ЖУРНАЛ НАНО- ТА ЕЛЕКТРОННОЇ ФІЗИКИ
Том **6** № 4, 04042(16сс) (2014)

JOURNAL OF NANO- AND ELECTRONIC PHYSICS
Vol. **6** No 4, 04042(16pp) (2014)

Спинтроника в концепции «снизу-вверх»

Ю.А. Кругляк[1], П.А. Кондратенко[2], Ю.М. Лопаткин[3]

[1] *Одесский государственный экологический университет, ул. Львовская, 15, 65016 Одесса, Украина*
[2] *Национальный авиационный университет, пр. Космонавта Комарова, 1, 03058 Киев, Украина*
[3] *Сумский государственный университет, ул. Римского-Корсакова, 2, 40007 Сумы, Украина*

(Получено 13.05.2014; в отредактированной форме 27.11.2014 – опубликовано online 29.11.2014)

В рамках концепции «снизу-вверх» наноэлектроники рассматриваются ключевые вопросы спинтроники – спиновый вентиль, граничное сопротивление при несовпадении мод проводимости, спиновые потенциалы и разность нелокальных спин-потенциалов, спиновый момент и его транспорт, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, на его основе дается ответ на вопрос почему у магнита есть выделенная ось, обсуждаются обращение намагниченности спиновым током, поляризаторы и анализаторы спинового тока, а также рассматриваются уравнения диффузии для баллистического транспорта и токи в режиме неравновесных потенциалов.

Ключевые слова: Нанофизика, Наноэлектроника, Молекулярная электроника, Снизу-вверх, Спинтроника, Спиновый вентиль, Спиновый транспорт, Спиновый ток, Баллистический транспорт.

PACS numbers: 72.25.Pn, 75.30.Wx, 75.76. + j, 85.75. – d

1. ВВЕДЕНИЕ

В продолжение предыдущих публикаций [1, 2] в рамках концепции «снизу – вверх» наноэлектроники [3] рассмотрим такие ключевые вопросы спинтроники как спиновый вентиль, граничное сопротивление при несовпадении мод проводимости, спиновые потенциалы и разность нелокальных спин-потенциалов, спиновый момент и его транспорт, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, на его основе ответим на вопрос почему у магнита есть выделенная ось, рассмотрим обращение намагниченности спиновым током, поляризаторы и анализаторы спинового тока. Рассмотрим также уравнения диффузии для баллистического транспорта, токов в режиме неравновесных потенциалов и выведем формулу для сопротивления на границе контакта двух проводников с разным числом мод – вопросов, актуальных для спинтроники.

Электроника второй половины XX века основывалась на транспорте заряда электронов и управления им электрическими и магнитными полями (зарядовая электроника). В конце века началось бурное развитие нового направления, основанного на том, что электроны имеют не только электрический заряд, но и спин и связанный с ним магнитный момент. Это направление получило название спиновой электроники или спинтроники (*spin-tr*ansport electr*onics*).

Среди работ, предвосхитивших развитие спинтроники, отметим пионерские исследования М.И. Дьяконова и В.И. Переля, показавших возможность ориентации спинов при протекании тока [4], М. Жюльера по туннельному магнитосопротивлению [5], А.Г. Аронова и Г.Е. Пикуса по спиновой инжекции в полупроводниках [6]. И поныне, 40 лет спустя, исследования в области спинтроники ведутся в области этих трех открытых эффектов – инжекции в магнитных переходах носителей с определенным направлением спина, переключения таких переходов спин-поляризованным током и гигантского магнитосопротивления.

Началом современного этапа исследований в области спинтроники принято считать работы [7, 8], в которых было экспериментально показано, что электронный ток в ферромагнитном металле поляризован по спину и было открыто явление гигантского магнитосопротивления. Поляризация тока открыла возможность управления транспортом спинов в ферромагнитных структурах с помощью магнитных полей. В 2007 году Альберт Ферт и Петер Грюнберг были удостоены Нобелевской премии по физике за открытие гигантского магнитосопротивления.

Основным объектом исследований в спинтронике и поныне остается спиновый вентиль (spin valve). В простейшем случае он состоит из двух токонесущих ферромагнитных (ФМ) контактов, разделенных достаточно тонким каналом транспорта электронов (спейсер / spacer). Спейсер может быть металлическим, но не магнитным, может быть диэлектриком, его роль могут играть отдельные молекулы, кластеры и любые наноразмерные структуры. Перенос электронов по спейсеру обычно баллистический или туннельный. Один из ферромагнитных контактов (он именуется свободным / free) характеризуется малой энергией анизотропии и легко меняет направление своей намагниченности под действием внешнего магнитного поля соответствующей ориентации. Другой ферромагнитный контакт (его называют закрепленным / pinned) характеризуется существенно большей энергией анизотропии и требует существенно более сильных полей для изменения своей намагниченности. Сильная анизотропия закрепленного контакта может быть естественно присущей ему или же наведенной в процессе изготовления.

Для спинового вентиля характерна сильная зависимость электрического сопротивления спейсера при протекании тока между магнитными контактами от взаимной ориентации намагниченности контактов: при параллельной ориентации (P) сопротивление значительно меньше, чем при антипаралельной ориентации (AP)

$$R_P < R_{AP}. \tag{1}$$

© 2014 Сумський державний університет

Поскольку ориентация намагниченности свободного ферромагнитного контакта может меняться под действием внешнего магнитного поля, то это приводит к сильной зависимости сопротивления проводника между контактами от приложенного магнитного поля.

Понять экспериментально наблюдаемое неравенство сопротивлений (1) качественно можно на основе двухканальной модели Мотта [9, 10], в которой перенос мажоритарных электронов (направление спина параллельно намагниченности) и миноритарных электронов (направление спина антипараллельно намагниченности) условно осуществляется по двум независимым спиновым подзонам (рис. 1) в условиях отсутствия спин-флип рассеяния (to flip – переворачивать), к рассмотрению которого вернемся позже. Электрон из определенной подзоны одного контакта может туннелировать только в такую же подзону другого контакта. Если намагниченность контактов параллельна, то вероятность такого туннелирования будет намного больше, а электрическое сопротивление будет соответственно меньше, чем в случае антипараллельной намагниченности контактов [11]. Рассмотрим ситуацию подробнее.

Количественную оценку неравенства (1) можно получить в модели, согласно которой спиновая подзона имеет различное граничное сопротивление с контактом в зависимости от того, речь идет о переносе спинов параллельных (мажоритарных спинов) или антипараллельных (миноритарных спинов) намагниченности контактов. Граничное сопротивление для мажоритарных спинов меньше, чем для миноритарных ($r < R$). Соответствующие эквивалентные схемы сопротивления показаны на рис. 1. Полноты ради, учтено также сопротивление каналов подзон R_{ch}.

Из элементарной теории электрических цепей следует, что для параллельной ориентации намагниченности контактов

$$R_P = \left(\frac{1}{2r+R_{ch}} + \frac{1}{2R+R_{ch}}\right)^{-1} = \frac{(2r+R_{ch})(2R+R_{ch})}{2(r+R+R_{ch})} \quad (2)$$

а для антипараллельной ориентации

$$R_{AP} = 0.5(r+R+R_{ch}) \quad (3)$$

Качество спинового вентиля определяется различием между R_P и R_{AP}. Можно ожидать, что качество вентиля будет выше, если сопротивлением канала можно пренебречь ($R_{ch} << r, R$), так что качество вентиля определяется лишь граничными сопротивлениями. Тогда

$$R_P = 2rR/(r+R) \quad (4)$$

и

$$R_{AP} = 0.5(r+R) \quad (5)$$

откуда сразу следует неравенство (1), стоит лишь в (4) и (5) большее сопротивление R устремить к бесконечности.

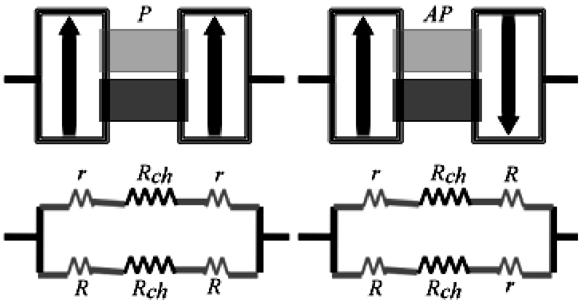

Рис. 1 – Параллельная и антипараллельная ориентации намагниченности контактов спинового вентиля и соответствующие эквивалентные схемы сопротивления для мажоритарных (слева) и миноритарных (справа) носителей заряда. Канал транспорта электронов условно разбит на две спиновых подзоны – для электронов со спином «вверх» (*up*) подзона закрашена светлосерым, а со спином «вниз» (*dn*) – темносерым цветом

В пределе $R_{ch} \to 0$ получим максимально возможное значение магнитосопротивления (МС)

$$MR \equiv \frac{R_{AP}-R_P}{R_P} = \frac{R_{AP}}{R_P} - 1 = \frac{(r+R)^2}{4rR} = \frac{\left(\frac{R-r}{R+r}\right)^2}{1-\left(\frac{R-r}{R+r}\right)^2}, \quad (6)$$

если $R_{ch} = 0$.

Поляризация ФМ контакта определяется как

$$P \equiv \frac{R-r}{R+r} \quad (7)$$

и является мерой его эффективности, так что магнитосопротивление

$$MR = \frac{P^2}{1-P^2}, \quad (8)$$

если $R_{ch} = 0$.

Зависимость МС от сопротивления канала R_{ch} показана на рис. 2. Обращает на себя внимание быстрое зануление МС с ростом нормированного сопротивления канала, начиная, скажем, со значения, равного пяти.

