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

Ю.А.Кругляк, *д.х.н.*
Одесский государственный экологический университет

НАЧАЛА СПИНТРОНИКИ В КОНЦЕПЦИИ «СНИЗУ – ВВЕРХ»

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 потенциал, спиновый момент, спиновый транспорт, спиновый ток, намагниченность, поляризатор, анализатор, уравнение диффузии, баллистический транспорт.*

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 природно 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*)

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

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}.

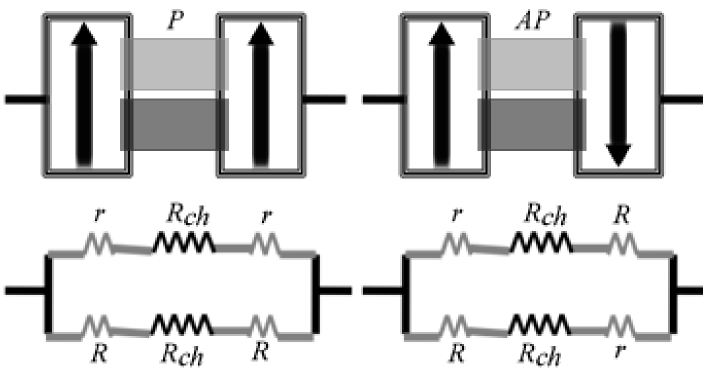

Рис. 1 – Параллельная и антипараллельная ориентации намагниченности контактов спинового вентиля и соответствующие эквивалентные схемы сопротивления для мажоритарных (слева) и миноритарных (справа) носителей заряда. Канал транспорта электронов условно разбит на две спиновых подзоны – для электронов со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

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

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

а для антипараллельной ориентации

$$R_{AP} = \frac{r + R + R_{ch}}{2}. \tag{3}$$

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

$$R_P = \frac{2rR}{r + R} \tag{4}$$

и

$$R_{AP} = \frac{r + R}{2}, \tag{5}$$

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

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

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

если $R_{ch} = 0$.

Поляризация ФМ контакта определяется как

$$P \equiv \frac{R - r}{R + r} \tag{7}$$

и является мерой его эффективности, так что магнитосопротивление

$$MR = \frac{P^2}{1 - P^2}, \tag{8}$$

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.

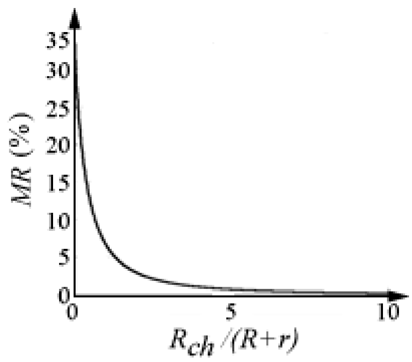

Рис. 2 – Падение МС с ростом нормированного сопротивления канала при поляризации $P = 0.5$.

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

$$R_{AP} = \frac{KrR}{2}, \tag{10}$$

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).

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?

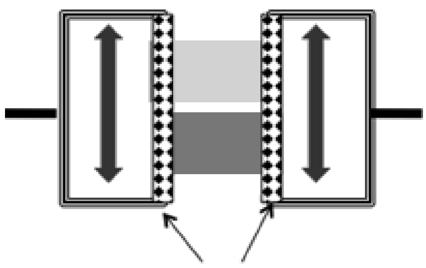

Рис. 3 – Дополнительные барьерные слои с целью увеличить граничные сопротивления при инжекции спинов в полупроводниковый канал проводимости.

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 ($L << \lambda$). 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?

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 $M_1 >> M_2$, то

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

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

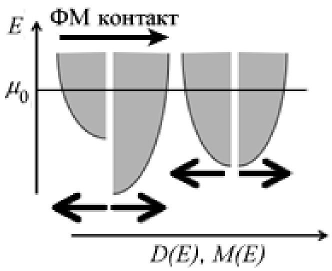

Рис. 4 – Спиновые подзоны в обычном канале проводимости (справа) и в спиновом вентиле (слева).

