

А.С.Борухович

### СПИНОВАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ СКВОЗЬ ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

В последние годы проявился практический интерес к возможностям осуществления парного туннелирования квазичастиц сквозь ферромагнитно упорядоченный барьер и к физике мультислоев  $M(C) / \Phi$ ,  $C / \Phi / C$ , где  $M$  - нормальный металл либо сверхпроводник,  $C$ ,  $\Phi$  - ферромагнетик [1 - 8]. Явления, разыгрывающиеся при прохождении одночастичного тока или тока куперовских пар (тока Джозефсона, или сверхтока) в таких мультислойных структурах, столь необычны, что на их изучении не отразились конъюнктурные “всплески” вердетельной науки, обусловленные открытием высокотемпературной сверхпроводимости или обнаружением гигантского отрицательного магниторезистивного эффекта в манганитах лантана. И это вполне оправдано, поскольку многие свойства подобных гетероструктур или мультислоев способны обеспечить их конкурентоспособность в криоэлектронике.

Исторически вопрос о возможности наблюдения туннелирования куперовских пар сквозь  $\Phi$ -барьер возник в связи с открытием эффекта Джозефсона в 1961 г. В его классическом варианте - одночастичном туннелировании - он был решен в работах Л.Эсаки [9], наблюдавшим 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 достаточное на то экспериментальное подтверждение. Во-первых, все до сих

пор известные ферромагнетики не являются сверхпроводниками [10]. Согласно итогам исследования [11] сверхток мультиструктуры Sn / Fe / Sn затухал уже при толщинах Fe-слоя всего в 0,05 нм (0,5 Å). По данным [12,13] наличие локальных магнитных моментов, в частности марганца либо 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 оптимизм: 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 перехода присущих джозефсоновскому туннелированию щелевых особенностей сверхпроводящих берегов. Последнее обстоятельство действительно указывало на возможность как осуществления джозефсоновского туннелирования сквозь барьер, содержащий  $\Phi$ -упорядоченные магнитные моменты, так и влияния толщины такого барьера на амплитуду потока куперовских пар ( иначе, на величину температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  сверхпроводника, находящегося в контакте с  $\Phi$ -металлом). Данное обстоятельство отмечалось ранее [14] и стало вновь предметом экспериментального и теоретического изучения в связи с совершенствованием технологии создания металлических мультислоев С /  $\Phi$ : Nb/Gd, Nb/Gd/Nb [3,15] и Nb/Fe [14]. Детально это направление исследований представлено в работе [16].

Отметим одну примечательную особенность одночастичного туннелирования в мультислоях (тонкопленочных планарных структурах) или гетероструктурах (контактов объемных кристаллов) с участием ферромагнитного полупроводника ( $\Phi\Pi$ ) в контактах М/ $\Phi\Pi$  и  $\Phi\Pi/\Pi$  (здесь  $\Pi$  - немагнитный полупроводник): спиновую фильтрацию носителей заряда, находящую применение в слаботочной атомной

физике, а также способную служить основой создания устройств субмиллиметровой и спиновой электроники - нового бурно развивающегося направления исследований современной твердотельной науки, спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии и информатики.

К ФП-материалам принято относить соединения 3d и 4f металлов, обладающих ферромагнитным упорядочением спинов металла при полупроводниковом характере их проводимости. Классическими представителями таких соединений являются монооксид и моносульфид европия,  $\text{EuO}$  и  $\text{EuS}$ , температуры Кюри  $T_x$  которых равны 70 и 16 К соответственно, а также халькогенидные шпинели  $\text{CdCr}_2\text{S}_4$  ( $T_x = 80$  К),  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  ( $T_x = 130$  К),  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  ( $T_x = 120$  К) и перовскитоподобные фазы на основе  $\text{LaMnO}_3$ . Их  $T_x$  достигают 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 путем воздействия на образец или структуру с их участием внешним электрическим или магнитным полем. Именно последнее обстоятельство, т.е. наличие дополнительной "степени свободы" и возможность управлять их свойствами с помощью магнитного поля, что не всегда допустимо для обычных (немагнитных) полупроводников и устройств на их основе, и привлекает внимание исследователей и инженеров-практиков к названным ФП-фазам с целью реализации открывающихся перспектив по расширению функциональных возможностей существующих криоэлектронных устройств микроэлектроники.

