиной магнитной энергии барьера.

В случае туннелирования электронов с начальной энергией основного их состояния ток J приобретает следующий вид:

$$J \approx \begin{cases} D \left[(eV - \hbar\omega_0) E(\theta) - \frac{2\tilde{\Delta}^2 K(\theta)}{eV - \hbar\omega_0} \right], & eV - \hbar\omega_0 > \Delta_1 + \Delta_2, \\ 0, & 0 < eV - \hbar\omega_0 < \Delta_1 + \Delta_2. \end{cases}$$

Здесь $\theta = [(eV - \hbar\omega_0)^2 - 4\tilde{\Delta}^2]^{1/2}$, $\tilde{\Delta} = \langle \Delta_1, \Delta_2 \rangle$ означает среднее из двух этих величин, $E(\theta)$ и $K(\theta)$ — полные эллиптические интегралы I и II рода.

Из этих соотношений следует, что при $T = 0$ К и в отсутствие в ФП-барьере магнитного рассеяния с переворотом спина пороговое напряжение смещения в ВАХ туннельного перехода наряду с Δ/e будет содержать вклад $\hbar\omega_0/e = AS/(2e)$, характеризующий, как отмечалось, обменное поле. Возможный при этом избыток энергии электрона ΔE до туннелирования и на выходе из ФП-барьера может стимулировать в барьере высокочастотные колебания, $\Delta E \sim AS/2 = \hbar\omega_0$. В случае EuO

$AS = 0,5$ эВ, $\omega_0 \approx 10^{15}$ с⁻¹, что соответствует частоте возможной фотонной генерации на границе ФП/С. Расчетная величина частоты принадлежит области ближнего ИК диапазона (см. раздел 2.3).

Приведенные соотношения позволили в рамках сделанных допущений оценить из данных туннельного эксперимента, представленных в разделе 2.1, эффективную величину обменного взаимодействия в EuO-барьере, которая оказалась равной $A = (8 \pm 1,5) \times 10^{-2}$ мэВ, что находится в хорошем согласии с известными магнитными данными для первого обменного параметра EuO $I_1 = 6,5 \times 10^{-2}$ мэВ [16].

7. Заключение

Открытие колоссального отрицательного магнетосопротивления в ферромагнитных полупроводниках на основе манганита лантана (1994 г.) ознаменовало "третье пришествие" интереса к магнитным полупроводникам. Начало их пристального изучения связано с открытием ферромагнетизма EuO в 1961 г. Следующий бурный этап их исследований связан с повышением температуры Кюри почти в два раза, до $T_K \sim 130$ К, в твердых растворах $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$ (1977 г.). Итоги исследований этих двух этапов подведены в монографиях [16, 68, 69]. С новым этапом исследований открываются реальные перспективы практического использования этих материалов в современной микроэлектронике. Известные ранее ФП, в основном, являлись материалами криогеники, хотя и с выдающимися физическими свойствами [16], но они оставались невостребованными ввиду неконкурентоспособности с "классическими" немагнитными полупроводниками, на основе которых изготавливаются базовые устройства, работающие при комнатных температурах. Поэтому начавшийся новый этап широкого исследования ФП, обладающих такими же интересными характеристиками, как например, EuO, которые проявляются уже в области $T > 290$ К, вселяет уверенность в успехе и инженерных разработок. Это, можно надеяться, вполне окупит моральные и материальные затраты исследователей низкотемпературных ФП. Отметим, что результаты, представленные в данном обзоре, получены, в основном, в то время, когда весь естественнонаучный мир интересовался только высокотемпературной сверхпроводимостью и связанными с ней явлениями. Вновь появившиеся публикации последних лет, перечисленные в начале списка цитированной литературы, во многом только повторяют приведенные в обзоре результаты. То новое, что присуще мультислоям или гетероструктурам, содержащим ФП, обозначенное здесь понятием "микромангнитоэлектроника", скорее всего, как показывает опыт, будет обнаружено и в подобных структурах, содержащих ФП, на основе LaMnO_3 . Физические предпосылки этого заложены. Дело, как всегда, за разработкой соответствующих физико-химических основ технологии.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннее признание К.К. Лихареву, во многом содействовавшему становлению представленных здесь туннельных исследований ФП, а также С.В. Вонсовскому и А.А. Абрикосову за внимание и поддержку в работе.