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

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

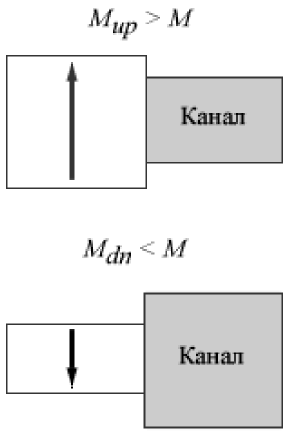

Рис. 5 – Металлический спейсер между двумя ФМ контактами.

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

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

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

$$M_{up} > M_{dn} >> M, \tag{17}$$

так что

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

и поляризация P нулевая.

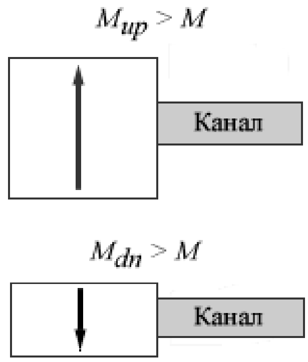

Рис. 6 – Полупроводящий спейсер между двумя ФМ контактами.

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.

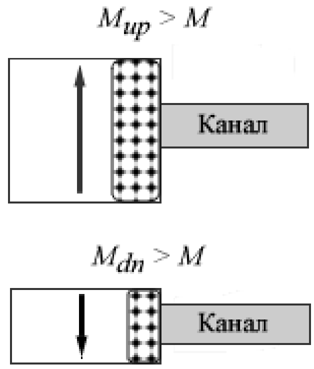

Рис. 7 – Барьеры на границе ФМ контактов и канала проводимости.

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).

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 $\mu(z)$ 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.

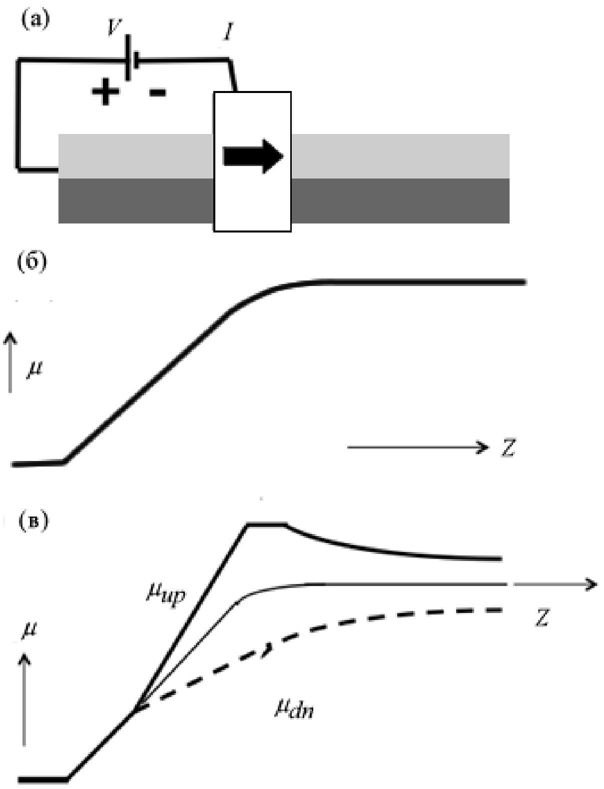

Рис. 8 – Сепарирование спиновых потенциалов μ_{up} и μ_{dn} в канале с использованием магнитного контакта (качественная картина).

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*

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

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

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

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

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

Комбинируя (22) и (21), имеем

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

где длина

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

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

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

$$\mu_s\equiv\mu_{up}-\mu_{dn} \tag{26}$$

и аналогично – зарядового и спинового токов

$$I=I_{up}+I_{dn}, \tag{27}$$

$$I_s=I_{up}-I_{dn}. \tag{28}$$

Зарядовые потенциалы и токи удовлетворяют обычным диффузионным уравнениям (A1.1) и (A1.10), а спиновый потенциал определяется длиной спин-флипа

