ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ НАУКИ

УДК 537.32
DOI: 10.15587/2313-8416.2015.47792

НАНОЭЛЕКТРОНИКА «СНИЗУ – ВВЕРХ»: НАЧАЛА СПИНТРОНИКИ И МАГНЕТРОНИКИ

© Ю. А. Кругляк

В рамках концепции «снизу – вверх» наноэлектроники рассматриваются ключевые вопросы спин троники – спиновый вентиль, граничное сопротивление при несовпадении мод проводимости, спиновые потенциалы и разность нелокальных спин-потенциалов, спиновый момент и его транспорт, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта применительно к выделенной оси магнита, обсуждаются обращение намагниченности спиновым током, поляризаторы и анализаторы спинового тока, а также обсуждаются уравнения диффузии для баллистического транспорта и токи в режиме неравновесных потенциалов
Ключевые слова: *наноэлектроника, спинтроника, спиновый вентиль, спиновый потенциал, спиновый момент, спиновый ток*

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 with application to an "easy axis" of a magnet, 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: *nanoelectronics, spintronics, spin valve, spin potential, spin moment, spin current*

1. Введение

В продолжение 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 применительно к выделенной оси магнита, 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 проводимости – 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.

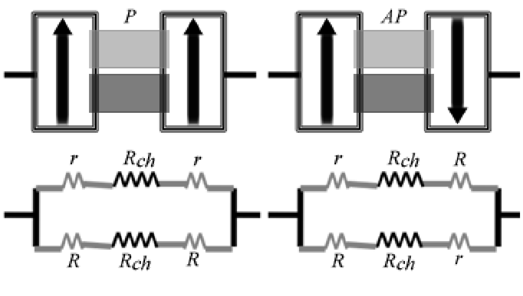

Рис. 1. Параллельная и антипараллельная ориентации намагниченности контактов спинового вентиля и соответствующие эквивалентные схемы сопротивления для мажоритарных (слева) и миноритарных (справа) носителей заряда. Канал транспорта электронов условно разбит на две спиновых подзоны – для электронов со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

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

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

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)

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

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

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

если $R_{ch} = 0$.

Зависимость МС от сопротивления канала R_{ch} показана на рис. 2.

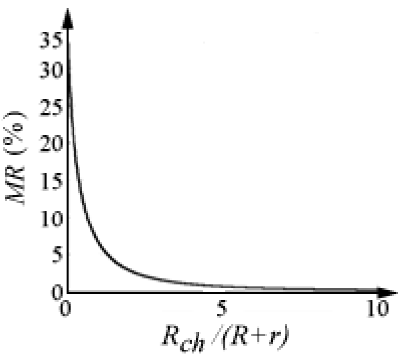

Рис. 2. Падение МС с ростом нормированного сопротивления канала при поляризации $P = 0.5$

Обращает на себя внимание быстрое зануление МС с ростом нормированного сопротивления канала, начиная, скажем, со значения, равного пяти.

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

$$R_P = \frac{Kr^2R^2}{r^2+R^2}, \qquad (9)$$

а для антипараллельной *AP*

$$R_{AP} = \frac{KrR}{2}, \qquad (10)$$

так что

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

а магнитосопротивление МТП

$$MR = \frac{2P^2}{1-P^2} \qquad (12)$$

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.

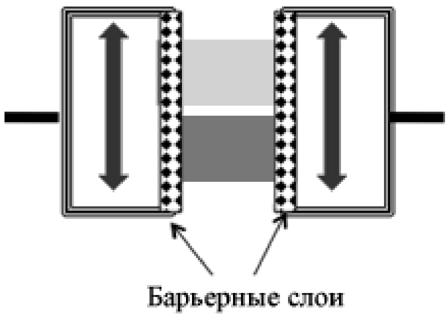

Рис. 3. Дополнительные барьерные слои с целью увеличить граничные сопротивления при инжекции спинов в полупроводниковый канал проводимости

Как же это работает? 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.

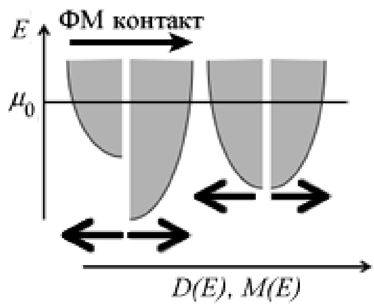

Рис. 4. Спиновые подзоны в обычном канале проводимости (справа) и в спиновом вентиле (слева)

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?

Ниже в Приложении будет показано, что сопротивление R_{int} на границе контакта двух проводников с разным числом мод $\left(M_1 > M_2\right)$

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

Если $M_1 \gg M_2$, то

$$R_{int}=\frac{h}{2q^2 M_2}, \qquad (14)$$

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

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

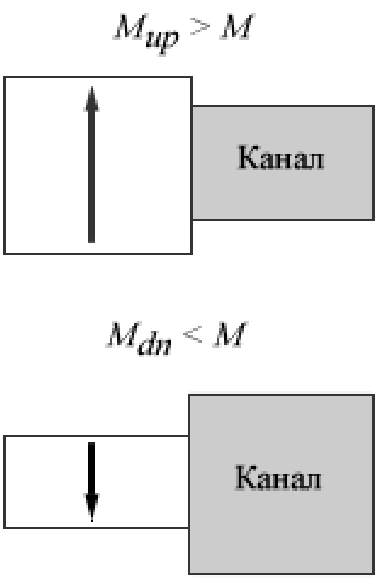

Рис. 5. Металлический спейсер между двумя ФМ контактами

В идеале же

$$M_{up} \gg M \gg M_{dn}, \qquad (15)$$

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:

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

так что

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

и поляризация P нулевая.

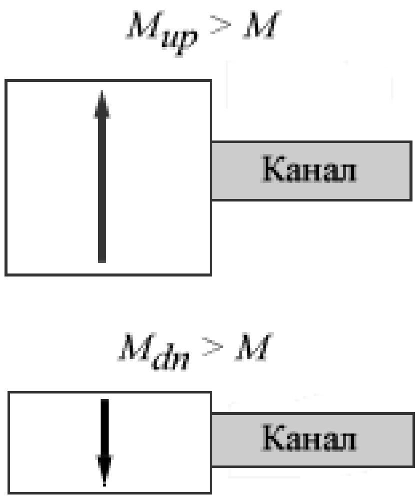

Рис. 6. Полупроводящий спейсер между двумя ФМ контактами

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.