Поскольку, повторюсь, создание мультислоев с ФП требует высокой технологической культуры, то будет

справедливым назвать имя технолога, что называется "от бога" — В.И. Фомина, чье инженерное искусство предопределило успех большинства представленных здесь результатов физических экспериментов.

Автор признателен также А.А. Самохвалову, В.В. Осипову и Н.А. Виглину за возможность ознакомиться с рукописью работы [58] и воспользоваться ее результатами.

Список литературы

1. Koorewaar P et al. *Phys. Rev. B* **49** 441 (1994)
2. Strunk C et al. *Phys. Rev. B* **49** 4053 (1994)
3. Jiang J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 314 (1995); *Phys. Rev. B* **54** 6119 (1996)
4. Muhge T et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 857 (1996)
5. Radović Z et al. *Phys. Rev. B* **44** 759 (1991)
6. Буздин А И, Вуйичич Б, Куприянов М Ю *ЖЭТФ* **101** 231 (1992)
7. Хусаинов М Г *ЖЭТФ* **109** 524 (1996); **110** 966 (1996); Прошин Ю Н, Хусошнов М Г *ЖЭТФ* **113** 1708 (1998)
8. Тагиров Л Р, в кн. *Тез. докл. XVI Межд. школы-семинара "Новые магнитные материалы для микроэлектроники"* Ч. 2 (М.: Изд. УРСС, 1998) с. 616
9. Esaki L, Stiles P J, Von Molnar S *Phys. Rev. Lett.* **19** 852 (1967)
10. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1979)
11. Заварицкий Н В, Григорьев В Н *Письма в ЖЭТФ* **14** 112 (1971)
12. Niemeyer J, von Minningerode G *Z. Phys. B* **36** 57 (1979)
13. Stageberg F et al. *Phys. Rev. B* **32** 3292 (1985)
14. Hauser J J, Theuerer H C, Werthamer N R *Phys. Rev.* **142** 118 (1966)
15. Wong H K et al. *J. Low Temp. Phys.* **63** 307 (1986)
16. Бамбуров В Г, Борухович А С, Самохвалов А А *Введение в физико-химию ферромагнитных полупроводников* (М.: Металлургия, 1988)
17. Tedrow P M, Tkaczyk J E, Kumar A *Phys. Rev. Lett.* **56** 1746 (1986)
18. Hao X, Moodera J S, Meservey R *Phys. Rev. Lett.* **67** 1342 (1991)
19. Ефимова Л В, Борухович А С "Магнитные примеси в сверхпроводящем туннельном переходе", Деп. ВИНТИ, № 7968-B (1985)
20. Борухович А С и др. *ДАН СССР* **296** 332 (1987)
21. Свистунов В М, Белоголовский М А, Дьяченко А И *Металлофизика* **5** (4) 9 (1983)
22. Свистунов В М, Белоголовский М А *Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах* (Киев: Наукова думка, 1986)
23. Мотулевич Г П и др. *Письма в ЖЭТФ* **36** 313 (1982)
24. Борухович А С *ДАН СССР* **313** 594 (1990)
25. Томаш В Дж, в кн. *Туннельные явления в твердых телах* Гл. 23 (под ред. Э Бурштейна, С Лундквиста) (М.: Мир, 1973) с. 300
26. Гюнтеродт Г, Цейер Р, в кн. *Расселение света в твердых телах* (Под ред. М Кордоны, Г Гюнтеродта) Вып. IV (М.: Мир, 1986) Гл. 4 с. 241
27. Борухович А С, Сухов В А *Письма в ЖЭТФ* **53** 413 (1991)
28. Невирковец И П *Письма в ЖЭТФ* **51** 50 (1990)
29. Yang Q S, Falco C M, Schuller I K *Phys. Rev. B* **27** 3867 (1983)
30. Фарис С М *Зарубежная радиоэлектроника* (2) 95 (1984)
31. Кулик И О *ЖЭТФ* **51** 1952 (1966)
32. Булаевский Л Н, Кузий В В, Собынин А А *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977); Bulaevskii L N, Kuzii V V, Sobyenin A A *Solid State Commun.* **25** 1053 (1978)
33. Осипов В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** 996 (1990)
34. Vorukhovich A S, Bamburov V G *J. Magn. Magn. Mater.* **53** 80 (1985)
35. Антонова Е А, Сухов В А *ФММ* **56** 712 (1983)
36. Алфеев В Н *Полупроводники, сверхпроводники и параэлектрики в криоэлектронике* (М.: Сов. радио, 1979)