$$\frac{d^2\mu_s}{dz^2}=\frac{\mu_s}{\lambda_{sf}^2}. \tag{29}$$

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

$$V_S\equiv\frac{\mu_p-\mu_{AP}}{q}=P_1P_2IR_Se^{-L/\lambda_{sf}}, \tag{30}$$

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

$$R_S=\lambda_{sf}/\sigma A. \tag{31}$$

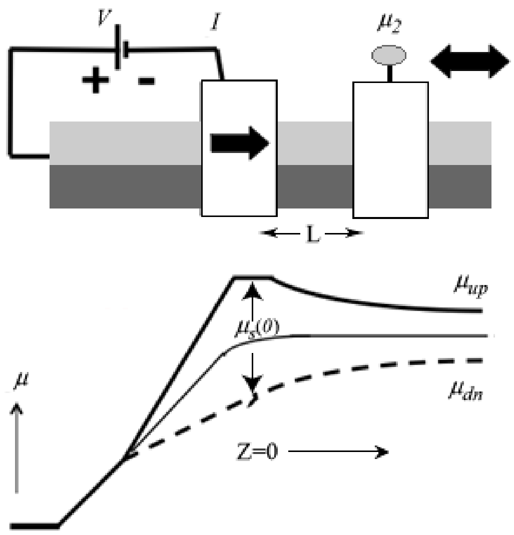

Рис. 9 – К измерению спиновой разности потенциалов за пределами проводника тока.

Разность нелокальных спин-потенциалов. Уравнение (30) можно получить в два шага. Сначала покажем, что спиновый потенциал инжектирующего контакта

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

Затем покажем, что разность

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

откуда сразу получается уравнение (30).

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

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

как это показано на рис. 10.

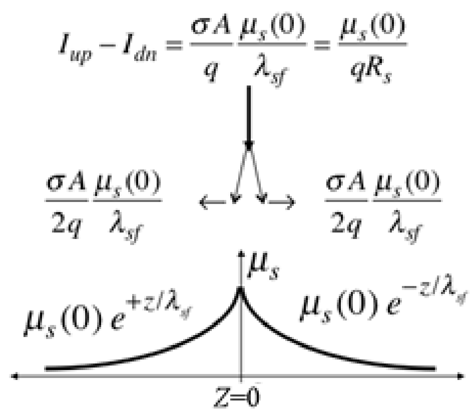

Рис. 10 – К расчету суммарного спинового тока, порождаемого инжектирующим контактом на рис. 9.

Теперь вычислим спиновый ток в обоих направлениях от инжектирующего контакта

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

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

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

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 имеем

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

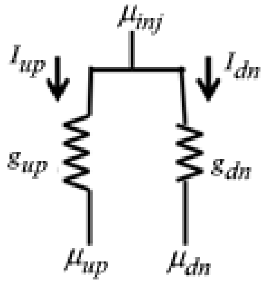

Рис. 11 – К вычислению токов от инжектирующего контакта через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn}. для спинов *up* и *dn*.

что можно переписать в виде

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

через поляризацию инжектирующего контакта

$$P_1 \equiv \frac{g_{up} - g_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}, \qquad (39)$$

а с использованием (36) имеем

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

или иначе

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

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

$$I_{up} - I_{dn} = P_1 I, \qquad (42)$$

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)

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

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

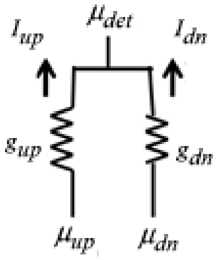

Рис. 12 – К вычислению токов на детектирующем контакте через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn} для спинов up и dn.

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

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

так что

$$\mu_p=\frac{g_{up}\mu_{up}+g_{dn}\mu_{dn}}{g_{up}+g_{dn}}. \tag{45}$$

В случае же антипараллельной ориентации в числителе появляются перекрестные произведения

$$\mu_{AP}=\frac{g_{dn}\mu_{up}+g_{up}\mu_{dn}}{g_{up}+g_{dn}}. \tag{46}$$

Итак,

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

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

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

так что

$$\mu_{\det}=\frac{g_{up}\mu_{up}+g_{dn}\mu_{dn}}{g_{up}+g_{dn}}. \tag{49}$$

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

$$\begin{aligned}\mu_{up}&=\mu+\frac{\mu_s}{2}\\ \mu_{dn}&=\mu-\frac{\mu_s}{2}\end{aligned}, \tag{50}$$