Одним из наиболее замечательных свойств ФП (а именно с этим свойством 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  $T_c$  до 20 К достигается в  $\text{EuO}$ , в котором она составляет 0,25 эВ (в  $\text{EuS}$  - 0,16 эВ, в фазах на основе  $\text{LaMnO}_3$  - также 0,16 эВ при  $T < T_c$ ). Внешнее  $H$ -поле усиливает этот сдвиг  $\Delta E_g$  еще почти на 10%. Таким образом, влияя этим внешним параметром на концентрацию и подвижность носителей тока в зоне проводимости, удается регулировать как собственную, так и примесную проводимость ФП.

Рекордный для ферромагнетиков магнитный момент иона европия в состоянии насыщения ( $\sim 7 \mu_B$ ), как и величина намагниченности насыщения кристаллов  $\text{EuO}$  ( $4\pi\sigma_{\text{с}} = 2,43 \text{ Тл}$ ), приводит к тому, что носители тока в нем максимально поляризованы по спине (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 создание мультислоев и гетероструктур с участием ФП способны расширить диапазон исследований твердотельных структур в субмиллиметровую область спектра, практически недоступную существующим структурам, выполненным на базе немагнитных полупроводников.

## *Структуры М / ФП как твердый источник поляризованных электронов*

Отмечавшаяся особенность Ф-упорядоченного барьера в мультислойной структуре М(С)/Ф с большей вероятностью пропускать одночастичный туннельный ток со спиновой ориентацией носителей, совпадающей с намагниченностью Ф-барьера, находит применение на практике.

Обменное расщепление зоны проводимости Ф-металла при его спиновом упорядочении на уровне Ферми на подзоны со спином “вверх” ( $\uparrow$ ) и “вниз” ( $\downarrow$ ) оказывается дополнительным энергетическим барьером для туннелирующих квазичастиц определенной спиновой ориентации. В случае, когда их спиновая ориентация совпадает с нижней спин-расщепленной подзоной Ф-барьера, энергия туннелирования меньше, а прозрачность такого барьера больше, чем для частиц противоположной спиновой ориентации. Ф-барьер в туннельной М(С)/Ф-мультислойной структуре выполняет роль своеобразного спинового фильтра. Ток поляризованных по спину электронов в силу возникновения азимутальной асимметрии их рассеяния находит прямое использование, например, в экспериментальной атомной физике и физике высоких энергий при изучении низкоэнергетических процессов рассеяния их на мишени, исследовании эффектов сохранения четности и ряда других явлений [17]. Информативность таких процессов при этом резко возрастает.

Известно [18], что степень спиновой поляризации носителей тока в Ф-материалах при  $T < T_c$ , определяемая механизмом их s - d (d - f) обменного взаимодействия с локализованными магнитными моментами, сильно зависит и от электрон-электронного взаимодействия, т.е. от концентрации носителей тока ( $n^*$ ), и колеблется от  $1 \div 10\%$  в Ф-металлах, где  $n^* \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , до почти 100% в ферромагнитных полупроводниках, для которых  $n^* \ll 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Из этого ясно, что сами Ф-металлы не способны служить

достаточно эффективным источником спин-поляризованных электронов, или спиновым фильтром.

До использования ФП как спинового фильтра для получения поляризованного по спину тока электронов в качестве твердотельных их источников применялись металлы или полупроводники с малой величиной работы выхода по фототоку, например, металлический цезий или арсенид галлия. Конечная степень поляризации фототока электронов по спину достигала в них 65% [19] и 40% [20]. Повысить степень поляризации электронов и добиться значительной миниатюризации источника удалось при использовании сульфида европия, наносимого в виде монослоя на металлическую основу - вольфрамовую иглу [21]. Такой твердотельный источник при работе в вакууме ( $\sim 10^{-11}$  Тор и  $T = 9,5$  К) в продольном электрическом поле напряженностью до  $E \approx 1$  кВ обеспечивал степень поляризации эмитируемых электронов до значений  $P \sim 0,85$ .