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 в Приложении мы рассмотрим диффузионное уравнение для баллистического транспорта, а затем, опираясь на полученные результаты, получим формулу (13) для граничного сопротивления.

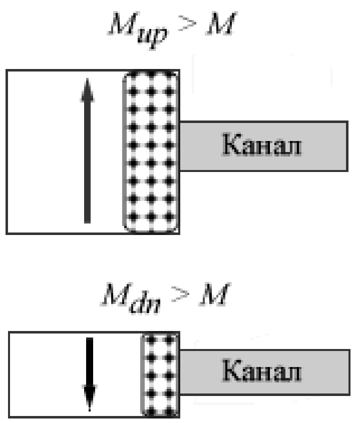

Рис. 7. Барьеры на границе ФМ контактов и канала проводимости

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. 8, *а*). Если не учитывать спины, профиль электрохимического потенциала качественно выглядел бы как на рис. 8б. Количественное решение дают уравнения диффузии и непрерывности с соответствующими граничными условиями для $\mu(z)$ на контактах, что подробно рассматривается в Приложении. 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. 8, *в*.

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*:

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

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

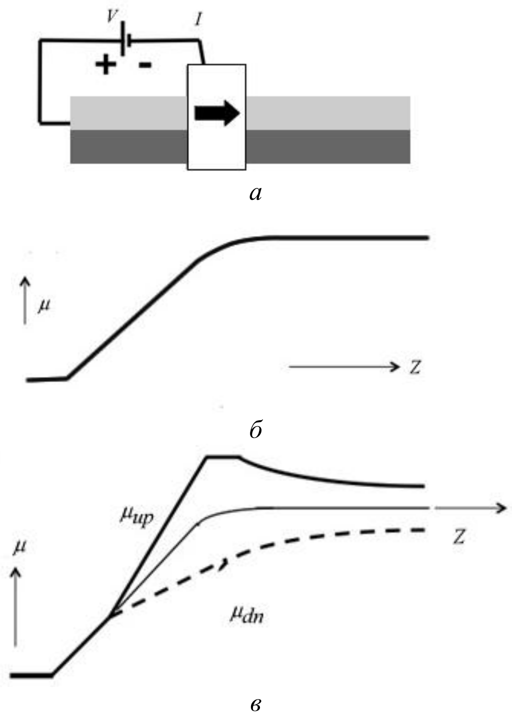

Рис. 8. Сепарирование спиновых потенциалов μ_{up} и μ_{dn} в канале с использованием магнитного контакта (качественная картина): *а* – простая схема с одним магнитным контактом; *б* – профиль электрохимического потенциала без учета спинов; *в* – профили электрохимических потенциалов для спинов *up* и *dn* различны

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

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

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

Комбинируя (22) и (21), получаем

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

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

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

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

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 (см. п. 6), 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 это 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 измеряется при изменении намагниченности пробного электрода за пределами проводника (рис. 9) с параллельного режима P на антипараллельный AP и как будет далее показано равна

$$V_S \equiv \frac{\mu_p - \mu_{AP}}{q} = P_1 P_2 I R_S e^{-L/\lambda_{sf}}\,, \tag{30}$$

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

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

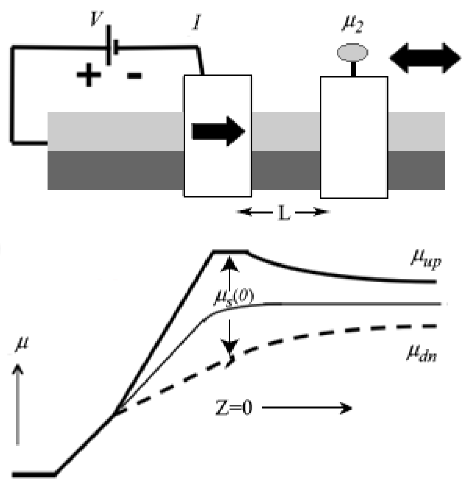

Рис. 9. К измерению спиновой разности потенциалов за пределами проводника тока

3. 1. Разность нелокальных спин-потенциалов

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

$$\mu_s(0) = P_1 q I R_s\,. \tag{32}$$

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.

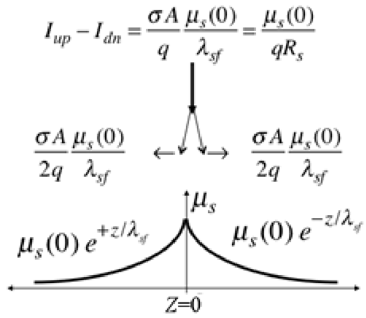

Рис. 10. К расчету суммарного спинового тока, порождаемого инжектирующим контактом на рис. 9

Теперь вычислим спиновый ток в обоих направлениях от инжектирующего контакта, а именно:

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

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

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

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

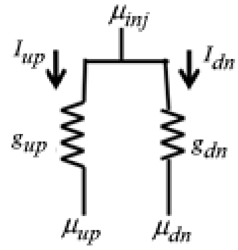

Рис. 11. К вычислению токов от инжектирующего контакта через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn} для спинов up и dn

Из теории электрических цепей имеем

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

что можно переписать в виде

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

через поляризацию инжектирующего контакта

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

а с использованием (36) имеем

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

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.

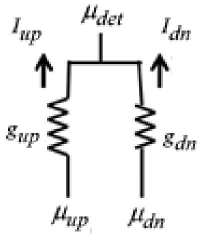

Рис. 12. К вычислению токов на детектирующем контакте через его граничные проводимости g_{up} и g_{dn} для спинов up и dn

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

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

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,

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

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:

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

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:

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

так что для параллельной ориентации намагниченности детектирующего контакта

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

а для антипараллельной ориентации

$$\mu_{AP} = \mu - \frac{P_2\mu_s}{2}, \tag{52}$$

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

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

3. 2. 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.