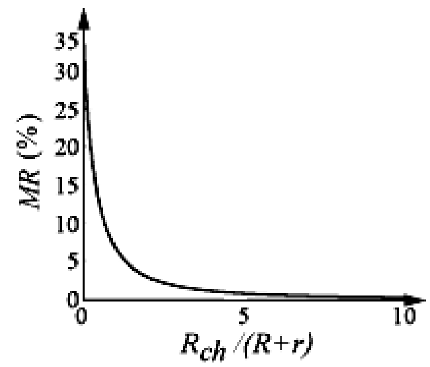

Рис. 2 – Падение МС с ростом нормированного сопротивления канала при поляризации $P = 0.5$

Выражение (8) для МС справедливо для металлических немагнитных проводников. В этом случае сопротивление двух последовательно соединенных сопротивлений R_1 и R_2 равно сумме этих сопротивлений $R_1 + R_2$. Если же проводником является диэлектрик, то имеет место магнитный туннельный переход (МТП), а сопротивление двух последовательно соединенных сопротивлений R_1 и R_2 пропорционально произведению этих сопротивлений $KR_1 \cdot R_2$, что следует из физики туннельных проводников, так что для параллельной P ориентации намагниченностей контактов имеем

$$R_P = \frac{Kr^2R^2}{r^2+R^2}, \tag{9}$$

а для антипараллельной AP

$$R_{AP} = 0.5KrR, \tag{10}$$

так что

$$\frac{R_{AP}}{R_P} = \frac{r^2+R^2}{2rR} = \frac{\left(R+r\right)^2+\left(R-r\right)^2}{\left(R+r\right)^2-\left(R-r\right)^2} = \frac{1+P^2}{1-P^2}, \tag{11}$$

а магнитосопротивление МТП

$$MR = \frac{2P^2}{1-P^2} \tag{12}$$

отличается двойкой от МС металлического проводника (8).

2. ГРАНИЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И НЕСОВПАДЕНИЕ МОД ПРОВОДИМОСТИ

Поначалу в спиновых вентилях использовались металлические спейсеры, например, медные. Оказалось, однако, что во многих приложениях лучше себя показывают непроводящие оксиды в режиме МТП, обеспечивая более высокие значения МС. Попытки использовать полупроводниковые спейсеры были неудачными приблизительно до 2000 года, когда стало ясно, что причина неудач кроется в высоких значениях R_{ch} сравнительно с суммой $(r+R)$, приводящих к низким значениям МС [12, 13]. Выход был найден в увеличении граничных сопротивлений за счет дополнительных барьерных слоев на границах с контактами (рис. 3). Сейчас это стандартная процедура при работе с полупроводниковыми каналами. Как же это работает?

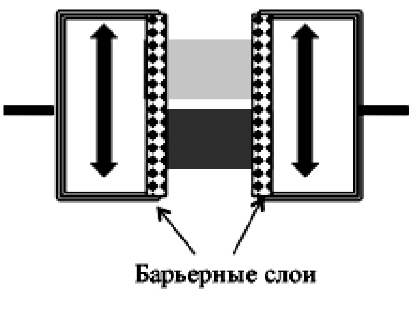

Рис. 3 – Дополнительные барьерные слои с целью увеличить граничные сопротивления при инжекции спинов в полупроводниковый канал проводимости

Стандартное объяснение очевидно. Барьерные слои увеличивают граничные сопротивления r и R, уменьшая тем самым отношение $R_{ch}/(r+R)$ и увеличивая МС (рис. 2). Однако, если бы дело было только в этом, то можно было бы уменьшить толщину спейсера настолько, чтобы перейти в баллистический режим транспорта ($L \ll \lambda$). Эта идея не нашла, однако, экспериментального подтверждения.

Число мод $M(E)$ или же плотность состояний $D(E)$ в обычном канале проводимости и в спейсере спинового клапана схематически показаны на рис. 4. В обычном канале обе спиновые подзоны одинаковы. В спиновом же вентиле полоса миноритарных спинов обычно сдвинута вверх по энергии, в результате чего число мод в районе $E = \mu_0$ меньше для миноритарных спинов (M_{dn}), чем для мажоритарных (M_{up}). Чему будут равны граничные сопротивления?

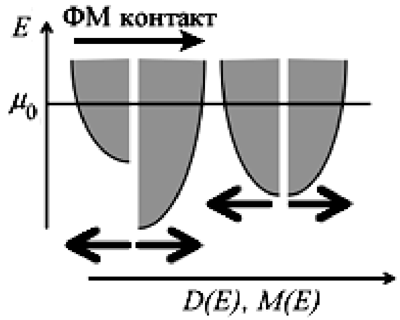

Рис. 4 – Спиновые подзоны в обычном канале проводимости (справа) и в спиновом вентиле (слева)

Забегая вперед, далее будет показано (Приложение 2), что сопротивление R_{int} на границе контакта двух проводников с разным числом мод ($M_1 > M_2$)

$$R_{\text{int}} = \frac{h}{2q^2}\left(\frac{1}{M_2}-\frac{1}{M_1}\right). \tag{13}$$

Если $M_1 \gg M_2$, то

$$R_{\text{int}} = \frac{h}{2q^2M_2}, \tag{14}$$

что отвечает «хорошему контакту» ($M_1 > M_2$).

Число мод M в канале металлического проводника обычно имеет промежуточное значение (рис. 5), в идеале же

$$M_{up} \gg M \gg M_{dn}, \tag{15}$$

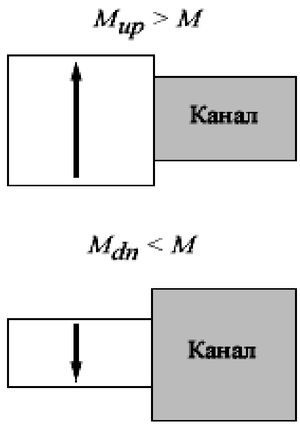

Рис. 5 – Металлический спейсер между двумя ФМ контактами

так что ФМ контакт «хорош» для мажоритарных спинов, но не для миноритарных:

$$r = \frac{h}{2q^2}\left(\frac{1}{M} - \frac{1}{M_{up}}\right) \approx \frac{h}{2q^2 M}$$
$$R = \frac{h}{2q^2}\left(\frac{1}{M_{dn}} - \frac{1}{M}\right) \approx \frac{h}{2q^2 M_{dn}}. \qquad (16)$$

Число же мод M в полупроводящем канале (рис. 6) обычно меньше числа мод в обоих ФМ контактах

$$M_{up} > M_{dn} >> M, \qquad (17)$$

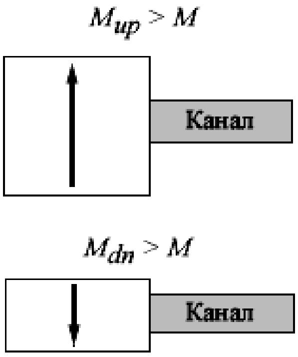

Рис. 6 – Полупроводящий спейсер между двумя ФМ контактами

так что

$$r = R = \frac{h}{q^2 M} \qquad (18)$$

и поляризация P нулевая.

Другими словами, проблема инжекции спинов в полупроводящий канал не только вызвана высоким сопротивлением канала R_{ch}, которое можно было бы уменьшить в режиме баллистического транспорта, но и тем, что теряется различие между граничными сопротивлениями R и r для обоих спинов. Скажем, если канал имеет 10 мод проводимости, то ему безразлично имеет ли ФМ контакт 100 мод (миноритарные спины) или 1000 мод (мажоритарные спины). И в том и в другом случае недостатка электронов в канале не будет.

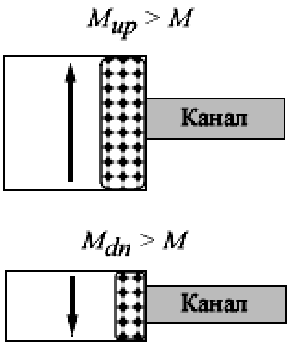

Рис. 7 – Барьеры на границе ФМ контактов и канала проводимости

При наличии барьеров на границе ФМ контакта и полупроводящего канала (рис. 7) граничное сопротивление уже не дается формулой (13), а полагают, что оно пропорционально произведению плотности состояний, а стало быть и числа мод на обеих сторонах туннельного барьера так что

$$r = K \cdot M_{up} M, R = K \cdot M_{dn} M \qquad (19)$$

с константой пропорциональности K. Теперь поляризация P не зависит от числа мод в канале

$$P = \frac{M_{up} - M_{dn}}{M_{up} + M_{dn}} \qquad (20)$$

и ей можно придать нужное численное значение. Граничные сопротивления теперь, конечно, больше по сравнению с омическим сопротивлением (13).

Осталось объяснить происхождение формулы (13) для граничного сопротивления R_{int}. Для этого, однако, нам нужно рассмотреть диффузионное уравнение для баллистического транспорта (Приложение 1), а затем, опираясь на результаты в Приложении 1, вывести формулу для граничного сопротивления (Приложение 2).

3. СПИНОВЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

Различие в граничном сопротивлении между магнитным контактом и спиновыми подзвонами для спинов вверх (up) и вниз (dn) позволяет ввести понятие о спиновых потенциалах μ_{up} и μ_{dn} внутри немагнитного проводника. Различие между ними вначале было экспериментально обнаружено на металлах, а затем и на полупроводниках.

Концепцию спинового потенциала продемонстрируем на простой структуре с одним магнитным контактом (рис. 8а). Если не учитывать спины, профиль электрохимического потенциала качественно выглядел бы как на рис. 8б. Количественное решение дают уравнения диффузии (А1.1) и непрерывности (А1.10) с соответствующими граничными условиями для μ(z) на контактах (Приложение 1). Поскольку граничные сопротивления между магнитным контактом и спиновыми подзонами проводника различны, следует ожидать различное падение электрохимических потенциалов на границе между контактом и спиновыми подзонами, и при решении соответствующих уравнений диффузии профили электрохимических потенциалов для спинов up и dn будут различны, как это качественно показано на рис. 8в.

Электрохимические потенциалы для двух спинов сепарируются на магнитном контакте, однако, затем стремятся вернуться к исходному значению в результате спин-флип-релаксации, которая непрерывно стремится восстановить локальное равновесие путем уравнивания μ_{up} и μ_{dn}. Количествено поведение спиновых потенциалов дается уравнениями диффузии для спинов up и dn

$$I_{up} = -\frac{\sigma A}{2q}\frac{d\mu_{up}}{dz},$$
$$I_{dn} = -\frac{\sigma A}{2q}\frac{d\mu_{dn}}{dz} \qquad (21)$$

в которых для каждого из спинов учитывается половина проводимости по сравнению с уравнением для суммарного тока (А1.1).