В процессе работы в ускорительной камере покрытие из EuS, будучи намагниченным до насыщения, выполняет роль фильтра, пропуская сквозь себя эмитируемые 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 увеличенной на энергию, по величине равную “красному” сдвигу дна зоны проводимости EuS при его магнитном упорядочении.

Достигнутые в эксперименте [21] 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. 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. 1).

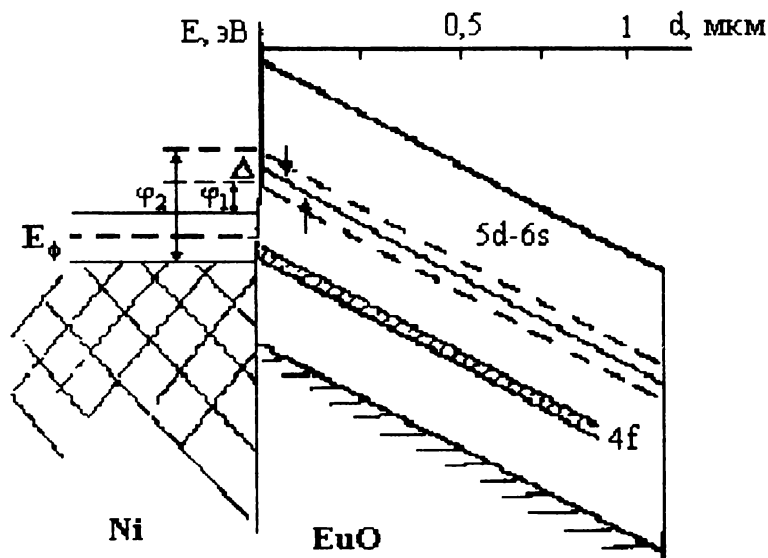


Рис.1. Энергетическая схема эмиттера Ni/EuO:  
 $\varphi_{1,2}$  - высота барьеров для спинов  $\uparrow$  и  $\downarrow$  электронов Ni,  
 $\Delta$  - обменное расщепление зоны проводимости EuO,  
 $E_\phi$  - уровень Ферми

Теоретически допустимая степень спиновой поляризации электронов такого ФМ/ФП твердотельного эмиттера выражается величиной  $P = 0,93 \div 0,96$  и ограничена только естественным размытием функции распределения Ферми на

“хвосте” плотности состояний электронов ФП (~4%) [22, 23].

В сравнении с эмиттером W/EuS источник поляризованных электронов ФМ/EuO способен устойчиво работать в высоком вакууме вплоть до температур жидкого азота. При этом на величину Р оказывают влияние собственные шумы от фоновой подсистемы, что требует специального изучения. Разработанная технология такого источника позволяет создавать миниатюрные эмиттеры с воспроизводимыми техническими параметрами вне рабочей камеры, что обеспечивает их взаимозаменяемость и возможность работы в циклических ускорителях высоких энергий [23].

### *Структуры М/ФП как магнитоуправляемый диод*

Еще одно применение мультиконтактов М/ФП связано с непосредственным воплощением идей Л.Эсаки о создании микромагнитоэлектронных структур на основе МОП-переходов, управляемых внешним магнитным полем. Роль классического полупроводника в них выполняет ФП. Недавнее открытие выдающихся физических свойств твердых растворов на основе лантанида марганца [24] делает вполне реальным работу подобных МОФП-структур при комнатных температурах, так как величины точек Кюри многих из них достигают 350 К.