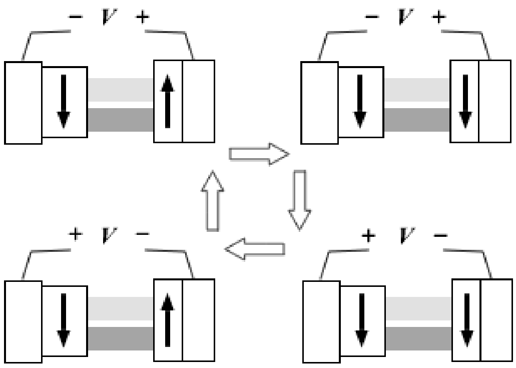

Рис. 13. Демонстрация эксперимента по транспорту спинового момента

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

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn} < 0\,, \tag{54}$$

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

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn} > 0. \tag{55}$$

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.

4. 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.

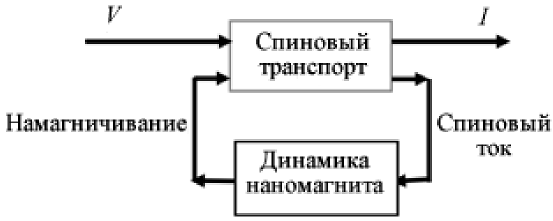

Рис. 14. Спиновый транспорт и динамика перемагничивания наномагнитов тесно связаны

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*.

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

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

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.

4. 1. Выделенная ось магнита

Воспользуемся уравнением ЛЛГ для описания 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).

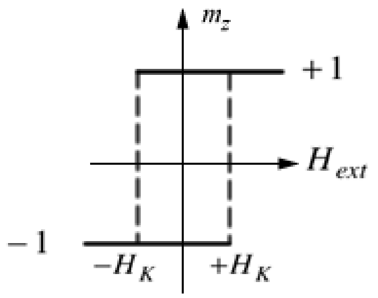

Рис. 15. Магнит имеет выделенную ось (пусть ось *z*). Внешнее магнитное поле H_{ext}, если оно превышает некоторое критическое значение H_K, меняет намагниченность между значениями $m_z = -1$ и $m_z = +1$

С магнитным полем, направленным вдоль оси *z*,

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

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

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

Выполнив векторные произведения

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

получим

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

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.

Остается вопрос о стабильности решения уравнения (65). Пусть

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

Тогда вместо (64) имеем

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

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

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

равенство

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

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.

4. 2. Обращение намагниченности спиновым током

Для обсуждения динамики намагничивания в уравнение ЛЛГ (59) добавим еще одно слагаемое (α^2<<1), а именно:

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

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 $\hat{m}$:

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

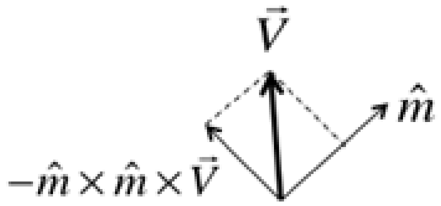

Рис. 16. К вычислению двойного векторного произведения

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, а именно:

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

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

Проектируя уравнение ЛЛГ (76) на выделенную ось, получаем

$$\frac{dm_z}{dt}=(1-m_z^2)\left(\alpha\gamma\mu_0H_Km_z+\frac{I_s}{qN_s}\right). \tag{81}$$

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

$$\left(\frac{I_s}{qN_s}\right)_{crit}=\alpha\,\gamma\,\mu_0H_K\,, \tag{82}$$

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

$$(I_s)_{crit}=\frac{4q\alpha}{\hbar}\left(\frac{1}{2}\mu_0H_KM_s\Omega\right). \tag{83}$$

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 быть не меньше нескольких десятков kT. В противном случае намагниченность магнита будет обращаться циклически практически бесконечно долго. При барьере $\sim 40\,kT$ и $\alpha=0.01$ уравнение (83) для критического значения спинового тока дает $\sim 10\mu A$. Экспериментально наблюдались токи $\sim 50-100\mu A$.

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

5. 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?

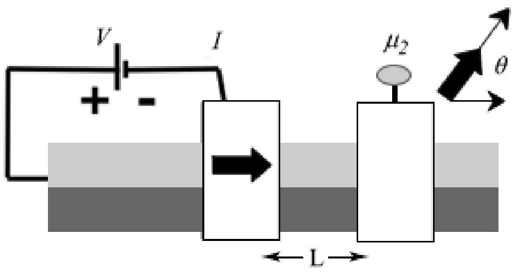

Рис. 17. Регистрирующий контакт 2 в роли анализатора спинового тока

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)?

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 $(\theta=0^{\circ})$ и минимальна, когда плоскости перпендикулярны $(\theta=90^{\circ})$. 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), станет

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

Как и в случае потока фотонов, разность потенциалов максимальна, когда регистрирующий и инжектирующий контакты параллельны $(\theta = 0^o)$. 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).

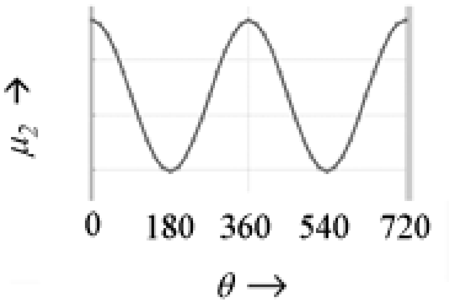

Рис. 18. Колебания нелокального спинового потенциала в зависимости от угла между инжектирующим и регистрирующим ФМ контактами

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

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

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.

6. 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 $\mu(z)$, а именно:

$$\frac{I}{A} = -\frac{\sigma}{q}\frac{d\mu}{dz}, \quad (88)$$

где удельная проводимость σ дается уравнениями (65) и (68) из [1]. Это уравнение можно получить рассматривая проводник как последовательность упругих резисторов (рис. 19).