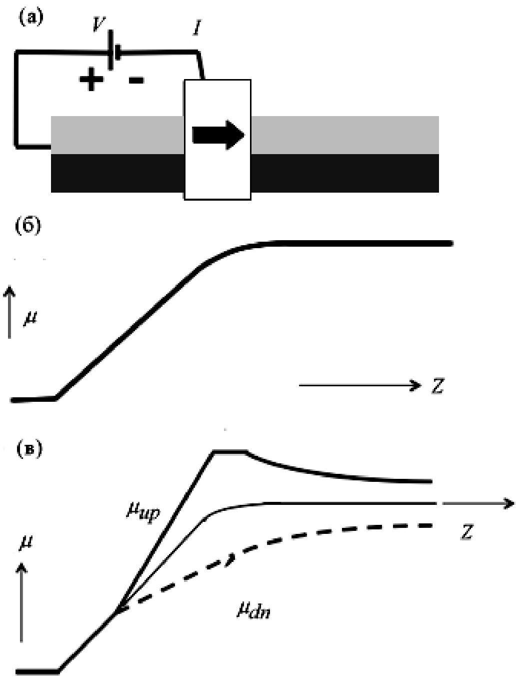

Рис. 8 – Сепарирование спиновых потенциалов μ_{up} и μ_{dn} в канале с использованием магнитного контакта (качественная картина)

Спин-флип-релаксация обращает ток I_{up} в ток I_{dn} и наоборот, так что

$$\frac{dI_{up}}{dz}=-\frac{dI_{dn}}{dz}=-K\left(\mu_{up}-\mu_{dn}\right), \quad (22)$$

где константа пропорциональности K есть мера эффективности спин-флип-релаксации, стремящейся уравнять спиновые потенциалы μ_{up} и μ_{dn}.

Комбинируя (22) и (21), имеем

$$\frac{d^2\mu_{up}}{dz^2}=\frac{\mu_{up}-\mu_{dn}}{2\lambda_{sf}^2}=-\frac{d^2\mu_{dn}}{dz^2}, \quad (23)$$

где длина

$$\lambda_{sf}=\frac{1}{2}\sqrt{\sigma A/qK} \quad (24)$$

есть характеристическое расстояние, на котором электрон меняет свой спин на противоположный. Характерные значения длины спин-флипа меняются в широких пределах от нескольких десятков нанометров до сотен микрометров в зависимости от среды и температуры.

Уравнение (23) известно как уравнение Вале-Ферта [13]. Изначально оно было получено как следствие транспортного уравнения Больцмана [14, 15] и ныне широко используется при обсуждении диффузионных задач с учетом спина электронов.

Введем понятия зарядового и спинового потенциалов

$$\mu\equiv\left(\mu_{up}+\mu_{dn}\right)/2, \quad (25)$$

$$\mu_s\equiv\mu_{up}-\mu_{dn} \quad (26)$$

и аналогично – зарядового и спинового токов

$$I=I_{up}+I_{dn}, \quad (27)$$

$$I_s=I_{up}-I_{dn}. \quad (28)$$

Зарядовые потенциалы и токи удовлетворяют обычным диффузионным уравнениям (А1.1) и (А1.10), а спиновый потенциал определяется длиной спин-флипа

$$\frac{d^2\mu_s}{dz^2}=\frac{\mu_s}{\lambda_{sf}^2}. \quad (29)$$

Можно ли измерить спиновую разность потенциалов внутри канала проводимости? Можно, и не только в пределах канала проводимости, но и за его пределами, как показано на рис. 9. Подобные измерения известны как измерения разности нелокальных спин-потенциалов и сейчас являются рутинными при исследовании спин-транспортных задач [19].

Спиновая разность потенциалов $V_S\equiv(\mu_P-\mu_{AP})/q$ измеряется при изменении намагниченности пробного электрода за пределами проводника (рис. 9) с параллельного режима P на антипараллельный AP и как будет далее показано равна

$$V_S\equiv\frac{\mu_P-\mu_{AP}}{q}=P_1P_2IR_Se^{-L/\lambda_{sf}}, \quad (30)$$

где P_1 и P_2 – поляризации инжектирующего и детектирующего ФМ контактов (рис. 9), а спиновое сопротивление

$$R_S=\lambda_{sf}/\sigma A. \quad (31)$$

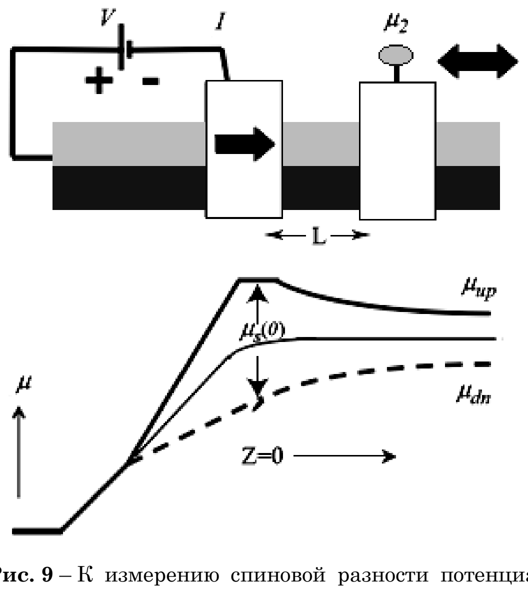

Рис. 9 – К измерению спиновой разности потенциалов за пределами проводника тока

4. РАЗНОСТЬ НЕЛОКАЛЬНЫХ СПИН-ПОТЕНЦИАЛОВ

Уравнение (30) можно получить в два шага. Сначала покажем, что спиновый потенциал инжектирующего контакта

$$\mu_s(0) = P_1 qIR_s . \tag{32}$$

Затем покажем, что разность

$$\mu_p - \mu_{AP} = P_2 \mu_s(0) e^{-L/\lambda_{sf}} , \tag{33}$$

откуда сразу получается уравнение (30).

Поведение спиновых потенциалов описывается уравнением (29), согласно которому спиновый потенциал уменьшается экспоненциально в обе стороны от инжектирующего контакта

$$\mu_s = \mu_s(0) e^{-|z|/\lambda_{sf}} , \tag{34}$$

как это показано на рис. 10.

Теперь вычислим спиновый ток в обоих направлениях от инжектирующего контакта

$$I_S = -\frac{\sigma A}{2q}\frac{d\mu_s}{dz} , \tag{35}$$

выражение для которого следует из (21) и (25) – (28). Сами токи в обоих направлениях показаны на рис. 10. Их сумма с учетом спинового сопротивления (31) дает суммарный спиновый ток

$$I_{up} - I_{dn} = \frac{\mu_s(0)}{qR_S} . \tag{36}$$

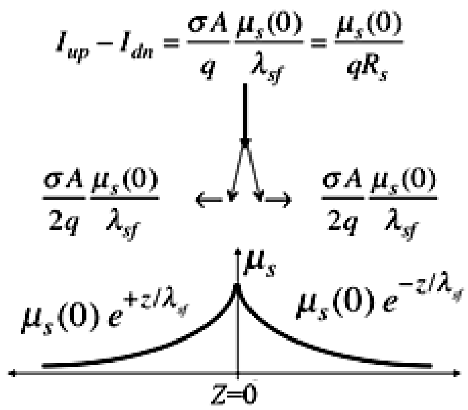

Рис. 10 – К расчету суммарного спинового тока, порождаемого инжектирующим контактом на рис. 9

Теперь рассмотрим ток от инжектирующего контакта через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn} для спинов *up* и *dn* (рис. 11). Из теории электрических цепей

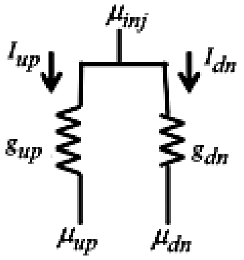

Рис. 11 – К вычислению токов от инжектирующего контакта через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn}. для спинов *up* и *dn*

имеем

$$\frac{\mu_s(0)}{q} \equiv \frac{\mu_{up} - \mu_{dn}}{q} = \frac{I_{dn}}{g_{dn}} - \frac{I_{up}}{g_{up}} , \tag{37}$$

что можно переписать в виде

$$\frac{\mu_s(0)}{q} = \frac{g_{up} + g_{dn}}{2g_{up}g_{dn}}\left(P_1 I - \left(I_{up} - I_{dn}\right)\right) \tag{38}$$

через поляризацию инжектирующего контакта

$$P_1 \equiv \frac{g_{up} - g_{dn}}{g_{up} + g_{dn}} , \tag{39}$$

а с использованием (36) имеем

$$\left(I_{up} - I_{dn}\right)R_s = \frac{g_{up} + g_{dn}}{2g_{up}g_{dn}}\left(P_1 I - \left(I_{up} - I_{dn}\right)\right) \tag{40}$$

или иначе

$$\frac{P_1 I}{I_{up} - I_{dn}} - 1 = \frac{2R_s}{\dfrac{1}{g_{up}} + \dfrac{1}{g_{dn}}} . \tag{41}$$

Спиновое сопротивление R_s (31) есть сопротивление той части канала проводимости, длина которой соответствует спин-флип-длине λ_{sf}, и оно намного меньше чем граничные сопротивления $1 / g_{up}$ и $1 / g_{dn}$ (рис. 11), которые особенно велики при использовании барьеров для усиления поляризации контакта. В этих условиях правая часть равенства (41) зануляется, так что окончательно

$$I_{up} - I_{dn} = P_1 I , \tag{42}$$

что вместе с (40) окончательно дает искомое выражение (32).