Выпрямляющий эффект в мультислойном контакте М/ФП за счет образования барьера Шоттки в парамагнитной ( $T > T_c$ ) области тройного ФП, выполненного на основе фазы  $CdCr_2Se_4$ , был реализован в работе [25]. Для гетероконтакта М/ФП, где в качестве последнего выступал кристалл  $HgCr_2Se_4$  n-типа, авторами [26] были продемонстрированы дополнительные возможности для области температур  $T < T_c$  ( $= 120$  К), обязанные обменному расщеплению зоны проводимости этого ФП при Ф-упорядочении спинов ионов  $Cr^{3+}$  на две подзоны по механизму s - d -обмена:

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



Здесь  $S$  - спин иона,  $A_{sd}$  - обменный  $s$  -  $d$  - интеграл;  $\sigma(T)$ ,  $\sigma(0)$  - намагниченность насыщения ФП соответственно при текущей температуре  $T$  и  $T = 0$  К. По мере туннелирования электронов металла в верхнюю подзону ФП и ее заселения при подаче на металл положительного смещения, начиная с некоторого напряжения  $U > U_{кр}$ , наблюдается понижение электропроводности структуры вследствие уменьшения подвижности носителей тока в ФП из-за электрон-магнного рассеяния.

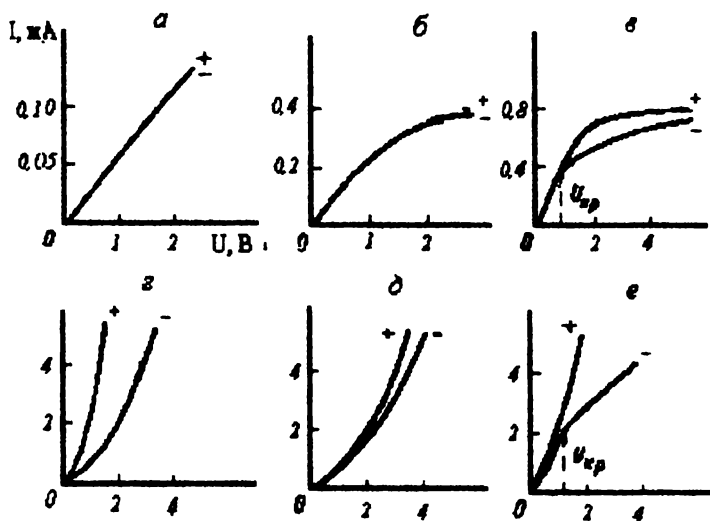


Рис.2. Выпрямляющие свойства контакта  $HgIn/HgCr_2Se_4$  для разных температур и давлений отжига в парах Hg: а, б, в - при  $P = 0,5$  атм; г, д, е - при  $P = 10$  атм

Представленные на рис.2 экспериментальные данные иллюстрируют данный процесс для контакта  $HgIn/HgCr_2Se_4$  при разных температурах [26]. Так, если с понижением  $T$  от 300 К до 200 К диодные (т.е. выпрямляющие) свойства контакта уменьшаются, то при  $T < 120$  К и  $U > U_{кр}$  они

вновь увеличиваются. При этом температурная зависимость  $U_{xp}(T)$  для разных  $\sigma$  повторяет поведение магнитной щели  $\Delta_{sd}(T)$  ФП (рис.3), а запорное напряжение в структуре возникает всегда при отрицательном потенциале на металле.

В отличие от этой гетероструктуры в случае контакта  $M/HgCr_2Se_4$  p-типа запорное напряжение образуется при положительной полярности металла [27], что соответствует классическим контактам  $M/P$  [28]. Однако при  $T < T_c$  выпрямляющее свойство этого контакта исчезает вовсе и он делается омическим, как и ФП  $HgCr_2Se_4$  n-типа.