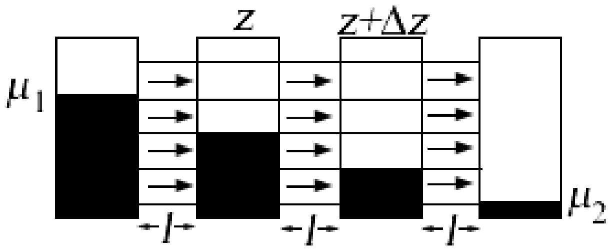

Рис. 19. Условное разбиение реального макропроводника на последовательность упругих резисторов [1]

Используя ур-е (32) из [1], для тока $I(z)$ в отдельной секции проводника можно написать:

$$I(z) = \frac{1}{q}\int_{-\infty}^{+\infty} dE\, G(E)\big(f(z,E) - f(z+\Delta z, E)\big). \quad (89)$$

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

$$G = \frac{\sigma}{L+\lambda}\{1, W, A\}, \quad (90)$$

откуда следует, что

$$\frac{1}{G(E)} = \rho\frac{\Delta z + \lambda}{A}; \quad (91)$$

однако, при этом нужно отметить, что сопротивление (91) включает в себя граничные сопротивления, которые на самом деле не существуют, разве что на физически реальных концах проводника. Опуская их, для проводимости имеем

$$G(E) = \frac{\sigma A}{\Delta z}, \quad (92)$$

Комбинируя (92) с уже привычным линейным разложением для малой разности электрохимических потенциалов

$$f(z,E) - f(z+\Delta z, E) = \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\big(\mu(z) - \mu(z+\Delta z)\big), \quad (93)$$

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

$$I(z) = \frac{1}{q}\frac{\sigma A}{\Delta z}\big(\mu(z) - \mu(z+\Delta z)\big). \quad (94)$$

Обратим внимание на то, что удельные проводимости (65) и (68) работы [1], как и проводимости выше в уравнениях (92) и (94), зависят от энергии.

Они должны быть усреднены в промежутке нескольких kT, включая $E=\mu_0$, с использованием функции термического уширения

$$\bar{\sigma}=\int_{-\infty}^{+\infty} dE\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\sigma(E)\,. \qquad (95)$$

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

$$\bar{\sigma}\approx\sigma\big|_{E=\mu_0}\,. \qquad (96)$$

Вернемся к уравнению (94). Устремляя $\Delta z\to 0$, получим искомое уравнение диффузии (88).

Уравнение диффузии обычно идет в паре с уравнением непрерывности. В одномерных проводниках, как на рис. 20, в условиях равновесия ток постоянен на всем протяжении проводника

$$\frac{dI}{dz}=0\,. \qquad (97)$$

Решение системы уравнений (88) и (97) ищется при граничных условиях

$$\begin{aligned}\mu(z=0)&=\mu_1,\\ \mu(z=L)&=\mu_2.\end{aligned} \qquad (98)$$

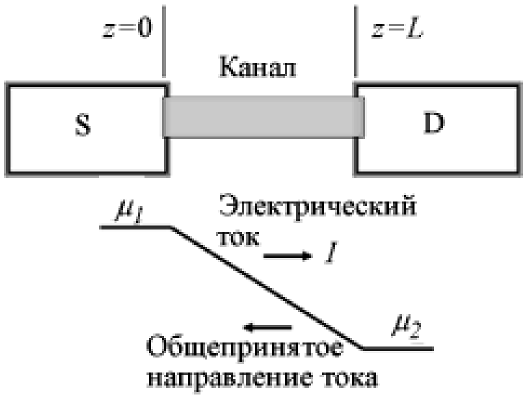

Рис. 20. К решению системы уравнений (88) и (97) с граничными условиями (98). Как и в [1], всегда используется направление тока S → D в отличие от общепринятого направления

Линейное решение, графически показанное на рис. 20, удовлетворяет систему уравнений (88) и (97) с граничными условиями (98), поскольку линейная зависимость $\mu(z)$ имеет постоянный наклон

$$\frac{d\mu}{dz}=-\frac{\mu_1-\mu_2}{L}\,, \qquad (99)$$

так что из уравнения (88) имеем постоянный ток с $dI/dz=0$:

$$I=\frac{\sigma A}{q}\frac{\mu_1-\mu_2}{L}\,. \qquad (100)$$

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

$$I=\frac{\sigma A}{L}V\,, \qquad (101)$$

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

$$I=\frac{\sigma A}{L+\lambda}V\,. \qquad (102)$$

Можно ли получить обобщенный закон Ома (102) из уравнений диффузии и непрерывности (88) и (97)? На первый взгляд нет, поскольку традиционная проводимость и коэффициент диффузии не имеют смысла для баллистического транспорта. И все же можно пользоваться уравнениями (88) и (97) для баллистического транспорта, если модифицировать граничные условия (98) путем учета в них граничного сопротивления:

$$\begin{aligned}\mu(z=0)&=\mu_1-\frac{qIR_B}{2},\\ \mu(z=L)&=\mu_2-\frac{qIR_B}{2},\end{aligned} \qquad (103)$$

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

$$R_B=\frac{\lambda}{\sigma A}=\frac{h}{q^2M}\,. \qquad (104)$$

Новые граничные условия (103) можно реализовать в виде граничных сопротивлений $R_B/2$, что ведет к скачкам химпотенциалов, как показано на рис. 21.

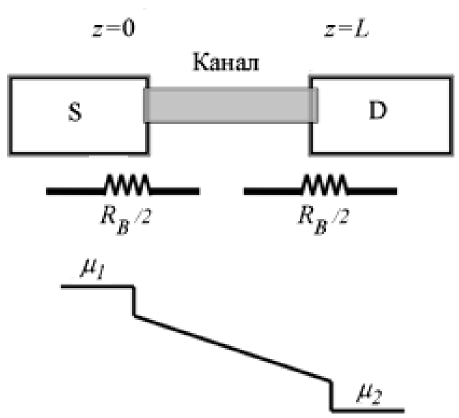

Рис. 21. Уравнения (88) и (97) можно использовать не только для описания диффузионного транспорта, но и для баллистического транспорта, если граничные условия (98) модифицировать путем введения граничных сопротивлений $R_B/2$

Теперь легко убедиться, что новые граничные условия (103) в применении к однородному проводнику ведут к обобщенному закону Ома (102). Поскольку $\mu(z)$ меняется линейно от $z=0$ до $z=L$, ток по уравнению (88)

$$I=\frac{\sigma A}{q}\frac{\mu(0)-\mu(L)}{L}. \qquad (105)$$

Используя новые граничные условия (103), имеем

$$I=\frac{\sigma A}{q}\left(\frac{\mu_1-\mu_2}{L}-\frac{qIR_B}{L}\right). \qquad (106)$$

Поскольку

$$\sigma AR_B=\lambda, \qquad (107)$$

то

$$I\left(1+\frac{\lambda}{L}\right)=\frac{\sigma A}{q}\left(\frac{\mu_1-\mu_2}{L}\right). \qquad (108)$$

Учитывая, что $\mu_1-\mu_2=qV$, окончательно получаем обобщенный закон Ома (102).