Для получения на втором шаге выражения (33) начинаем со спинового потенциала на детектирующем контакте (рис. 9)

$$\mu_s(L) = \mu_s(0) e^{-L/\lambda_{sf}} . \tag{43}$$

Для нахождения потенциала, регистрируемого детектирующим контактом, воспользуемся цепью на рис. 12, аналогичной использованной для инжектирующего контакта на рис. 11.

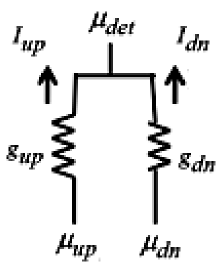

Рис. 12 – К вычислению токов на детектирующем контакте через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn} для спинов *up* и *dn*

Поскольку суммарный ток на детектирующем контакте равен нулю, то для цепи на рис. 12 при параллельной ориентации намагниченности контакта имеем

$$I = 0 = g_{up}\left(\mu_{up} - \mu_p\right) + g_{dn}\left(\mu_{dn} - \mu_p\right), \quad (44)$$

так что

$$\mu_p = \frac{g_{up}\mu_{up} + g_{dn}\mu_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}. \quad (45)$$

В случае же антипараллельной ориентации в числителе появляются перекрестные произведения

$$\mu_{AP} = \frac{g_{dn}\mu_{up} + g_{up}\mu_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}. \quad (46)$$

Итак,

$$\mu_P - \mu_{AP} = \frac{\left(g_{up} - g_{dn}\right)\left(\mu_{up} - \mu_{dn}\right)}{g_{up} + g_{dn}} = P_2\mu_s\left(L\right), \quad (47)$$

где поляризация детектирующего контакта P_2 определяется через граничные проводимости точно так же, как и поляризация инжектирующего контакта (39).

Из (47) и (43) получаем искомое уравнение (33). Это же уравнение можно получить несколько иначе.

Перепишем (44) в общем виде

$$I = 0 = g_{up}(\mu_{up} - \mu_{\det}) + g_{dn}\left(\mu_{dn} - \mu_{\det}\right) \quad (48)$$

так что

$$\mu_{\det} = \frac{g_{up}\mu_{up} + g_{dn}\mu_{dn}}{g_{up} + g_{dn}} \quad (49)$$

Используя уравнения (25) и (26), перепишем μ_{up} и μ_{dn} через μ и μ_s

$$\mu_{up} = \mu + \frac{\mu_s}{2}, \qquad \mu_{dn} = \mu - \frac{\mu_s}{2} \quad (50)$$

так что для параллельной ориентации намагниченности детектирующего контакта

$$\mu_P = \mu + \frac{P_2\mu_s}{2}, \quad (51)$$

а для антипараллельной ориентации

$$\mu_{AP} = \mu - \frac{P_2\mu_s}{2}, \quad (52)$$

где поляризация P_2 определена выше. Таким образом, мы снова пришли к уравнению (47)

$$\mu_P - \mu_{AP} = P_2\mu_s\left(L\right). \quad (53)$$

5. СПИНОВЫЙ МОМЕНТ

Спиновый вентиль и многочисленные различные устройства электроники на его основе явились наиболее значительным достижением спинтроники [11, 20-22]. Другим удивительным достижением явилось экспериментальное обнаружение транспорта спинового момента [23-25], предложенного в [26, 27] и которое заключается в том, что спиновые токи могут менять намагниченность наноконтакта [28-30].

Схема эксперимента по транспорту спинового момента показана на рис. 13. Намагниченность закрепленного левого контакта спинового вентиля фиксирована и направлена вниз. Правый наноконтакт свободен и его намагниченность может изменять свое направление. Подача отрицательного потенциала на закрепленный контакт порождает отрицательный спиновый потенциал

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn} < 0, \quad (54)$$

который вызывает перенос спинового момента на наноконтакт и, если спиновый потенциал достаточно большой, то намагниченность свободного контакта меняется с направления «вверх» на направление «вниз». Если теперь поменять полярность разности потенциалов, подаваемой на вентиль, то появление положительного потенциала на закрепленном контакте вытягивает из канала электроны со спиной «вниз» и таким образом меняет знак спинового потенциала на обратный

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn} > 0 \quad (55)$$

Опять же, если положительный спиновый потенциал достаточно большой, то он вернет намагниченность наноконтакта в исходное состояние. Этот эффект надежно экспериментально подтвержден, и представляется весьма вероятным, что он будет вскоре использоваться для записи информации на ФМ наноноситель так же, как явление магнитосопротивления сейчас широко используется для считывания информации, например, с жесткого диска.

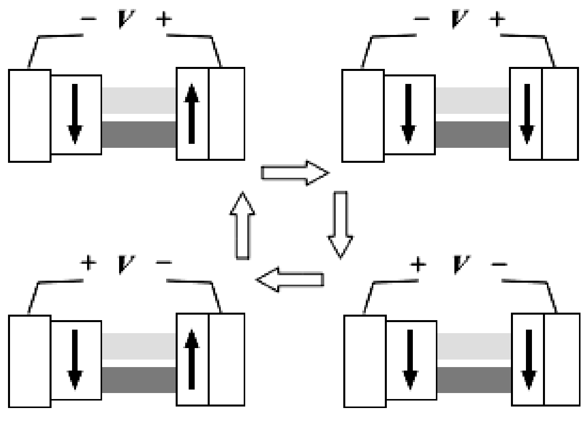

Рис. 13 – Демонстрация эксперимента по транспорту спинового момента

6. УРАВНЕНИЕ ЛАНДАУ – ЛИФШИЦА – ГИЛЬБЕРТА

Эти два экспериментальных достижения – магнитное генерирование избытка спинов одного сорта и обращение намагниченности образца за счет этого избытка фактически объединили спинтронику с магнетроникой (рис. 14) в единую область исследований, в которой намагничивание и спиновый транспорт играют равновеликие роли. Модель, описывающая динамику перемагничивания наномагнитных структур под действием спинового тока, основана на уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [31-34].

Магнитный момент электрона пропорционален магнетону Бора

$$\mu_{el} = \frac{g_s}{2}\mu_B\,, \tag{56}$$

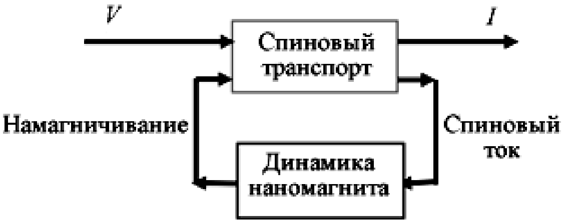

Рис. 14 – Спиновый транспорт и динамика перемагничивания наномагнитов тесно связаны

$$\mu_B \equiv \frac{q\hbar}{2m} = 9.274\cdot 10^{-24}\,\text{А}\cdot\text{м}^2, \tag{57}$$

где g-фактор g_s для спина электрона в вакууме очень близок к 2 (точнее равен 2.002329), но может существенно отличаться от 2 для электронов в твердых телах, что для нас сейчас не существенно, так что будем считать, что $g_s = 2$, а $\mu_{el} = \mu_B$. Из (57) видно, что магнитный момент в один магнетон Бора создается током в приблизительно 10 μA, циркулирующему по квадратному контуру со стороной в 1 нм.

В немагнитных телах все спины скомпенсированы. В магнитных телах величина намагниченности пропорциональна числу нескомпенсированных спинов N_s в объеме Ω

$$M_s = \mu_B \frac{N_s}{\Omega}\,, \tag{58}$$

а направление вектора намагниченности, задаваемое его единичным вектором $\hat{m}$, меняется с магнитным полем $\vec{H}$ согласно уравнению ЛЛГ

$$\begin{gathered}\left(1+\alpha^2\right)\frac{d\hat{m}}{dt} = \\ = -\gamma\mu_0\left(\hat{m}\times\vec{H}\right) - \alpha\gamma\mu_0\left(\hat{m}\times\hat{m}\times\vec{H}\right)\end{gathered} \tag{59}$$

где гиромагнитное отношение, как отношение заряда электрона к его массе,

$$\gamma \equiv \frac{q}{m} = \frac{2\mu_B}{\hbar}\,, \tag{60}$$

а магнитная постоянная $\mu_0 = 1 / (\varepsilon_0 c^2)$ связана с электрической постоянной ε_0 через скорость света c.

В уравнении ЛЛГ (59) первое слагаемое описывает динамику намагниченности [32], а второе слагаемое – диссипацию динамического процесса с параметром затухания Гильберта α [33], характерное значение которого обычно ~ 0.01.

7. ПОЧЕМУ У МАГНИТА ЕСТЬ ВЫДЕЛЕННАЯ ОСЬ?

Воспользуемся уравнением ЛЛГ для понимания фундаментального экспериментального факта о наличии у магнита выделенной оси (пусть это будет ось z). Внешнее магнитное поле H_{ext}, если оно превышает некоторое критическое значение H_K, может быть использовано для изменения намагниченности между значениями $m_z = -1$ и $m_z = +1$ (рис. 15).

С магнитным полем, направленным вдоль оси z,

$$\vec{H} = H\cdot\hat{z} \tag{61}$$

и пренебрегая $\alpha^2 << 1$, уравнение ЛЛГ упрощается до

$$\frac{d\hat{m}}{dt} = -\gamma\mu_0 H\left(\hat{m}\times\hat{z}\right) - \alpha\gamma\mu_0 H\left(\hat{m}\times\hat{m}\times\hat{z}\right). \tag{62}$$

Выполнив векторные произведения

$$\begin{gathered}\hat{m}\times\hat{z} = m_z,\ \left(\hat{m}\times\hat{z}\right)\cdot\hat{z} = 0, \\ -\hat{z}\cdot\left(\hat{m}\times\hat{m}\times\hat{z}\right) = 1 - m_z^2,\end{gathered}\ , \tag{63}$$

Получим

$$\frac{dm_z}{dt} = \left(1-m_z^2\right)\alpha\gamma\mu_0 H\,. \tag{64}$$

Равновесное состояние требует

$$\frac{dm_z}{dt} = 0\,, \tag{65}$$

так что единичный вектор намагниченности может принимать только два значения

$$m_z = -1 \text{ и } m_z = +1, \tag{66}$$

что и служит ответом на поставленный выше вопрос о наличии у магнита выделенной оси.