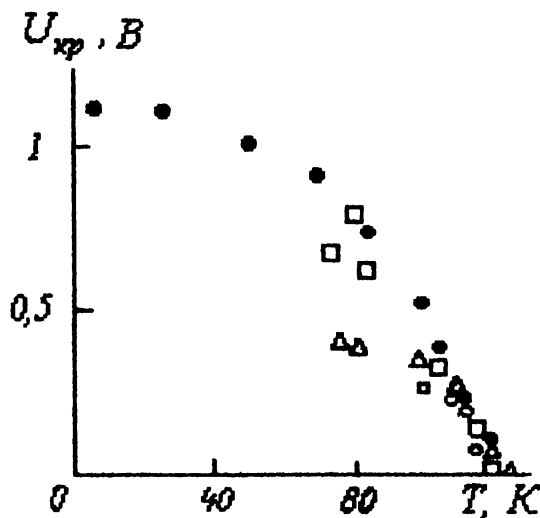


Рис.3. Вид зависимости  $U_{xp}(T)$  для разных контактов  $M/HgCr_2Se_4$ :  $M = W$  (1,3) и  $HgIn$  (2,4);  
 ● - 1, □ - 2, Δ - 3, ○ - 4

## *Структуры ФП/П как основа устройств спиновой электроники*

Новые практические возможности заложены также в связи с реализацией физики гетероконтактов ФП/П, поскольку в используемом в современных устройствах микроэлектроники широком наборе гетероструктур и мультислоев с участием немагнитных полупроводников направление спина носителей тока в них несущественно и никак не сказывается на механизмах физических явлений, лежащих в основе их работы. Эти возможности связаны со спиновой инжекцией поляризованных электронов из ФП в П, способной приводить к радикальному изменению свойств последнего. В частности, было указано на возможность появления поляризованной люминесценции при освещении системы поляризованных по спину электронов неполяризованным светом [29]. 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 электронного парамагнитного резонанса (ЭПР),  $h\nu = \mu_B g H$ , где  $h$  - постоянная Планка,  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $g$  - фактор 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 в микроконтактных гетероструктурах ФП/П: n-HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>/n-InSb (I); n-EuO/n-InSb (II) и p-HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>/n-InSb (III) [30, 31]. Исследование микроволновых процессов при пропускании тока определенной полярности сквозь структуру I дало возможность наблюдать пропорциональное току поглощение  $\varphi$  в миллиметровом диапазоне на частоте ЭПР свободных носителей тока в n-InSb (рис.4) [30].

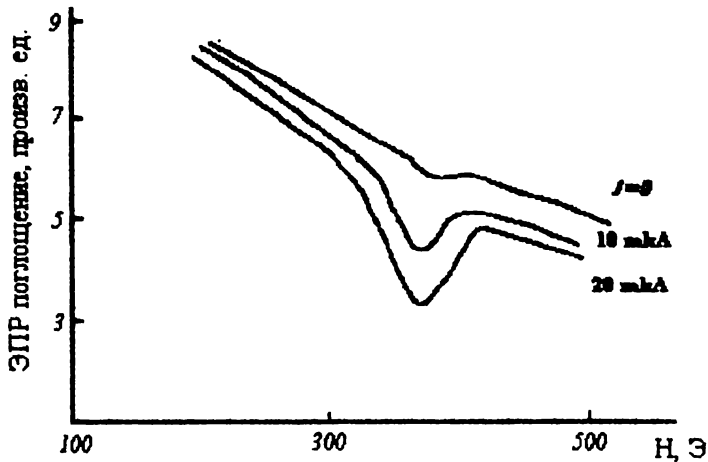


Рис.4. Поглощение на частоте ЭПР свободных носителей заряда в гетероструктуре  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$  для разных токов при частоте 26 ГГц

При той же полярности тока для гетероструктур II и III обнаружено непрерывно перестраиваемое внешним H-полем излучение от почти сантиметрового (8 мм) до субмиллиметрового (0,2 мм) диапазона на частоте ЭПР, соответствующей величине приложенного внешнего магнитного поля (рис.5) [31]. Если предположить, что излучение возникает в II при прохождении в него электрона из ФП на верхний зеемановский уровень и его дальнейшем переходе на незанятый нижний уровень с испусканием кванта электромагнитного излучения на частоте ЭПР, то теоретический предел выходной мощности для излучающей гетероструктуры составляет  $N = \mu_B g H J/e \equiv h\nu J/e$ , где  $J$  - ток, проходящий через гетероструктуру;  $e$  - заряд электрона. Ее оценки дают следующие значения: для 8 мм диапазона  $N = 156 \text{ мкВт/А}$ ; для 0,1 мм  $N = 12 \text{ мВт/А}$  [32]. Хотя экспериментально зафиксированные в настоящее время выходные мощности в структуре III для этих диапазонов оказа-