Можно ли обосновать новые граничные условия (103)? Да, поскольку они следуют из обобщенного закона Ома (102), если предположить, что дополнительное сопротивление $\sigma A/\lambda$ (107) 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 $\mu(z)$ 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 μ^+ и μ^-, и мы позже покажем, что ток пропорционален этой разности:

$$I=\frac{q}{h}M\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right), \qquad (109)$$

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

$$I=\frac{1}{qR_B}\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right)=\frac{\sigma A}{q\lambda}\left(\mu^+(z)-\mu^-(z)\right). \qquad (110)$$

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

$$\mu^+(z=0)=\mu_1, \quad \mu^-(z=L)=\mu_2, \qquad (111)$$

которые можно понять из следующих соображений (рис. 22).

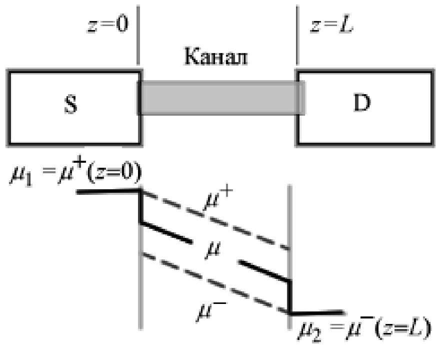

Рис. 22. Профиль электрохимических потенциалов μ^+ и μ^- в канале проводимости

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

$$I=-\frac{\sigma A}{q}\frac{d\mu^+}{dz}=-\frac{\sigma A}{q}\frac{d\mu^-}{dz}, \qquad (112)$$

которые эквивалентны уравнению диффузии (88), примененному к усредненному потенциалу

$$\mu(z)=\frac{\mu^+(z)+\mu^-(z)}{2}. \qquad (113)$$

Уравнения (112) решаются с граничными условиями (111) и дают графики для μ^+ и μ^-, показанные на рис. 22, и их среднее значение действительно выглядит как на рис. 21 с соответствующими скачками потенциала на концах.

И все же, нет нужды отказываться от традиционного уравнения диффузии (88) в пользу нового уравнения (112). Те же результаты можно просто получить модифицируя граничные условия для $\mu(z)$ с использованием уравнений (109) – (112) следующим образом для левого конца проводника

$$\mu(z=0)=\left(\frac{\mu^++\mu^-}{2}\right)_{z=0}=\left(\mu^+-\frac{\mu^+-\mu^-}{2}\right)_{z=0}= =\mu_1-(qIR_B/2) \qquad (114)$$

и для правого конца

$$\mu(z=L)=\left(\mu^-+\frac{\mu^+-\mu^-}{2}\right)_{z=L}=\mu_2+\frac{qIR_B}{2}. \qquad (115)$$

Это в точности те же самые граничные условия для стандартного уравнения диффузии, что и выписанные раньше (103).

7. 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 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. 23), подчиняются фермиевскому распределению на этом контакте с $\mu^+=\mu_1$:

$$f^+(z,E)=f_1(E)\equiv\frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu_1}{kT}\right)+1},\qquad(116)$$

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

$$f^-(z,E)=f_2(E)\equiv\frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu_2}{kT}\right)+1}.\qquad(117)$$

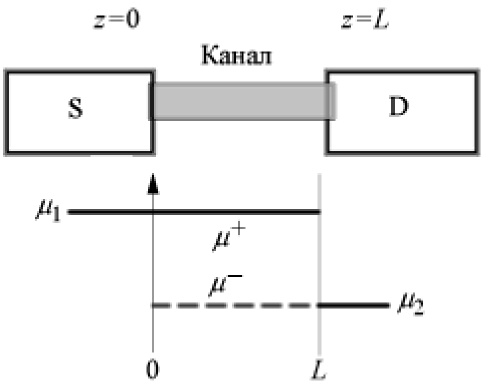

Рис. 23. Профили электрохимических потенциалов $\mu^+(z)$ и $\mu^-(z)$ в канале с идеальной баллистической проводимостью

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. 24).

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 (116) и (117) 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.

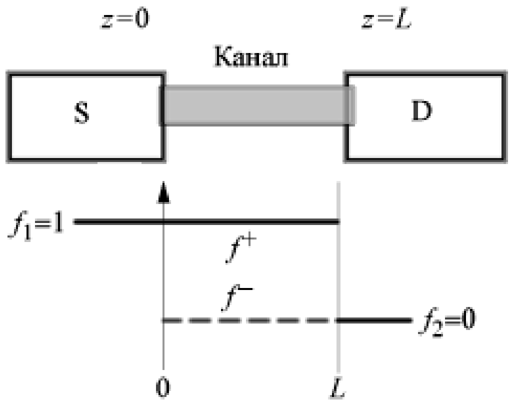

Рис. 24. Профили заселенности f^+ и f^- в канале с идеальной баллистической проводимостью

Функции распределения (116) и (117) представляются нам достаточно хорошими для диффузионного канала. Предполагается, что распределения подобны фермиевским, но учитывают пространственную зависимость электрохимических потенциалов:

$$f^+(z,E)=\frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu^+(z)}{kT}\right)+1},$$

$$f^-(z,E)=\frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu^-(z)}{kT}\right)+1}.\qquad(118)$$

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 (118), упрощения ради, этим обстоятельством пренебрегается.

8. Токи в режиме неравновесных потенциалов

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

$$I(z) = I^+(z) - I^-(z)\,. \tag{119}$$

Ток I^+ равен заряду, переносимому направо за единицу времени (рис. 25).