37. Лихарев К К *Введение в динамику джозефсоновских переходов* (М.: Наука, 1985)
38. Борухович А С *СФХТ* **3** 1748 (1990)
39. Мейлихов Е З *СФХТ* **2** (4) 91 (1989)
40. Борухович А С и др. *СФХТ* **5** 2021 (1992)
41. Dersch H, Blatter G *Phys. Rev. B* **38** 11391 (1988)
42. Кокорина Е Е, Медведев М В *СФХТ* **7** 1127 (1994)
43. Агранович В Л и др. *Источники поляризованных электронов* (М.: ЦНИИатоминформ, 1984)
44. Кесслер И *Поляризованные электроны* (М.: Мир, 1988)
45. Baum G, Lubell M S, Raith W *Phys. Rev. Lett.* **25** 267 (1970)
46. Pierce D T, Meier F *Phys. Rev. B* **13** 5484 (1976)
47. Kisker E et al. *Phys. Rev. B* **18** 2256 (1978)
48. Auslender M I, Irkhin V Yu *Solid State Commun.* **50** 1003 (1984)
49. Борухович А С и др. "Твердотельный источник поляризованных электронов", Авторское свидетельство № 1267983 (1986)
50. Нагаев Э Л *УФН* **166** 833 (1996)
51. Бужор В П, в кн. *Тез. докл. IV Всесоюз. конф. "Тройные полупроводники и их применение"* (Кишинев: Штиинца, 1983) с. 87
52. Осипов В В и др. *ФТТ* **31** 37 (1989)
53. Осипов В В, Морозова Н А, Кочев И В *ФТТ* **33** 2293 (1991)
54. Бонч-Бруевич В Л, Калашников С Г *Физика полупроводников* (М.: Наука, 1977)
55. Аронов А Г, Пикус Г Е *ФТТ* **10** 825 (1968)
56. Vignin N A, Osipov V V, Samokhvalov A A *Phys. Low-Dim. Struct.* (9/10) 89 (1996)
57. Vignin N A et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (1/2) 89 (1997)
58. Osipov V V, Vignin N A, Samokhvalov A A *Phys. Lett. A* **247** 353 (1998)
59. Шмидт В В *Введение в физику сверхпроводников* (М.: Наука, 1982)
60. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964)
61. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
62. Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *ЖЭТФ* **113** 1708 (1998)
63. Булаевский Л Н, Кузий В В *ФНТ* **3** 725 (1977)
64. Куплевацкий С В, Фалько И И *ФНТ* **10** 691 (1984)
65. Буздин А И, Булаевский Л Н, Паноков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982)
66. Alshuler B L, Khmel'nitskii D E, Spivak B Z *Solid State Commun.* **48** 841 (1983)
67. Спивак Б З, Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **35** 334 (1982)
68. Метфессель З, Маттис Д К *Магнитные полупроводники* (М.: Мир, 1972)
69. Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979)

Quantum tunneling multilayers and heterostructures with ferromagnetic semiconductors

A.S. Borukhovich

Institute of Solid State Chemistry, Ural Division of the Russian Academy of Sciences,

ul. Pervomaiskaya 91, 620219 Ekaterinburg, Russian Federation

Tel. (7-3432) 74-59 52

Fax (7-3432) 71-14 95

E-mail: bamburov@ihim.uran.ru

Experimental data promising exciting possibilities for quantum tunneling in multilayers and heterostructures with ferromagnetic semiconductors is comprehensively surveyed for the first time. The practical utilization of two- or single-particle tunneling in such structures gives impetus to the tunneling spectroscopy of ferromagnetically ordered materials and, based on spin filtration, magnetic-field-dependent ampere-volt characteristics, and other special features of such structures, paves the way to the new generation of solid-state micromagneto-electronics cryogenic devices with the millimeter or submillimeter operating wavelength range.

PACS numbers: **73.40.-c**, **74.50.+r**, **74.80.-g**, **75.50.Dd**

Bibliography — 69 references

Received 3 September 1998, revised 2 December 1998