лись на один - два порядка меньше, однако имеются чисто технические возможности для ее увеличения, вплоть до теоретического предела. Ведь в импульсе гетероструктура способна пропускать ток до 10 А и более.

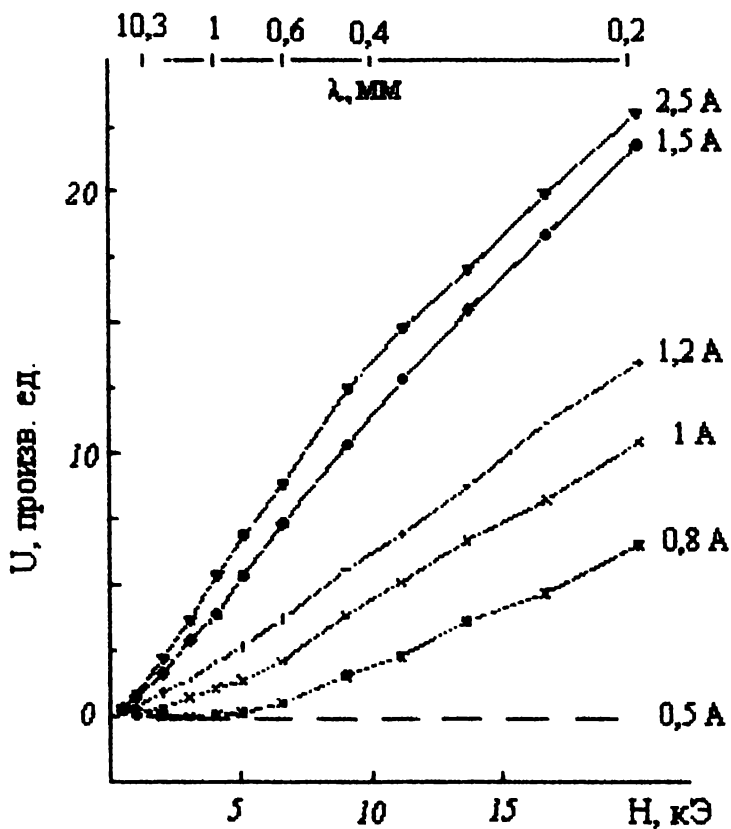


Рис.5. Вид перестраиваемого магнитным полем сигнала излучения структуры III при  $T = 77$  К для разных токов

Приведенное соотношение для выходной мощности ФП/ П-гетероструктуры указывает на его пропорциональность частоте и величине внешнего Н-поля, что делает возможным использование подобной структуры в качестве генератора миллиметрового и субмиллиметрового излучений, а также управление им внешним магнитным полем. Последнее недостижимо в существующих полупроводниковых генераторах, так как их выходная мощность, наоборот, зависит от частоты как  $N \sim \nu^4$ . Этим экспериментально показано, что гетероструктуры и микроконтакты ФП/ П могут служить основой создания нового поколения узкополосных устройств современной твердотельной микромагнитоэлектроники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, перестраиваемых и модулируемых по частоте магнитным полем, управляемых током генераторов, усилителей, приемников, фильтров и др. Вместе с тем различающаяся энергетика туннелирующих из ФП в П спинов электронов, отражающаяся на степени заселенности верхнего и нижнего зеемановских уровней, может определять их ориентацию относительно внешнего магнитного поля и, следовательно, являться способом кодирования одного бита информации. Иными словами, подобные структуры могут быть использованы в устройствах квантовой одноэлектроники как спин-информационные системы [33]. В настоящее время подобное направление исследований и инженерных разработок является приоритетным в твердотельной микромагнитоэлектронике, получившей название “спинтроника” [35,36].