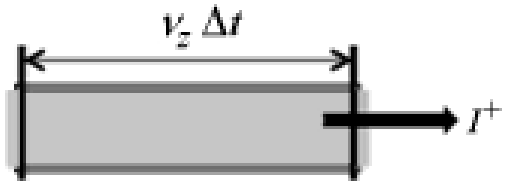

Рис. 25. К подсчету тока, берущему свое начало на истоке

За временной интервал Δt заряд находится на длине $v_z{\cdot}\Delta t$, так что

$$I^+(z) =$$
$$= q\cdot(\text{число электронов на единице длины})\cdot v_z\,. \tag{120}$$

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

$$I^+(z,E) = q\frac{D(E)}{2L}\bar{u}(E)f^+(z,E)\,, \tag{121}$$

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

$$I^+(z,E) = \frac{qM(E)}{h}f^+(z,E) \tag{122}$$

и аналогично

$$I^-(z,E) = \frac{qM(E)}{h}f^-(z,E)\,. \tag{123}$$

В итоге суммарный ток (119)

$$I(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dE\left(I^+(z,E) - I^-(z,E)\right) =$$
$$= \frac{q}{h}\int_{-\infty}^{+\infty} dE\left(f^+(z,E) - f^-(z,E)\right)M(E). \tag{124}$$

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

$$f^+(z,E) - f^-(z,E) = \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\left(\mu^+(z) - \mu^-(z)\right), \tag{125}$$

так что из (124) получим искомое уравнение (109):

$$I(z) = \frac{q}{h}\left(\mu^+(z) - \mu^-(z)\right)\int_{-\infty}^{+\infty} dE\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)M(E)\,, \tag{126}$$

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

9. 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. 26).

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

$$\mu^+(L) = \mu_1 \text{ и } \mu^-(R) = \mu_2\,. \tag{127}$$

Ток направо и налево одинаков и равен:

$$I = \frac{q}{h}M_1(\mu^+ - \mu^-)_L = \frac{q}{h}M_2(\mu^+ - \mu^-)_R\,. \tag{128}$$

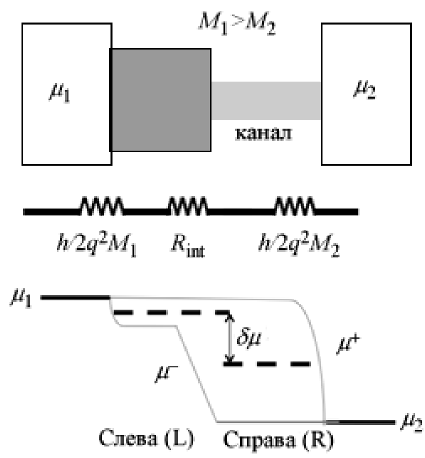

Рис. 26. Граница раздела между двумя каналами проводимости (широким и узким) с модами $M_1 > M_2$, граничащих с массивными контактами на обоих концах, число мод в которых эффективно бесконечно велико

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

$$\mu^{+}(R)=\mu_1 . \quad (129)$$

Движущиеся налево потоки в широком канале не могут быть адекватно заполнены узким каналом и соответствующий потенциал *a priori* не известен. Для его определения из (128) имеем

$$\mu^{+}(L)-\mu^{-}(L)=\frac{M_2}{M_1}\left(\mu^{+}(R)-\mu^{-}(R)\right). \quad (130)$$

Подставляя далее (127) и (129), получаем

$$\mu^{-}(L)=\mu_1-\frac{M_2}{M_1}(\mu_1-\mu_2) . \quad (131)$$

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

$$\delta\mu=\left(\frac{\mu^{+}+\mu^{-}}{2}\right)_L-\left(\frac{\mu^{+}+\mu^{-}}{2}\right)_R . \quad (132)$$

Используя (127), (129) и (131), получаем

$$\delta\mu=\left(1-\frac{M_2}{M_1}\right)(\mu_1-\mu_2), \quad (133)$$

$$I=\frac{q}{h}M_2(\mu_1-\mu_2) , \quad (134)$$

и окончательно получаем искомую формулу для граничного сопротивления

$$R_{int}\equiv\frac{\delta\mu/q}{I}=\frac{h}{2q^2}\left(\frac{1}{M_2}-\frac{1}{M_1}\right). \quad (135)$$

Благодарности

Благодарю проф. С. Датта (Supriyo Datta) за предоставленную мне возможность прослушать его курсы лекций «Fundamentals of Nanoelectronics: Basic Concepts», прочитанных он-лайн в январе – феврале 2012 года и в марте – мае 2015 года в рамках инициативы Purdue University / nanoHUB-U [36, 37] и частично использованных мною при написании настоящего обзора.

Литература

1. Кругляк, Ю. О. Уроки наноелектроніки: виникнення струму, формулювання закону Ома і моди провідності в концепції «знизу–вгору» [Текст] / Ю. О. Кругляк, Н. Ю. Кругляк, М. В. Стріха // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2012. – Т. 9, № 4. – С. 5–29.

2. Кругляк, Ю. А. Наноэлектроника «снизу – вверх»: Возникновение тока, обобщенный закон Ома, упругий резистор, моды проводимости, термоэлектричество [Текст] / Ю. А. Кругляк // ScienceRise. – 2015. – Т. 7, № 2 (12). – С. 76–100. doi: 10.15587/2313-8416.2015.45700

3. Supriyo, D. Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport [Text] / D. Supriyo. – Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Co, 2012. – 471 p. – Available at: https://nanohub.org/courses/FoN1

4. Dyakonov, M. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors [Text] / M. I. Dyakonov, V. I. Perel // Physics Letters. – 1971. – Vol. 35, Issue 6. – P. 459–460. doi: 10.1016/0375-9601(71)90196-4

5. Julliere, M. Tunneling between ferromagnetic films [Text] / M. Julliere // Physics Letters A. – 1975. – Vol. 54, Issue 3. – P. 225–226. doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7

6. Аронов, А. Г. Спиновая инжекция в полупроводниках [Текст] / А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус // Физика и техника полупров. – 1976. – № 10. – С. 1177–1180.

7. Baibich, M. N. Magnetoresistance of (001) Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices [Text] / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // Physical Review Letters. – 1988. – Vol. 61, Issue 21. – P. 2472–2475. doi: 10.1103/physrevlett.61.2472

8. Binasch, G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange [Text] / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn // Physical Review B. – 1989. – Vol. 39, Issue 7. – P. 4828–4830. doi: 10.1103/physrevb.39.4828

9. Mott, N. F. The Electrical Conductivity of Transition Metals [Text] / N. F. Mott // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1936. – Vol. 153, Issue 880. – P. 699–717. doi: 10.1098/rspa.1936.0031

10. Mott, N. F. Electrons in Transition Metals [Text] / N. F. Mott // Advances in Physics. – 1964. – Vol. 13, Issue 51. – P. 325–422. doi: 10.1080/00018736400101041

11. Погорілий, А. М. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку [Текст] / А. М. Погорілий, С. М. Рябченко, О. І. Товстолиткін // Укр. фіз. журн. Огляди. – 2010. – Т. 6, № 1. – С. 37–97.