так что для параллельной ориентации намагниченности детектирующего контакта

$$\mu_P=\mu+\frac{P_2\mu_s}{2}, \tag{51}$$

а для антипараллельной ориентации

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

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

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

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

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

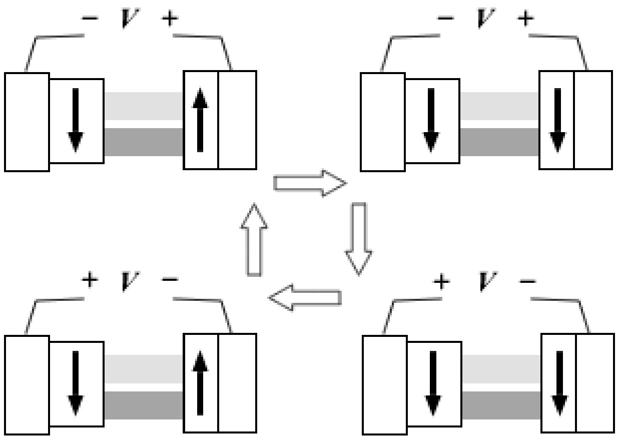

Рис. 13 – Демонстрация эксперимента по транспорту спинового момента.

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

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

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.

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

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

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

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, циркулируещему по квадратному контуру со стороной в 1 *нм*.

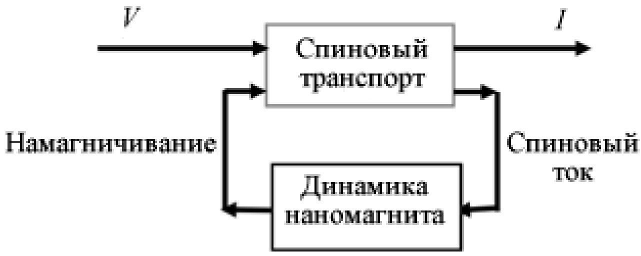

Рис. 14 – Спиновый транспорт и динамика перемагничивания наномагнитов тесно связаны.

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

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

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 $\mu_0 = 1/(\varepsilon_0{\cdot}c^2)$ связана с электрической постоянной ε_0 через скорость света *c*.

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

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,

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

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

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

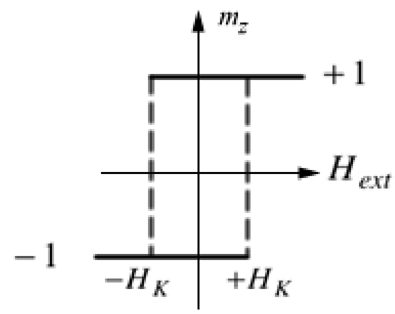

Рис. 15 – Магнит имеет выделенную ось (пусть ось z). Внешнее магнитное поле H_{ext}, если оно превышает некоторое критическое значение H_K, меняет намагниченность между значениями $m_z = -1$ и $m_z = +1$.

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 налички у магнита выделенной оси.

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,

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

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.

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 $\hat{m}$

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

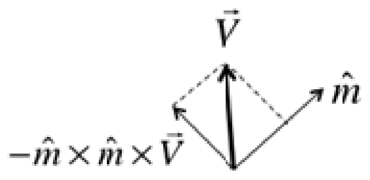

Рис. 16 – К вычислению двойного векторного произведения.

Поэтому член $\hat{m}\times\hat{m}\times\frac{\vec{I}_s}{qN_s}$ равен компоненте вектора спинового тока $\frac{\vec{I}_s}{qN_s}$, 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 затухання 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

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

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 круглих 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 k*T*. В противном случае намагниченность магнита будет обращаться циклически практически безконечно 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].

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

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

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) ?

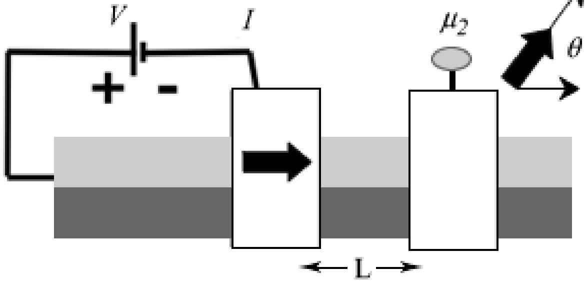

Рис. 17 – Регистрирующий контакт 2 в роли анализатора спиновото тока.