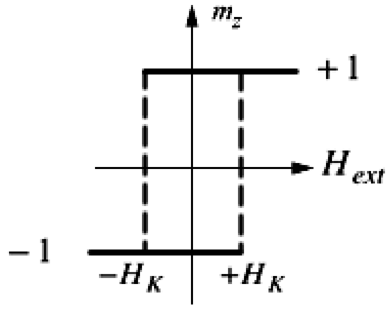

Рис. 15 – Магнит имеет выделенную ось (пусть ось z). Внешнее магнитное поле H_{ext}, если оно превышает некоторое критическое значение H_K, меняет намагниченность между значениями $m_z = -1$ и $m_z = +1$

Остается вопрос о стабильности решения уравнения (65). Пусть

$$m_z = +1 - \delta. \tag{67}$$

Тогда вместо (64) имеем

$$-\frac{d\delta}{dt} \approx \left(2\alpha\gamma\mu_0 H\right)\delta\,, \tag{68}$$

что означает невозможность отклонения m_z от $+1$ при положительном значении магнитного поля H. Аналогично, при

$$m_z = -1 + \delta \tag{69}$$

равенство

$$\frac{d\delta}{dt} \approx \left(2\alpha\gamma\mu_0 H\right)\delta \tag{70}$$

свидетельствует о невозможности отклонения m_z от -1 при отрицательном значении магнитного поля. Иначе говоря,

$$m_z = +1 \text{ устойчиво при } H > 0, \tag{71}$$

$$m_z = -1 \text{ устойчиво при } H < 0. \tag{72}$$

Теперь вернемся к рис. 15. Мы до сих пор не конкретизировали магнитное поле H. Оно включает в себя внешнее магнитное поле H_{ext} и внутреннее магнитное поле, которое каждый электрон чувствует со стороны всех остальных электронов со знаком, определяемым значением m_z,

$$H = H_{\text{ext}} + H_K m_z. \tag{73}$$

Теперь из условий устойчивости (71) и (72) следует

$$m_z = +1 \text{ устойчиво при } H_{ext} > -H_K, \tag{74}$$

$$m_z = -1 \text{ устойчиво при } H_{ext} < +H_K. \tag{75}$$

что и показано графически на рис. 15.

8. ОБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ СПИНОВЫМ ТОКОМ

Для обсуждения динамики намагничивания в уравнение ЛЛГ (59) добавим еще одно слагаемое ($\alpha^2 << 1$)

$$\frac{d\hat{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\left(\hat{m}\times\vec{H}\right) - \alpha\gamma\mu_0\left(\hat{m}\times\hat{m}\times\vec{H}\right) - \left(\hat{m}\times\hat{m}\times\frac{\vec{I}_s}{qN_s}\right), \tag{76}$$

пропорциональное спиновому току $\vec{I}_s$ в пересчете на один спин, где N_s есть число спинов, обеспечивающих намагниченность. Почему дополнительный член берется в виде двойного векторного произведения

$$\hat{m}\times\hat{m}\times\frac{\vec{I}_s}{qN_s}, \tag{77}$$

а не просто

$$\frac{\vec{I}_s}{qN_s}? \tag{78}$$

Двойное векторное произведение $\hat{m}\times\hat{m}\times\frac{\vec{I}_s}{qN_s}$ с произвольным вектором $\vec{V}$ (рис. 16) сводится к вычитанию из вектора $\vec{V}$ компоненты этого вектора вдоль единичного вектора $\hat{m}$

$$-\hat{m}\times\hat{m}\times\vec{V} = \vec{V} - \left(\hat{m}\cdot\vec{V}\right)\hat{m}. \tag{79}$$

Поэтому член $\hat{m}\times\hat{m}\times\frac{\vec{I}_s}{qN_s}$ равен компоненте

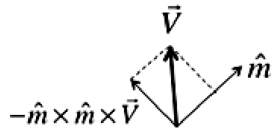

Рис. 16 – К вычислению двойного векторного произведения

вектора спинового тока $\vec{I}_s/qN_s$, перпендикулярной намагниченности, величина же намагниченности не изменяется, обращается только ее направление. Это гарантируется тем, что вся правая часть уравнения ЛЛГ должна быть перпендикулярна намагниченности. Есть еще один дополнительный член в правой части уравнения ЛЛГ, также перпендикулярный намагниченности

$$\alpha\hat{m}\times\frac{\vec{I}_s}{qN_s}, \tag{80}$$

но мы им пренебрегли, поскольку параметр затухания Гильберта α обычно очень мал.

Проектируя уравнение ЛЛГ (76) на выделенную ось, получим

$$\frac{dm_z}{dt} = \left(1 - m_z^2\right)\left(\alpha\gamma\mu_0 H_K m_z + \frac{I_s}{qN_s}\right). \tag{81}$$

Как и в случае с уравнением (64), критическое значение спинового тока, необходимое для обращения намагниченности дается уравнением

$$\left(I_s/qN_s\right)_{crit} = \alpha\gamma\mu_0 H_K, \tag{82}$$

а с использованием (58) для критического значения спинового тока имеем

$$\left(I_s\right)_{crit} = \frac{4q\alpha}{\hbar}\left(\frac{1}{2}\mu_0 H_K M_s \Omega\right). \tag{83}$$

Величина в круглых скобках для критического тока есть энергия барьера, разделяющего два состояния магнита. Для устойчивого состояния магнита с той или иной намагниченностью (вверх или вниз) барьер должен бать не меньше нескольких десятков kT. В противном случае намагниченность магнита будет обращаться циклически практически бесконечно долго. При барьере ~ 40 kT и $\alpha = 0.01$ уравнение (83) для критического значения спинового тока дает ~ 10 μA. Экспериментально наблюдались токи ~ 50-100 μA.

Наглядные апплеты по динамике намагничивания с переносом спинового момента выставлены на сайте [35].

9. ПОЛЯРИЗАТОРЫ И АНАЛИЗАТОРЫ СПИНОВОГО ТОКА

Пусть регистрирующий ФМ контакт 2 расположен под углом по отношению к инжектирующему контакту (рис. 17). Какая разность потенциалов будет измерена? Ответ представляется довольно простым:

$$\mu_2 = \mu + \frac{\vec{P}_2 \cdot \vec{\mu}_s}{2}, \qquad (84)$$

где вектор поляризации совпадает с направлением регистрирующего контакта, а вектор спинового потенциала совпадает с направлением спиновой поляризации канала проводимости, которое по договоренности есть направление намагниченности инжектирующего контакта. Ранее мы уже рассматривали два частных случая взаимной ориентации намагниченности контактов: параллельно P и антипараллельно AP (53). Как интерпретировать более общий результат (84)?

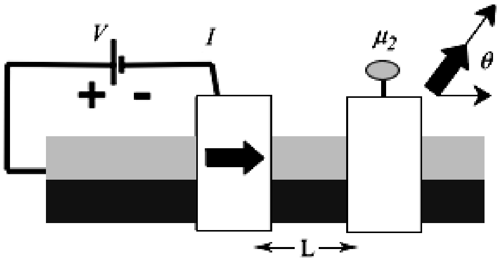

Рис. 17 – Регистрирующий контакт 2 в роли анализатора спинового тока

Проведем аналогию с поляризацией потока фотонов. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, пропорциональна квадрату косинуса угла между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора $I / I_0 = \cos^2\theta$ (закон Малюса). Интенсивность прошедшего света максимальна при совпадении плоскостей пропускання поляризатора и анализатора ($\theta = 0^o$) и минимальна, когда плоскости перпендикулярны ($\theta = 90^o$). Иная ситуация с потоком электронов.

Пусть все электроны в потоке имеют спин «вверх». Тогда по определению (25) и (26)

$$\mu_s = \mu_{up} = 2\mu, \qquad (85)$$

если же повернуть намагниченность на регистрирующем контакте на угол θ, измеряемая разность потенциалов, как следует из (84), изменится на

$$\frac{\mu_2}{\mu} = 1 + P_2 \cos\theta. \qquad (86)$$

Как и в случае потока фотонов, разность потенциалов максимальна, когда регистрирующий и инжектирующий контакты параллельны ($\theta = 0$). Если же в случае потока фотонов интенсивность прошедшего через анализатор света минимальна при $\theta = 90^o$, то в случае потока электронов минимум разности потенциалов достигается при антипараллельной ($\theta = 180^o$) ориентации намагниченности контактов (рис. 18).

В предположении идеального регистрирующего контакта ($P_2 = 1$) из (86) следует

$$\frac{\mu_2}{\mu} = 1 + \cos\theta = 2\cos^2\frac{\theta}{2}, \qquad (87)$$

так что если анализатор фотонов пропускает через себя количество фотонов, пропорциональное $\cos^2\theta$, то спиновый анализатор электронов пропускает через

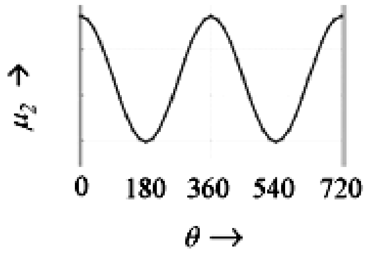

Рис. 18 – Колебания нелокального спинового потенциала в зависимости от угла между инжектирующим и регистрирующим ФМ контактами

себя количество электронов, пропорциональное $\cos^2(\theta/2)$. Есть надежда, что уже в недалеком будущем спиновый анализатор электронов будет ключевым измерительным устройством в спиновом квантовом компьютере так же, как закон Малюса уже сейчас используется в фотонных квантовых компьютерах.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. УРАВНЕНИЕ ДИФФУЗИИ ДЛЯ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА

Звучит противоречиво как и термин «упругий резистор» [1]. Разве диффузионное уравнение не должно было бы описывать диффузионный транспорт? Можно ли использовать уравнение диффузии для баллистического транспорта? С позиций концепции «снизу – вверх» оба режима переноса – диффузионный и баллистический – существенно близки.