12. Schmidt, G. Concepts for Spin Injection into Semiconductors – a Review [Text] / G. Schmidt // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2005. – Vol. 38, Issue 7. – P. R107–R122. doi: 10.1088/0022-3727/38/7/r01

13. Valet, T. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers [Text] / T. Valet, A. Fert // Physical Review B. – 1993. – Vol. 48, Issue 10. – P. 7099–7013. doi: 10.1103/physrevb.48.7099

14. Sears, F. W. Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics [Text] / F. W. Sears, G. L. Salinger. – Boston: Addison-Wesley, 1975. – P. 331–336, 355–361.

15. Kubo, R. Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems [Text] / R. Kubo // Journal of the Physical Society of Japan. – 1957. – Vol. 12, Issue 6. – P. 570–586. doi: 10.1143/jpsj.12.570

16. Martin, P. C. Theory of many-particle systems. I [Text] / P. C. Martin, J. Schwinger // Physical Review. – 1959. – Vol. 115, Issue 6. – P. 1342–1373. doi: 10.1103/physrev.115.1342

17. Kadanoff, L. P. Quantum Statistical Mechanics [Text] / L. P. Kadanoff, G. Baym. – New York: W. A. Benjamin, 1962. – 203 p.

18. Keldysh, L. V. Diagram Technique for Non-Equilibrium Processes [Text] / L. V. Keldysh // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – С. 1515–1527.

19. Takahashi, S. Spin Injection and Detection in Magnetic Nanostructures [Text] / S. Takahashi, S. Maekawa // Physical Review B. – 2003. – Vol. 67, Issue 5. – P. 052409. doi: 10.1103/physrevb.67.052409

20. Третяк, О. В. Фізичні основи спінової електроніки [Текст] / О. В. Третяк, В. А. Львов, О. В. Барабанов. – Київ: Вид-во Київського університету, 2002. – 314 с.

21. Данилов, Ю. А. Основы спинтроники [Текст] / Ю. А. Данилов, Е. С. Демидов, А. А. Ежевский. – Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевскогою, 2009. – 173 с.

22. Аплеснин, С. С. Основы спинтроники [Текст] / С. С. Аплеснин. – Санкт-Петербург: Изд-во ЛАНЬ, 2010. – 288 с.

23. Tsoi, M. Excitation of a Magnetic Multilayer by Electric Current [Text] / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, P. Wyder // Physical Review Letters. – 1998. – Vol. 80, Issue 19. – P. 4281–4284. doi: 10.1103/physrevlett.80.4281

24. Myers, E. B. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices [Text] / E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, R. A. Buhrman // Science. – 1999. – Vol. 285, Issue 5429. – P. 867–870. doi: 10.1126/science.285.5429.867

25. Katine, J. A. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co / Cu / Co Pillars [Text] / J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, D. C. Ralph // Physical Review Letters. – 2000. – Vol. 84, Issue 14. – P. 3149–3152. doi: 10.1103/physrevlett.84.3149

26. Berger, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current [Text] / L. Berger // Physical Review B. – 1996. – Vol. 54, Issue 13. – P. 9353–9358. doi: 10.1103/physrevb.54.9353

27. Slonczewski, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers [Text] / J. C. Slonczewski // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1996. – Vol. 159, Issue 1–2. – P. L1–L7. doi: 10.1016/0304-8853(96)00062-5

28. Bazaliy, Y. B. Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presense of a spin-polarized current and colossal- and giant-magnetoresistive materials [Text] / Y. B. Bazaliy, B. A. Jones, S.-C. Zhang // Physical Review B. – 1998. – Vol. 57, Issue 6. – P. R3213 – R3216. doi: 10.1103/physrevb.57.r3213

29. Sun, J. Z. Spin-current interaction with a monpdomain magnetic body: A model study [Text] / J. Z. Sun // Physical Review B. – 2000. – Vol. 62, Issue 1 – P. 570–578. doi: 10.1103/physrevb.62.570

30. Ralph, D. C. Spin transfer torques [Text] / D. C. Ralph, M. D. Stiles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2008. – Vol. 320, Issue 7. – P. 1190–1216. doi: 10.1016/j.jmmm.2007.12.019

31. Ландау, Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // Phys. Z. Sowjetunion. – 1935. – Vol. 8. – P. 153–169.

32. Ландау, Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел [Текст] / Л. Д. Ландау. Е. М. Лифшица. – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – С. 97.

33. Gilbert, T. A. phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials [Text] / T. A. Gilbert // IEEE Transactions on Magnetics. – 2004. – Vol. 40, Issue 6. – P. 3443–3449. doi: 10.1109/tmag.2004.836740

34. Звездин, А. К. Обобщенное уравнение Ландау – Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах [Текст] / А. К. Звездин, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский // УФН. – 2008. – Т. 178. – С. 436–442.

35. Mewes, T. Magnetization dynamics including spin-torque [Electronic resource] / T. Mewes et al. – Available at: http://www.bama.ua.edu/~tmewes/

36. Nanohub [Electronic resource]. – 2012. – Available at: https://nanohub.org/groups/u

37. PurdueX [Electronic resource]. – 2015. – Available at: https://www.edx.org/school/purduex

References

1. Krugljak, Ju. O., Krugljak, N. Ju., Striha, M. V. (2012). Uroky nanoelektroniky: vynyknennja strumu, formuljuvannja zakonu Oma i mody providnosti v koncepcii' «znyzu–vgoru». Sensorna elektronika i mikrosystemni tehnologii', 9 (4), 5–29.