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

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

$$\mu_s = \mu_{up} = 2\mu\,, \tag{85}$$

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

$$\frac{\mu_2}{\mu} = 1 + P_2 \cos\theta\,. \tag{86}$$

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

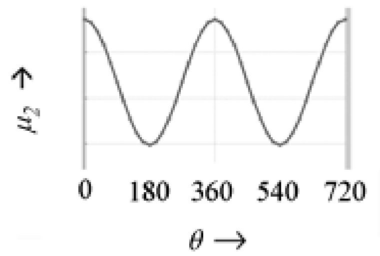

Рис. 18 – Колебания нелокального спинового потенциала в зависимости от угла между инжектирующим и регистрирующим ФМ контактами.

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

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

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

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

где удельная проводимость σ дается уравнениями (65) и (68) из [1]. Это уравнение можно получить рассматривая проводник как последовательность упругих резисторов (рис. А1.1). Используя ур-е (32) из [1], для тока *I*(*z*) в отдельной секции проводника можно написать

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

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

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

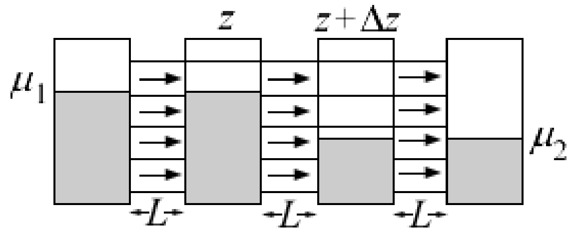

Рис. А1.1 – Условное разбиение реального макропроводника на последовательность упругих резисторов [1].

откуда следует, что

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

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

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

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

$$f(z,E)-f(z+\Delta z,E)=\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\big(\mu(z)-\mu(z+\Delta z)\big), \tag{A1.6}$$

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

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

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

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

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 $E = \mu_0$:

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

Вернемся к уравнению (А1.7). Устремляя Δz → 0, получим искомое уравнение диффузии (А1.1).

Уравнение диффузии обычно идет в паре с уравнением непрерывности. В одномерных проводниках, как на рис. A1.2 далее, в условиях равновесия ток постоянен на всем протяжении проводника

$$\frac{dI}{dz} = 0\,. \tag{A1.10}$$

Решение системы уравнений (A1.1) и (A1.10) ищется при граничных условиях

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

Линейное решение, графически показанное на рис. A1.2, удовлетворяет систему уравнений (A1.1) и (A1.10) с граничными условиями (A1.11), поскольку линейная

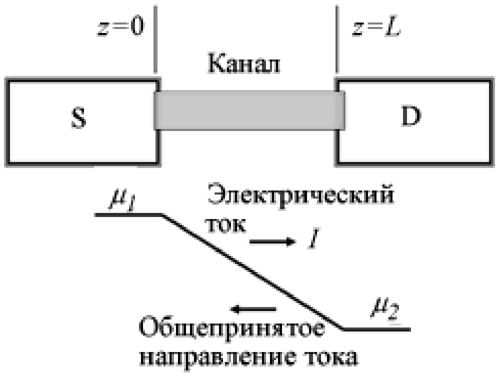

Рис. A1.2 – К решению системы уравнений (A1.1) и (A1.10) с граничными условиями (A1.11). Как и в [1], всегда используется направление тока S → D в отличие от общепринятого направления.

зависимость $\mu(z)$ имеет постоянный наклон

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

так что из уравнения (A1.1) имеем постоянный ток с $dI/dz = 0$

$$I = \frac{\sigma A}{q}\frac{\mu_1 - \mu_2}{L}\,. \tag{A1.13}$$

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

$$I = \frac{\sigma A}{L}V\,, \tag{A1.14}$$

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

$$I = \frac{\sigma A}{L+\lambda}V\,. \tag{A1.15}$$

Можно ли получить модифицированный закон Ома (A1.15) из уравнений диффузии и непрерывности (A1.1) и (A1.10)? На первый взгляд нет, поскольку традиционная проводимость и коэффициент диффузии не имеют смысла для баллистического транспорта. И все же можно пользоваться уравнениями (A1.1) и (A1.10) для баллистического транспорта, если модифицировать граничные условия (A1.11) путем учета в них граничного сопротивления

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

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 $R_B/2$, что ведет к скачкам химпотенциалов, как показано на рис. A1.3.