Открытие колоссального отрицательного магнитосопротивления в ферромагнитных полупроводниках на основе лантанида марганца (1994) вновь выявило интерес к магнитным полупроводникам. Начало их пристального изучения связано с открытием ферромагнетизма  $\text{EuO}$  в 1961 г. Возможность реального повышения температуры Кюри этого монооксида почти в два раза (до  $T_c \sim 130 \text{ K}$ ) в твердых растворах  $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$  и  $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$  (1977) яви-

лась причиной дальнейшего бурного исследования этих фаз. С новым этапом исследований открываются реальные перспективы практического использования этих материалов в современной микроэлектронике, в том числе спиновой. Ранее известные ФП в основном являлись материалами криогеники и оставались невостребованными ввиду их неконкурентоспособности с классическими немагнитными полупроводниками, базовые устройства которых работают при комнатных температурах. Поэтому начавшийся новый этап широкого исследования ФП, обладающих подобным набором ранее изученных, например для  $\text{EuO}$ , характеристик, но проявляемых уже в области  $T > 290 \text{ K}$ , вселяет уверенность и в инженерных разработках. Этим, можно надеяться, вполне окупятся моральные и материальные затраты исследователей на низкотемпературные ФП. То новое, что присуще мультислоям или гетероструктурам с участием ФП и обозначенное здесь понятием “спиновая электроника”, как показывает опыт, повторится в подобных же структурах с участием ФП на основе  $\text{LaMnO}_3$  [34]. Физические предпосылки этому заложены. Необходима разработка соответствующих физико-химических основ технологии.

### Литература

1. Koorevaar P., Suzuki Y., Coehoorn R. et al. Decoupling of superconducting V by ultrathin Fe layers in V/Fe multilayers //Phys.Rev. B. 1994. Vol.49. P. 441.
2. Strunk C., Surgers S., Paschen U. et al. Superconductivity in layered Nb/Gd field // Phys.Rev. B. 1994. Vol.49. P.4053.
3. Jiang J.S., Davidovic D., Reich D.H. et al. Superconducting transition in Nb/Gd/Nb trilayers //Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P.6119.
4. Muhge T., Garif'yanov N.N., Goryunov Yu.V. et al. Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet multilayers // Phys.Rev.Lett. 1996. Vol.77. P. 857.

5. Radovic Z., Ledvij M., Dobrosavljevic-Grujic L. et al. Transition temperatures of superconductor - ferromagnet superlattice //Phys.Rev. B. 1991. Vol.44. С. 759.
6. Буздин А.И., Вуйичич Б., Куприянов М.Ю. Структуры сверхпроводник-ферромагнетик //ЖЭТФ . 1992. Т.101. С.231.
7. Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. О природе немонотонного поведения критической температуры в биметаллических структурах ферромагнетик/сверхпроводник //ЖЭТФ, 1998. Т.113. С.1708.
8. Тагиров Л.Р. Осцилляции температуры сверхпроводящего перехода в тонкопленочной системе сверхпроводник/ферромагнетик: Тез. докл. XVI Междунар. shk-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники": В 2 ч. М.: Изд-во Моск.ун-та, 1998. Ч.2. С.616.
9. Esaki L., Stiles P.J., von Molnar S. Magnetointernal field emission in junctions of magnetic insulators //Phys. Rev. Lett. 1967. Vol.19. P.852.
10. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1979.
11. Заварицкий Н.В., Григорьев В.Н. Влияние магнитного рассеяния на туннельный ток сверхпроводников // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т.14. С.112.
12. Niemeyer J., Minnigerode G. Effect of nonmagnetic and magnetic impurities in the normal metal layer of S/N/S junctions // Z. Phys. B. 1979. Vol.36. P.57.
13. Stageberg F.E., Cantor C.R., Goldman A.M. et al. Quasi-particle tunneling through rare earth oxide barriers //Phys. Rev. B. 1985. Vol.32. P.3292.
14. Hauser J.J., Theuerer H.C., Werthamer N.R. Proximity effects between superconducting and magnetic films //Phys. Rev. 1966. Vol.142. С.118.
15. Wong H.K., Jin B.Y., Yang H.Q. et al. Superconducting properties of V/Fe superlattices //J. Low Temp. Phys. 1986. Vol.63. P.307.
16. Борухович А. С. Особенности квантового туннелирования в мультислоях и гетероструктурах с участием