Уравнение диффузии связывает электрический ток с градиентом электрохимического потенциала $\mu(z)$

$$\frac{I}{A} = -\frac{\sigma}{q}\frac{d\mu}{dz}, \qquad (A1.1)$$

где удельная проводимость σ дается уравнениями (65) и (68) из [1]. Это уравнение можно получить рассматривая проводник как последовательность упругих резисторов (рис. A1.1). Используя ур-е (32) из [1], для тока $I(z)$ в отдельной секции проводника можно написать

$$I(z) = \frac{1}{q}\int_{-\infty}^{+\infty} dEG(E)\big(f(z,E) - f(z+\Delta z,E)\big). \qquad (A1.2)$$

Из уравнений (42) и (50) работы [1] для проводимости в диффузионном режиме имеем

$$G = \frac{\sigma}{L+\lambda}\{1, W, A\}, \qquad (A1.3)$$

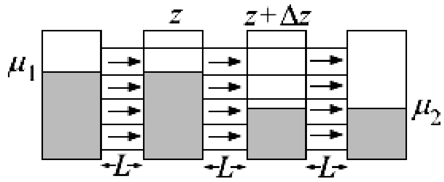

Рис. A1.1 – Условное разбиение реального макропроводника на последовательность упругих резисторов [1] откуда следует, что

$$\frac{1}{G(E)} = \rho\frac{\Delta z + \lambda}{A}, \qquad (A1.4)$$

однако, при этом нужно отметить, что сопротивление (А1.4) включает в себя граничные сопротивления, которые на самом деле не существуют, разве что на физически реальных концах проводника. Опуская их, для проводимости имеем

$$G(E) = \frac{\sigma A}{\Delta z}, \qquad (A1.5)$$

Комбинируя (А1.5) с уже привычным линейным разложением для малой разности электрохимических потенциалов

$$\begin{aligned} &f(z,E) - f(z+\Delta z, E) = \\ &= \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\left(\mu(z) - \mu(z+\Delta z)\right) \end{aligned}, \qquad (A1.6)$$

которое следует из уравнения (20) работы [1], и определяя удельную проводимость σ как термически среднее $\bar{\sigma}$ от $\sigma(E)$, получим

$$I(z) = \frac{1}{q}\frac{\sigma A}{\Delta z}\left(\mu(z) - \mu(z+\Delta z)\right). \qquad (A1.7)$$

Обратим внимание на то, что удельные проводимости (65) и (68) работы [1], как и проводимости выше в уравнениях (А1.5) и (А1.7), зависят от энергии. Они должны быть усреднены в промежутке нескольких kT, включая $E = \mu_0$, с использованием функции термического уширения

$$\bar{\sigma} = \int_{-\infty}^{+\infty} dE\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\sigma(E). \qquad (A1.8)$$

Именно такая термически усредненная проводимость $\bar{\sigma}$ должна сравниваться с удельной проводимостью в классических формулах теории Друде (формулы (69) и (71) работы [1]). В вырожденных проводниках усредненная проводимость $\bar{\sigma}$ приблизительно равна проводимости при $E = \mu_0$:

$$\bar{\sigma} \approx \sigma. \quad (E = \mu_0) \qquad (A1.9)$$

Вернемся к уравнению (А1.7). Устремляя $\Delta z \to 0$, получим искомое уравнение диффузии (А1.1).

Уравнение диффузии обычно идет в паре с уравнением непрерывности. В одномерных проводниках, как на рис. А1.2 далее, в условиях равновесия ток постоянен на всем протяжении проводника

$$\frac{dI}{dz} = 0. \qquad (A1.10)$$

Решение системы уравнений (А1.1) и (А1.10) ищется при граничных условиях

$$\begin{aligned} \mu(z=0) &= \mu_1, \\ \mu(z=L) &= \mu_2. \end{aligned} \qquad (A1.11)$$

Линейное решение, графически показанное на рис. А1.2, удовлетворяет систему уравнений (А1.1) и (А1.10) с граничными условиями (А1.11), поскольку линейная

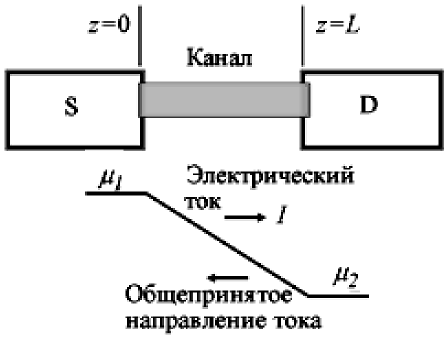

Рис. А1.2 – К решению системы уравнений (А1.1) и (А1.10) с граничными условиями (А1.11). Как и в [1], всегда используется направление тока S → D в отличие от общепринятого направления

зависимость $\mu(z)$ имеет постоянный наклон

$$\frac{d\mu}{dz} = -\frac{\mu_1 - \mu_2}{L}, \qquad (A1.12)$$

так что из уравнения (А1.1) имеем постоянный ток с $dI/dz = 0$

$$I = \frac{\sigma A}{q}\frac{\mu_1 - \mu_2}{L}. \qquad (A1.13)$$

Разность электрохимических потенциалов $\mu_1 - \mu_2 = qV$. Имеем стандартный закон Ома

$$I = \frac{\sigma A}{L}V, \qquad (A1.14)$$

а не закон Ома, модифицированный для учета также баллистического транспорта [1],

$$I = \frac{\sigma A}{L+\lambda}V. \qquad (A1.15)$$

Можно ли получить модифицированный закон Ома (А1.15) из уравнений диффузии и непрерывности (А1.1) и (А1.10)? На первый взгляд нет, поскольку традиционная проводимость и коэффициент диффузии не имеют смысла для баллистического транспорта. И все же можно пользоваться уравнениями (А1.1) и (А1.10) для баллистического транспорта, если модифицировать граничные условия (А1.11) путем учета в них граничного сопротивления

$$\begin{aligned} \mu(z=0) &= \mu_1 - \frac{qIR_B}{2} \\ \mu(z=L) &= \mu_2 - \frac{qIR_B}{2} \end{aligned}, \qquad (A1.16)$$

где R_B есть обратное значение баллистической проводимости G_B (формулы (50) и (66) работы [1])

$$R_B = \frac{\lambda}{\sigma A} = \frac{h}{q^2 M}. \qquad (A1.17)$$

Новые граничные условия (A1.16) можно реализовать в виде граничных сопротивлений RB/2, что ведет к скачкам химпотенциалов, как показано на рис. A1.3.

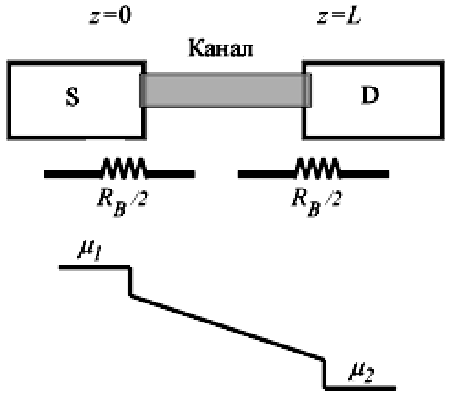

Рис. A1.3 – Уравнения A1.1 и A1.10 можно использовать не только для описания диффузионного транспорта, но и для баллистического транспорта, если граничные условия (A1.11) модифицировать путем введения граничных сопротивлений $R_B/2$

Теперь легко убедиться, что новые граничные условия (A1.16) в применении к однородному проводнику ведут к модифицированному закону Ома (A1.15). Поскольку $\mu(z)$ меняется линейно от $z = 0$ к $z = L$, ток по уравнению (A1.1)

$$I = \frac{\sigma A}{q}\frac{\mu(0)-\mu(L)}{L} \qquad \text{(A1.18)}$$

Используя новые граничные условия (A1.16), имеем

$$I = \frac{\sigma A}{q}\left(\frac{\mu_1-\mu_2}{L} - \frac{qIR_B}{L}\right). \qquad \text{(A1.19)}$$

Поскольку

$$\sigma A R_B = \lambda\,, \qquad \text{(A1.20)}$$

то

$$I\left(1+\frac{\lambda}{L}\right) = \frac{\sigma A}{q}\left(\frac{\mu_1-\mu_2}{L}\right). \qquad \text{(A1.21)}$$

Учитывая, что $\mu_1 - \mu_2 = qV$, окончательно получаем модифицированный закон Ома (A1.15).

Можно ли обосновать новые граничные условия (A1.16)? Да, поскольку они следуют из модифицированного закона Ома (A1.15), если предположить, что дополнительное сопротивление $\sigma A / \lambda$ (A1.20) делится поровну между двумя границами проводника.

Лучшее обоснование можно достичь, если ввести два различных электрохимических потенциала $\mu+$ и $\mu-$, соответствующих движению электронов вдоль осей $+z$ и $-z$, соответственно. Ранее [1] предполагалось, что оба контакта настолько массивны, что всегда находятся вблизи равновесия и описываются фермиевскими функциями (16) и (17) работы [1] с хорошо определенными электрохимическими потенциалами. Сейчас же мы говорим о $\mu(z)$ в канале, не находящемся в равновесии, когда электронные состояния, переносящие электроны, заселены различно для электронов, движущихся вдоль направлений $+z$ и $-z$, в противном же случае тока не будет. Это различие в заселенности находит свое отражение в различии $\mu+$ и $\mu-$, и мы позже покажем, что ток пропорционален этой разности

$$I = \frac{q}{h}M\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right), \qquad \text{(A1.22)}$$

что можно переписать используя (66) из [1] в виде

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{qR_B}\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right) = \\ &= \frac{\sigma A}{q\lambda}\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right) \end{aligned} \qquad \text{(A1.23)}$$

Корректные граничные условия для μ^+ и μ^- следующие:

$$\begin{aligned} \mu^+(z=0) &= \mu_1, \\ \mu^-(z=L) &= \mu_2 \end{aligned}, \qquad \text{(A1.24)}$$

которые можно понять из следующих соображений (рис. A1.4). Электроны, генерируемые на границе $z = 0$ в направлении + z, подчиняются фермиевскому распределению с потенциалом μ_1. Аналогично, электроны, генерируемые на границе $z = L$ в направлении $-z$, подчиняются фермиевскому распределению μ_2 на правом контакте.