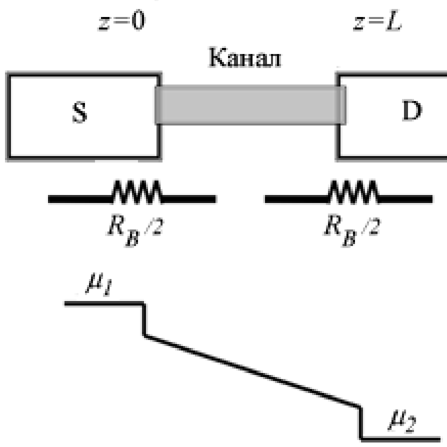

Рис. A1.3 – Уравнения A1.1 и A1.10 можно использовать не только для описания диффузионного транспорта, но и для баллистического транспорта, если граничные условия (A1.11) модифицировать путем введения граничных сопротивлений $R_B/2$.

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

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

Используя новые граничные условия (A1.16), имеем

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

Поскольку

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

то

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

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 μ^+ и μ^-, 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 μ (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 μ^+ и μ^-, и мы позже покажем, что ток пропорционален этой разности

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

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

$$I = \frac{1}{qR_B}\left(\mu^+(z) - \mu^-(z)\right) = \frac{\sigma A}{q\lambda}\left(\mu^+(z) - \mu^-(z)\right). \tag{A1.23}$$

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

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

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

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

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

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

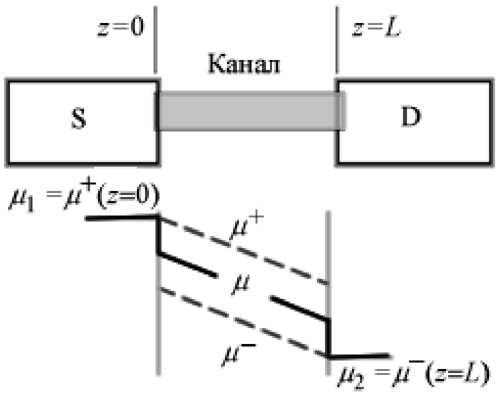

Рис. A1.4 – Профиль электрохимических потенциалов μ^+ и μ^- в канале проводимости.

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 $\mu^{+}=\mu_1$

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

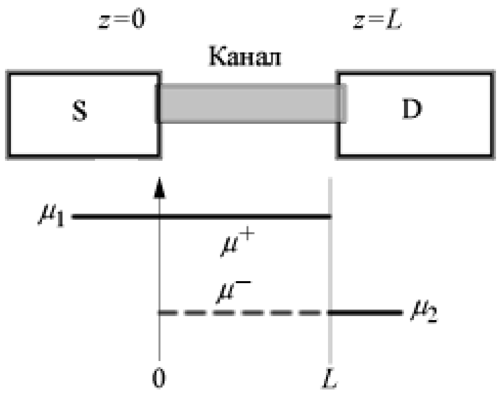

Рис. A1.5 – Профили электрохимических потенциалов $\mu^{+}(z)$ и $\mu^{-}(z)$ в канале с идеальной баллистической проводимостью.

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

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

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. А1.6). 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

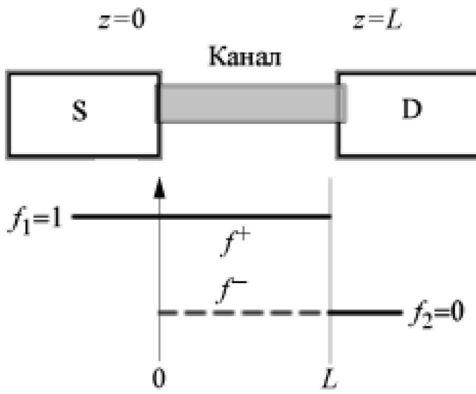

Рис. А1.6 – Профили заселенности f^+ и f^- в канале с идеальной баллистической проводимостью.

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 (А1.29) и (А1.30) 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.