- ферромагнитного полупроводника //УФН. 1999. Т.169. №7. С.737.
17. Агранович В.Л., Гламаздин А.В., Горбенко В. Г. и др. Источники поляризованных электронов. М.: ЦНИИатоминформ, 1984.
  18. Кесслер И. Поляризованные электроны. М.: Мир, 1988.
  19. Baum G., Lubell M.S., Raith W. Measurement of the spin-orbit perturbation in the P-state continuum of heavy alkali metal atoms: K,Rb,Cs //Phys.Rev. A. 1970. Vol. 5. P.1073.
  20. Pierce D. T., Meier F. Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs //Phys. Rev. B. 1976. Vol.13. P.5484.
  21. Kisker E., Baum G., Mahaun A. N. et al. Electron field emission from ferromagnetic europium sulfide on tungsten //Phys. Rev. B. 1978. Vol.18. P. 2256.
  22. Auslender M. I., Irkhin V. Yu. The spin polarization of conduction electrons [n ferromagnetic semiconductors //Solid State Comm. 1984. Vol.50. P.1003.
  23. А.с. № 1267983 (СССР). Твердотельный источник поляризованных электронов /Борухович А.С., Бамбуров В. Г., Ефимова Л. В. и др.
  24. Нагаев Э. Л. Манганиты лантана и другие магнитные проводники с гигантским магнитосопротивлением //УФН. 1996. Т.166. №8. С.833.
  25. Бужор В.П. Электрические свойства контакта металл- $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ : Тез. докл. конф. "Тройные полупроводники и их применение". Кишинев: Штиинца, 1983. С.87.
  26. Осипов В.В., Михайлов В.И., Самохвалов А. А. и др. ВАХ контакта металл-ферромагнитный полупроводник  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  //ФТТ. 1989. Т.31. С.37.
  27. Осипов В. В., Морозова Н. Д., Кочев И.В. Электрические свойства контакта металл-ферромагнитный полупроводник  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  p-типа //ФТТ. 1991, Т.33, С.2293.
  28. Бонч-Бруевич В А, Калашников С Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.
  29. Аронов А. Г., Пикус Г. Е. Спиновая инжекция в полупроводниках //ФТТ. 1976. Т.10. С.1177.

30. Viglin N.A., Osipov V.V., Samokhvalov A.A. Microwave investigation of polarized charge carrier injection in the ferromagnetic semiconductor n-HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> - semiconductor n-InSb heterostructure //Phys.Low-Dim.Struct. 1996. Vol.9/10. P.89.
31. Viglin N. A., Osipov V. V., Samokhvalov A.A., et. al. Generation in the millimeter band for the S-FS heterostructure //Ibid. 1997. Vol.1/2. P.89.
32. Osipov V.V., Viglin N.A., Samokhvalov A.A. Investigation of heterostructure "FS-S" in the millimeter and submillimeter microwave range //Physics Letters A. 1998. V.247. P. 353.
33. Prinz G.A. Spin-polarized transport //Physics Today, 1995. Vol.48. № 4. P.58.
34. Vas'ko V.A., Larkin V.A., Kraus P.A. et.al. Critical current suppression in a superconductor by injection of spin-polarized carriers from a ferromagnet //Phys.Rev.Lett. 1997. Vol.78. №6. P.1134.
35. Flederling R., Kelm M., Reuseher G. et.al. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode //Nature, 1999. Vol.402. P.787.
36. Ohno Y., Young K., Beschoten B. et.al. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure //Ibid. 1999. Vol.402. P.790.