2. Kruglyak Yu. A. (2015). Nanoelectronics «bottom – up»: current generation, generalized ohm's law, elastic resistors, conductivity modes, thermoelectricity. ScienceRise, 7/2 (12), 76–100. doi: 10.15587/2313-8416.2015.45700

3. Supriyo, D. (2012). Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport. Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Co, 471. Available at: https://nanohub.org/courses/FoN1

4. Dyakonov, M. I., Perel, V. I. (1971). Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. Physics Letters A, 35 (6), 459–460. doi: 10.1016/0375-9601(71)90196-4

5. Julliere, M. (1975). Tunneling between ferromagnetic films. Physics Letters A, 54 (3), 225–226. doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7

6. Aronov, A. G., Pikus, G. E. (1976). Spinovaja inzhekcija v poluprovodnikah. Fizika i tehnika poluprov, 10, 1177–1180.

7. Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A., Van Dau, F. N., Petroff, F., Etienne, P., Chazelas, J. (1988). Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. Physical Review Letters, 61 (21), 2472–2475. doi: 10.1103/physrevlett.61.2472

8. Binasch, G., Grünberg, P., Saurenbach, F., Zinn, W. (1989). Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. Physical Review B, 39 (7), 4828–4830. doi: 10.1103/physrevb.39.4828

9. Mott, N. F. (1936). The Electrical Conductivity of Transition Metals. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 153 (880), 699–717. doi: 10.1098/rspa.1936.0031

10. Mott, N. F. (1964). Electrons in transition metals. Advances in Physics, 13 (51), 325–422. doi: 10.1080/00018736400101041

11. Pogorilyj, A. M., Rjabchenko, S. M., Tovstolytkin, O. I. (2010). Spintronika. Osnovni javyshha. Tendencii' rozvytku. Ukr. fiz. zhurn. Ogljady, 6 (1), 37–97.

12. Schmidt, G. (2005). Concepts for spin injection into semiconductors–a review. Journal of Physics D: Applied Physics, 38 (7), R107–R122. doi: 10.1088/0022-3727/38/7/r01

13. Valet, T., Fert, A. (1993). Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. Physical Review B, 48 (10), 7099–7113. doi: 10.1103/physrevb.48.7099

14. Sears, F. W., Salinger, G. L. (1975). Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics. Boston: Addison-Wesley, 331–336, 355–361.

15. Kubo, R. (1957). Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems. Journal of the Physical Society of Japan, 12 (6), 570–586. doi: 10.1143/jpsj.12.570

16. Martin, P. C., Schwinger, J. (1959). Theory of Many-Particle Systems. I. Physical Review, 115 (6), 1342–1373. doi: 10.1103/physrev.115.1342

17. Kadanoff, L. P., Baym, G. (1962). Quantum Statistical Mechanics. New York: W. A. Benjamin, 2003.

18. Keldysh, L. V. (1964). Diagram Technique for Non-Equilibrium Processes. ZhJeTF, 47, 1515–1527.

19. Takahashi, S., Maekawa, S. (2003). Spin injection and detection in magnetic nanostructures. Physical Review B, 67 (5), 052409. doi: 10.1103/physrevb.67.052409

20. Tretjak, O. V., L'vov, V. A., Barabanov, O. V. (2002). Fizychni osnovy spinovoi' elektroniky. Kyi'v: Vyd-vo Kyi'vs'kogo universytetu, 314.

21. Danilov, Ju. A., Demidov, E. S., Ezhevskij, A. A. (2009). Osnovy spintroniki. Nizhnij Novgorod: Nizhegorodskij gosudarstvennyj universitet im. N. I. Lobachevskogoju, 173.

22. Aplesnin, S. S. (2010). Osnovy spintroniki. Sankt-Peterburg: Izd-vo LAN", 288.

23. Tsoi, M., Jansen, A. G. M., Bass, J., Chiang, W.-C., Seck, M., Tsoi, V., Wyder, P. (1998). Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current. Physical Review Letters, 80 (19), 4281–4284. doi: 10.1103/physrevlett.80.4281

24. Myers, E. B., Ralph, D. C., Katine, J. A., Louie, R. N., Buhrman, R. A. (1999). Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices. Science, 285 (5429), 867–870. doi: 10.1126/science.285.5429.867

25. Katine, J. A., Albert, F. J., Buhrman, R. A., Myers, E. B., Ralph, D. C. (2000). Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars. Physical Review Letters, 84 (14), 3149–3152. doi: 10.1103/physrevlett.84.3149

26. Berger, L. (1996). Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. Physical Review B, 54 (13), 9353–9358. doi: 10.1103/physrevb.54.9353

27. Slonczewski, J. C. (1996). Current-driven excitation of magnetic multilayers. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 159 (1–2), L1–L7. doi: 10.1016/0304-8853(96)00062-5

28. Bazaliy, Y. B., Jones, B. A., Zhang, S.-C. (1998). Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presence of a spin-polarized current in colossal- and giant-magnetoresistive materials. Physical Review B, 57 (6), R3213–R3216. doi: 10.1103/physrevb.57.r3213

29. Sun, J. Z. (2000). Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study. Physical Review B, 62 (1), 570–578. doi: 10.1103/physrevb.62.570

30. Ralph, D. C., Stiles, M. D. (2008). Spin transfer torques. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320 (7), 1190–1216. doi: 10.1016/j.jmmm.2007.12.019

31. Landau, L. D., Lifshic, E. M. (1935). K teorii dispersii magnitnoj pronicaemosti ferromagnitnyh tel. Phys. Z. Sowjetunion, 8, 153–169.

32. Landau, L. D., Lifshica, E. M. (1969). K teorii dispersii magnitnoj pronicaemosti ferromagnitnyh tel. Moscow: Nauka, 1, 97.

33. Gilbert, T. L. (2004). Classics in Magnetics A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. IEEE Transactions on Magnetics, 40 (6), 3443–3449. doi: 10.1109/tmag.2004.836740

34. Zvezdin, A. K., Zvezdin, K. A., Hval'kovskij, A. V. (2008). Obobshhennoe uravnenie Landau – Lifshica i processy perenosa spinovogo momenta v magnitnyh nanostrukturah. UFN, 178, 436–442.

35. Mewes, T. et al. Magnetization dynamics including spin-torque. – Available at: http://www.bama.ua.edu/~tmewes/

36. Nanohub (2012). Available at: https://nanohub.org/groups/u

37. PurdueX (2015). Available at: https://www.edx.org/school/purduex

Рекомендовано до публікації д-р фіз.-мат. наук Глушков О. В.
Дата надходження рукопису 22.07.2015

Kruglyak Yuriy, Doctor of Chemical Sciences, Professor, Department of Information Technologies, Odessa State Environmental University, Lvovskaya Str. 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: quantumnet@yandex.ua