Функции распределения (А1.29) и (А1.30) представляются нам достаточно хорошими для диффузионного канала. Предполагается, что распределения подобны фермиевским, но учитывают пространственную зависимость электрохимических потенциалов

$$f^-(z;E) = \frac{1}{\exp\left(\dfrac{E-\mu^-(z)}{kT}\right)+1} .$$
$$f^-(z;E) = \frac{1}{\exp\left(\dfrac{E-\mu^-(z)}{kT}\right)+1} \qquad \text{(А1.31)}$$

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 (А1.31), 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,

$$I(z) = I^+(z) - I^-(z) . \qquad \text{(А1.32)}$$

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

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

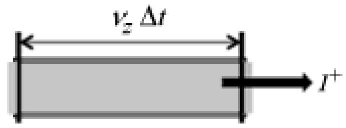

Рис. 7 – К подсчету тока, берущему свое начало на истоке.

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

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

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

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

и аналогично

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

В итоге суммарный ток (A1.32)

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

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

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

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

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

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. А2.1).

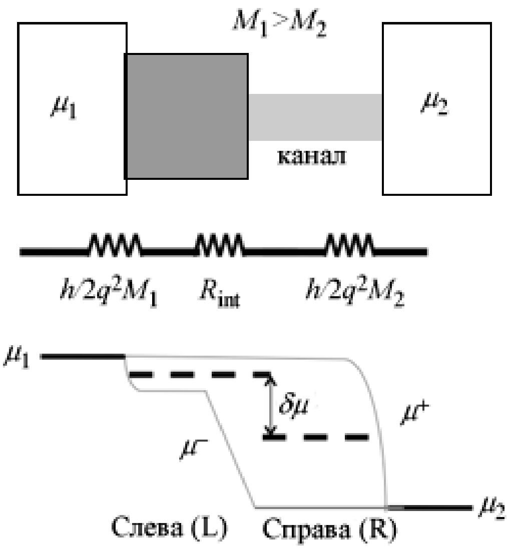

Рис. А2.1 – Граница раздела между двумя каналами проводимости (широким и узким) с модами $M_1 > M_2$, граничащих с массивными контактами на обоих концах, число мод в которых эффективно бесконечно велико.

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

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

Ток направо и налево одинаков и равен (Приложение 1)

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

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

$$\mu^+(R) = \mu_1 . \tag{A2.3}$$

Движущиеся налево потоки в широком канале не могут быть адекватно заполнены узким каналом и соответствующий потенциал *a priori* не известен. Для его определения из (А2.2) имеем

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

Подставляя далее (А2.1) и (А2.3), 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 мною 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].

Список литературы

1. *Кругляк Ю.О., Кругляк Н.Ю., Стріха М.В.* Уроки наноелектроніки: виникнення струму, формулювання закону Ома і моди провідності в концепції «знизу – вгору» // Sensor Electronics and Microsystem Technologies. – 2012. – V. 3(9), N 4. – P. 5 – 29.
2. *Кругляк Ю.О., Кругляк Н.Ю., Стріха М.В.* Уроки наноелектроніки: термоелектричні явища в концепції «знизу – вгору» // Sensor Electronics and Microsystem Technologies. – 2013. – V. 4(10), N 1. – P. 6 – 21.
3. *Datta Supriyo*. Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport. – Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Co. – 2012. – pp. 471.
4. *Dyakonov M.I., Perel V.I.* Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors // Physics Letters. – 1971. – V. A35. – P. 459 – 460.
5. *Julliere M.* Tunneling between ferromagnetic films // Physics Letters. – 1975.– V. A54, N 3. – P. 225 – 226.
6. *Аронов А.Г., Пикус Г.Е.* Спиновая инжекция в полупроводниках // Физика и техника полупроводников. – 1976. – № 10. – С. 1177 – 1180.
7. *Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J.* Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V.61, N 21. – P. 2472 – 2475.