Ток связан с потенциалами μ^+ и μ^- уравнениями

$$I = -\frac{\sigma A}{q}\frac{d\mu^+}{dz} = -\frac{\sigma A}{q}\frac{d\mu^-}{dz}\,, \qquad \text{(A1.25)}$$

которые эквивалентны уравнению диффузии (A1.1), примененному к усредненному потенциалу

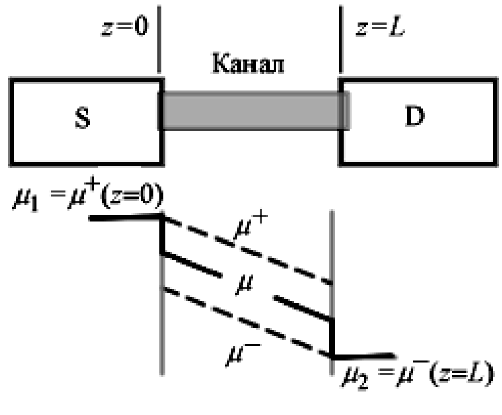

Рис. A1.4 – Профиль электрохимических потенциалов μ^+ и μ^- в канале проводимости

$$\mu(z) = \frac{\mu^+(z)+\mu^-(z)}{2}\,. \qquad \text{(A1.26)}$$

Уравнения (A1.25) решаются с граничными условиями (A1.24) и дают графики для μ^+ и μ^-, показанные на рис. A1.4, и их среднее значение действительно выглядит как на рис. A1.3 с соответствующими скачками потенциала на концах.

И все же, нет нужды отказываться от традиционного уравнения диффузии (A1.1) в пользу нового уравнения (A1.25). Те же результаты можно просто получить модифицируя граничные условия для $\mu(z)$ с использованием уравнений (A1.22)-(A1.25) следующим образом для левого конца проводника

$$\mu(z=0)=\left(\frac{\mu^{+}+\mu^{-}}{2}\right)_{z=0}= \\ =\left(\mu^{+}-\frac{\mu^{+}-\mu^{-}}{2}\right)_{z=0}=\mu_1-\left(qIR_B/2\right) \qquad (A1.27)$$

и для правого конца

$$\mu(z=L)=\left(\mu^{-}+\frac{\mu^{+}-\mu^{-}}{2}\right)_{z=L}=\mu_2+\frac{qIR_B}{2}. \qquad (A1.28)$$

Это в точности те же самые граничные условия для стандартного уравнения диффузии, что и выписанные раньше (A1.16).

Электрохимические потенциалы вдали от равновесия

Как уже упоминалось выше в отношении электрохимических потенциалов внутри контактов, оба контакта настолько массивны, что всегда находятся вблизи равновесия и описываются фермиевскими функциями (16) и (17) работы [1] с хорошо определенными электрохимическими потенциалами. Канал проводимости, однако, не находится в равновесии, так что распределение электронов по доступным состояниям может и не описываться фермиевскими функциями.

В общем случае нужно решать транспортное уравнение Больцмана [14, 15], а в квантовом случае использовать формализм неравновесных функций Грина [16-18] для получения соответствующих функций распределения $f(z, E)$. Можно ли представить эти распределения с использованием электрохимических потенциалов $\mu^{+}(z)$ и $\mu^{-}(z)$?

В канале с идеальной баллистической проводимостью использование $\mu^{+}(z)$ и $\mu^{-}(z)$ является строгим решением, а не приближенным. Все электроны, движущиеся от истока S в направлении $+z$ (рис. A1.5), подчиняются фермиевскому распределению на этом контакте с $\mu^{+}=\mu_1$

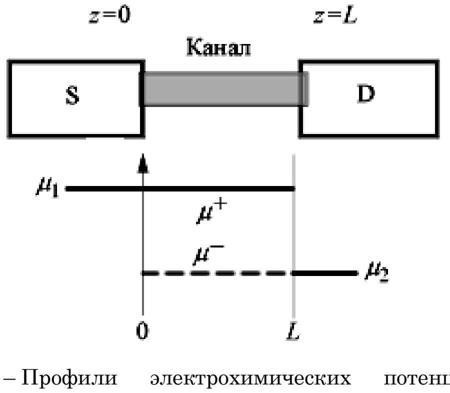

Рис. A1.5 – Профили электрохимических потенциалов $\mu^{+}(z)$ и $\mu^{-}(z)$ в канале с идеальной баллистической проводимостью

$$f^{+}(z;E)=f_1(E)\equiv\frac{1}{\exp\left(\dfrac{E-\mu_1}{kT}\right)+1}, \qquad (A1.29)$$

а все электроны стока D, движущиеся в направлении $-z$, подчиняются распределению на стоке с $\mu^{-}=\mu_2$

$$f^{-}(z;E)=f_2(E)\equiv\frac{1}{\exp\left(\dfrac{E-\mu_2}{kT}\right)+1}. \qquad (A1.30)$$

В дополнение к сказанному заметим, что связанные со стоком D моды, берущие свое начало на истоке S, заполнены только электронами, идущими из истока, так что эти моды остаются в равновесии с истоком с функцией распределения $f_1(E)$. Аналогично, связанные с истоком моды и берущие свое начало на стоке находятся в равновесии со стоком с функцией распределения $f_2(E)$.

Пусть при некоторой энергии $f_1(E)=1$ и $f_2(E)=0$, так что множество электронов на истоке S готовы к транспорту на сток D, но ни один электрон на стоке D не готов к транспорту на исток S (рис. A1.6). Можно ожидать, что связанные со стоком моды, берущие свое начало на истоке, будут вплотную заполнены электронами (трафик «бампер-к-бамперу» на скоростном шоссе), тогда как связанные с истоком моды и берущие свое начало на стоке будут пустыми (трафик в обратном направлении отсутствует).

Конечно, такая идеализированная модель баллистического канала предполагает, что в процессе транспорта электроны не возвращаются назад ни по ходу своей траектории, ни в ее конце. Именно это имеется в виду под баллистическим каналом с хорошими контактами, когда в канале есть достаточное число мод чтобы электроны легко покинули исток с практически нулевой вероятностью вернуться назад. Если же имеют место плохие контакты или транспорт в канале проводимости носит диффузионный характер, ожидать решение с функциями распределения (A1.29) и (A1.30) не приходится. Выше при обсуждении спиновых вентилей было показано к каким последствиям ведут плохие контакты. Сейчас же мы сосредоточимся на диффузионных каналах с хорошими контактами.

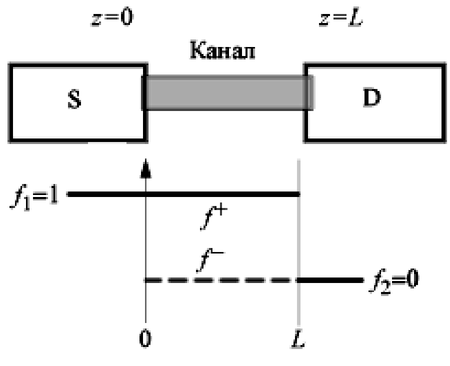

Рис. A1.6 – Профили заселенности f^{+} и f^{-} в канале с идеальной баллистической проводимостью

Функции распределения (A1.29) и (A1.30) представляются нам достаточно хорошими для диффузионного канала. Предполагается, что распределения подобны фермиевским, но учитывают пространственную зависимость электрохимических потенциалов

$$f^-(z;E)=\frac{1}{\exp\left(\dfrac{E-\mu^-(z)}{kT}\right)+1}$$
$$f^-(z;E)=\frac{1}{\exp\left(\dfrac{E-\mu^-(z)}{kT}\right)+1}. \qquad (A1.31)$$

Полноты ради заметим, что электрохимические потенциалы в общем случае зависят от энергии и в принципе нужно писать $\mu^+(z, E)$ и $\mu^-(z, E)$. В упругих резисторах энергии мод не зависимы и могут иметь свою характерную пространственную зависимость, если длина свободного пробега от энергии не зависит. Выше в (A1.31), упрощения ради, этим обстоятельством пренебрегается.

Токи в режиме неравновесных потенциалов

Обычно рассматривается суммарный ток, который представляет собой разность токов, берущих свое начало на истоке и на стоке,

$$I(z)=I^+(z)-I^-(z). \qquad (A1.32)$$

Ток I^+ равен заряду, переносимому направо за единицу времени. За временной интервал Δt заряд находится на длине $v_z\cdot\Delta t$, так что

$$I^+(z)=q\cdot\begin{pmatrix}\text{число электронов}\\ \text{на единице длины}\end{pmatrix}\cdot v_z \qquad (A1.33)$$

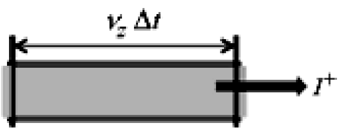

Рис. A1.7 – К подсчету тока, берущему свое начало на истоке

Число электронов на единице длины равно половине плотности состояний на единице длины $D(E)\,/\,2L$, умноженной на долю f^+ занятых состояний, так что

$$I^+(z;E)=q\frac{D(E)}{2L}\bar{u}(E)f^+(z;E), \qquad (A1.34)$$

где $\bar{u}$ есть среднее значение скорости v_z согласно уравнениям (51)-(52) работы [1], а произведение $D(E)\,/\,2L$ на скорость есть $M(E)\,/\,h$ согласно (67) там же, так что

$$I^+(z;E)=\frac{qM(E)}{h}f^+(z;E) \qquad (A1.35)$$

и аналогично

$$I^-(z;E)=\frac{qM(E)}{h}f^-(z;E). \qquad (A1.36)$$

В итоге суммарный ток (A1.32)

$$I(z)=\int_{-\infty}^{+\infty}dE\left(I^+(z;E)-I^-(z;E)\right)=$$
$$=\frac{q}{h}\int_{-\infty}^{+\infty}dE\left(f^+(z;E)-f^-(z;E)\right)M(E). \qquad (A1.37)$$

Для перехода от функций распределения f^+ и f^- к электрохимическим потенциалам μ^+ и μ^- воспользуемся приближением линейного отклика (21) работы [1]

$$f^+(z;E)-f^-(z;E)=$$
$$=\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right), \qquad (A1.38)$$

так что из (A1.37) получим искомое уравнение (A1.22)

$$I(z)=\frac{q}{h}\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right)\int_{-\infty}^{+\infty}dE\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)M(E) \qquad (A1.39)$$

имея в виду, что стоящий справа интеграл есть термически усредненное число мод M.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. СОПРОТИВЛЕНИЕ R_{INT} НА ГРАНИЦЕ КОНТАКТА ДВУХ ПРОВОДНИКОВ С РАЗНЫМ ЧИСЛОМ МОД

Рассмотрим границу раздела между двумя проводниками с разным числом мод проводимости $M_1 > M_2$, граничащих с двумя массивными контактами на обоих концах, число мод в которых эффективно бесконечно велико (рис. A2.1).