8. *Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W.* Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 39. – P. 4828 – 4830.
9. *Mott N.F.* The Electrical Conductivity of Transition Metals // Proc. Roy. Soc. – 1936. – V. 153. – P. 699 – 717.
10. *Mott N.F.* Electrons in Transition Metals // Adv. Phys. – 1964. – V. 13. – P. 325.
11. *Погорілий А.М., Рябченко С.М., Товстолиткін О.І.* Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку // Укр. фіз. журн. Огляди. – 2010. – т. 6, № 1. – С. 37 – 97.
12. *Schmidt G.* Concepts for Spin Injection into Semiconductors – a Review // J.Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. R107 – R122.
13. *Valet T., Fert A.* Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – P. 7099.
14. *Sears F.W., Salinger G.L.* Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics. – Boston: Addison-Wesley. – 1975. – pp. 331 – 336, 355 – 361.
15. *Kubo R.* Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes.I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems // J.Phys.Soc. Japan. – 1957. – V. 12. – P. 570 – 586.
16. *Martin P.C., Schwinger J.* Theory of many-particle systems. I // Phys. Rev. – 1959. – V. 115, N 6. – P. 1342 – 1373.
17. *Kadanoff L.P., Baym G.* Quantum Statistical Mechanics. – New York: W.A.Benjamin. – 1962.
18. *Keldysh L.V.* Diagram Technique for Non-Equilibrium Processes // ЖЭТФ. – 1964. – Т. – 47. – С. 1515 – 1527 (Sov. Phys. JETP. – 1965. – V. 20. – P. 1018).
19. *Takahashi S., Maekawa S.* Spin Injection and Detection in Magnetic Nanostructures // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67. – P. 052409.
20. *Третяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В.* Фізичні основи спінової електроніки // Київ: Вид-во Київського університету. – 2002. – 314 С.
21. *Данилов Ю.А., Демидов Е.С., Ежевский А.А.* Основы спинтроники // Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевскогою. – 2009. – 173 С.
22. *Аплеснин С.С.* Основы спинтроники // Санкт-Петербург: Изд-во ЛАНЬ. – 2010. – 288 С.
23. *Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J., Chiang W.-C., Seck M., Tsoi V., Wyder P.* Excitation of a Magnetic Multilayer by Electric Current // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80. – P. 4281.
24. *Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A., Louie R.N., Buhrman R.A.* Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices // Science. – 1999. – V. 285. – P. 867 – 870.
25. *Katine J.A., Albert F.J., Buhrman R.A., Myers E.B., Ralph D.C.* Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84. – P. 3149 – 3152.
26. *Berger L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys.Rev. B. – 1996. – V. 54, N 13. – P. 9353 – 9358.
27. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 159. – P. L1.
28. *Bazaliy Y.B., Jones B.A., Zhang S.-C.* Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presense of a spin-polarized current and colossal- and giant-magnetoresistive materials // Phys.Rev. B. – 1998. – V. 57. – P. R3213 – R3216.
29. *Sun J.Z.* Spin-current interaction with a monpdomain magnetic body: A model study // Phys.Rev. B. – 2000. – V. 62. – P. 570.
30. *Ralph D.C., Stiles M.D.* Spin transfer torques // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – V. 320. – P. 1190 – 1216.
31. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Phys. Z. Sowjetunion. – 1935. – V. 8. – P. 153 – 169.
32. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // *Ландау Л.Д.* Собрание трудов в 2 т. Под ред. Е.М. Лифшица. М.: Наука. – 1969. – Т. 1. – С. 97.
33. *Gilbert T.* A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials // IEEE Transactions on Magnetics. – 2004. – V. 40, N 6. – P. 3443 – 3449.

34. *Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковский А.В.* Обобщенное уравнение Ландау — Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. – 2008. – Т. 178. – С. 436 – 442.
35. *Mewes Tim.* Magnetization dynamics including spin-torque *et al* // www.bama.ua.edu/~tmewes/.

Засади спінтроніки в концепції «знизу – вгору». Кругляк Ю.О.

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 віделена 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 потенціал, спіновий момент, спіновий транспорт, спіновий струм, намагніченость, поляризатор, аналізатор, рівняння дифузії, балістичний транспорт.*

Basics of Spintronics by «bottom – up» approach. Kruglyak Yu.A.

Basic topics of spintronics such as spin valve, interface resistance due to mode mismatch, 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-equllibrium 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 potential, spin moment, spin transport, spin current, magnetization, polarizer, analyzer, diffusion equation, ballistic transport.*

Надійшла до редакції 25.03.2013
Прийнята до публікації 26.09.2013