Рассмотрим электрохимические потенциалы $\mu+$ и $\mu-$, соответствующие движению электронов направо и налево, соответственно. Как показано в Приложении 1, граничные условия имеют вид

$$\mu^+(L)=\mu_1 \quad \text{и} \quad \mu^-(R)=\mu_2\,. \qquad (A2.1)$$

Ток направо и налево одинаков и равен (Приложение 1)

$$I=\frac{q}{h}M_1\left(\mu^+-\mu^-\right)_L=\frac{q}{h}M_2\left(\mu^+-\mu^-\right)_R. \qquad (A2.2)$$

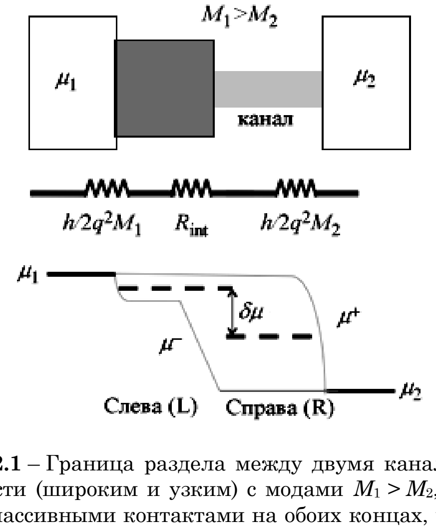

Рис. A2.1 – Граница раздела между двумя каналами проводимости (широким и узким) с модами $M_1 > M_2$, граничащих с массивными контактами на обоих концах, число мод в которых эффективно бесконечно велико

Электроны движутся свободно через границу раздела так, что движущиеся направо потоки в узком канале находятся в равновесии с движущимися направо потоками в широком канале

$$\mu^+(R) = \mu_1 . \qquad (A2.3)$$

Движущиеся налево потоки в широком канале не могут быть адекватно заполнены узким каналом и соответствующий потенциал *a priori* не известен. Для его определения из (A2.2) имеем

$$\mu^+(L) - \mu^-(L) = \frac{M_2}{M_1}\left(\mu^+(R) - \mu^-(R)\right). \qquad (A2.4)$$

Подставляя далее (A2.1) и (A2.3), получим

$$\mu^-(L) = \mu_1 - \frac{M_2}{M_1}(\mu_1 - \mu_2). \qquad (A2.5)$$

Для вычисления граничного сопротивления R_{int} нужно вычислить скачок потенциала на границе контакта двух проводников

$$\delta\mu = \left(\frac{\mu^+ + \mu^-}{2}\right)_L - \left(\frac{\mu^+ + \mu^-}{2}\right)_R . \qquad (A2.6)$$

Используя (A2.1), (A2.3) и (A2.5), имеем

$$\delta\mu = \left(1 - \frac{M_2}{M_1}\right)(\mu_1 - \mu_2), \qquad (A2.7)$$

$$I = \frac{q}{h} M_2 (\mu_1 - \mu_2), \qquad (A2.8)$$

и окончательно получаем искомую формулу для граничного сопротивления

$$R_{\text{int}} \equiv \frac{\delta\mu / q}{I} = \frac{h}{2q^2}\left(\frac{1}{M_2} - \frac{1}{M_1}\right). \qquad (A2.9)$$

Настоящая работа явилась результатом посещения Ю.Кругляком курсов лекций «Fundamentals of Nanoelectronics, Part I: Basic Concepts» и «Fundamentals of Nanoelectronics, Part II: Quantum Models», прочитанных он-лайн в январе – апреле 2012 года проф. С.Датта (Supriyo Datta) в рамках инициативы Purdue University/nanoHUB-U [www.nanohub.org/u].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность проф. Supriya Datta за проявленный интерес к работе и поддержку её публикации.

Спінтроніка в концепції «знизу-вгору»

Ю.О. Кругляк[1], П.О. Кондратенко[2], Ю.М. Лопаткін[3]

[1] *Одеський державний екологічний університет, вул. Львівська, 15, 65016 Одеса, Україна*
[2] *Національний авіаційний університет, пр. Космонавта Комарова, 1, 03058 Київ, Україна*
[3] *Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, 40007 Суми, Україна*

В рамках концепції «знизу-вгору» наноелектроніки розглядаються такі ключові питання спінтроніки як спіновий вентиль, граничний опір при незбіганні мод провідності, спінові потенціали і різниця нелокальних спін-потенціалів, спіновий момент та його транспорт, рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта, на його основі дається відповідь на питання чому у магніта є виділена вісь, обговорюються обертання намагніченості спіновим струмом, поляризатори та аналізатори спінового струму, також розглядаються рівняння дифузії для балістичного транспорту та струми в режимі нерівноважних потенціалів.

Ключові слова: Нанофізика, Наноелектроніка, Молекулярна електроніка, Знизу-вгору, Спінтроніка, Спіновий вентиль, Спіновий транспорт, Спіновий струм, Балістичний транспорт.

Spintronics in the «Bottom-up» Approach

Yu.A. Kruglyak[1], P.A. Kondratenko[2], Yu.M. Lopatkin[3]

[1] *Odessa State Environmental University 15, Lviv Str., 65016 Odessa, Ukraine*
[2] *National Aviation University, 1, Komarov Ave., 03058 Kyiv, Ukraine*
[3] *Sumy State University, 2, Rimsky-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine*

Basic topics of spintronics such as spin valve, interface resistance due to the mismatch of conduction modes, spin potentials, non-local spin voltage, spin moment and its transport, Landau-Lifshitz-Gilbert equation, and explanation on its basis why a magnet has an “easy axis”, nanomagnet dynamics by spin current, polarizers and analyzers of spin current, diffusion equation for ballistic transport and current in terms of non-equilibrium potentials are discussed in the frame of the “bottom-up” approach of modern nanoelectronics.

Keywords: Nanophysics, Nanoelectronics, Molecular electronics, Bottom-up, Spintronics, Spin valve, Spin transport, Spin current, Ballistic transport.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu.A. Kruglyak, P.A. Kondratenko, Yu.M. Lopatkin, *J. Nano- Electron. Phys.* **5** No1, 01023 (2013).
2. Yu.A. Kruglyak, P.A. Kondratenko, Yu.M. Lopatkin, *J. Nano- Electron. Phys.* **6** No1, 01013 (2014).
3. Datta Supriyo, *Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport (*Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Co.: 2012).
4. M.I. Dyakonov, V.I. Perel, *Phys. Lett.* A **35**, 459 (1971).
5. M. Julliere, *Phys. Lett.* A **54** No 3, 225 (1975).
6. А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус, *Физика и техника полупроводников* № 10, 1177 (1976).
7. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61** No 21, 2472 (1988).
8. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
1. N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **153**, 699 (1936).
9. N.F. Mott, *Adv. Phys.* **13**, 325 (1964).
10. А.М. Погорілий, С.М. Рябченко, О.І. Товстолиткін, *Укр. фіз. журн. Огляди.* **6** № 1, 37 (2010).
11. G. Schmidt, *J.Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R107 (2005).
12. T. Valet, A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
13. F.W. Sears, G.L. Salinger, *Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics* (Boston: Addison-Wesley: 1975).
14. R. Kubo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957).
15. P.C. Martin, J. Schwinger, *Phys. Rev.* **115** No 6, 1342 (1959).
16. L.P. Kadanoff, G. Baym, *Quantum Statistical Mechanics* (New York: W.A.Benjamin: 1962).
17. L.V. Keldysh, *ЖЭТФ* **47**, 1515 (1964). (*Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys.* **20**, 1018 (1965)).
18. S. Takahashi, S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **67**, 052409 (2003).
19. О.В. Третяк, В.А. Львов, О.В. Барабанов, *Фізичні основи спінової електроніки* (Київ: Вид-во Київського університету: 2002).
20. Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский, *Основы спинтроники* (Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевскогою: 2009).
21. С.С. Аплеснин, *Основы спинтроники* (Санкт-Петербург: Изд-во ЛАНЬ: 2010).
22. M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
23. E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, R.A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
24. J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, D.C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
25. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54** No 13, 9353 (1996).
26. J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
27. Y.B. Bazaliy, B.A. Jones, S.-C. Zhang, *Phys. Rev. B* **57**, R3213 (1998).
28. J.Z. Sun, *Phys. Rev. B* **62**, 570 (2000).
29. D.C. Ralph, M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
30. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
31. Л.Д. Ландау, *Собрание трудов в 2 т. Под ред. Е.М. Лифшица– Т. 1. – С. 97* (М.: Наука: 1969).
32. T. Gilbert, *IEEE T. Magn.* **40** No 6, 3443 (2004).
33. А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский, *УФН* **178** 436 (2008).
34. Tim. Mewes, *Magnetization dynamics including spin-torque et al* // www.bama.ua.edu/~tmewes/.