

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА**

---

Физический факультет

Кафедра магнетизма

**Спиновый транспорт в спин-вентильных латеральных  
структурах.**

Дипломная работа  
Студента 619 группы,  
Пиле Яна Эрнестовича.

Научный руководитель:  
Профессор, д.ф.-м.н.  
Ведяев Анатолий Владимирович.

ДОПУЩЕН К ЗАЩИТЕ

Зав.каф.магнетизма

д.ф.-м.н., профессор Перов Н.С.

# Оглавление

<b>1)Глава 1 . Введение</b>	<b>стр.3</b>
1.1 Для чего нужны магнитные гетероструктуры?	стр.3
1.2 Что такое латеральный спиновый вентиль?	стр.4
1.3 Для чего нужны латеральные спиновые вентили?	стр.5
1.4 Цель работы и научная новизна.	стр.5
<b>2)Глава 2. Обзор литературы</b>	<b>стр.6</b>
2.1 Спиновая инжекция, детектирование и аккумуляция	стр.6
2.2 Измерения с помощью латеральных спиновых вентиляей	стр.7
2.3 Факторы, влияющие на величину спинового сигнала	стр.10
2.4 Применение латеральных спиновых вентиляей	стр.11
2.5 Изготовление LSV-структур.	стр.11
<b>3) Глава 3. Теоретическая модель</b>	<b>стр.12</b>
3.1 Уравнение Больцмана	стр.12
3.2 Вывод основных формул	стр.13
3.3 Рассматриваемая система	стр.15
<b>4) Глава 4. Расчет для планарной структуры</b>	<b>стр.16</b>
<b>5) Глава 5. Расчет для латеральной структуры</b>	<b>стр.21</b>
<b>6) Глава 6. Результаты и их обсуждение</b>	<b>стр.28</b>
<b>7) Глава 7. Выводы</b>	<b>стр.33</b>
<b>8) Список литературы</b>	<b>стр.34</b>

# Глава 1

# Введение

## 1.1 Для чего нужны магнитные гетероструктуры?

В последние десятилетия существует устойчивый интерес к слоистым магнитным гетероструктурам, как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Все растущий интерес вызван значительным прогрессом в технике изготовления таких структур, например электронно-лучевой литографии, а также непрерывным развитием методов исследования, таких как сканирующая зондовая микроскопия и микроскопия на основе эффекта Керра.

С практической точки зрения, магнитные наногетероструктуры являются основой для большинства спинтронных устройств. В индустрии, производящей жесткие диски, эффекты гигантского магнетосопротивления и туннельного магнетосопротивления используются, к примеру, в магнитных сенсорах считывающих головок жестких дисков. Кроме того, очень активно исследуется магнитная память произвольного доступа (MRAM), ячейки которой содержат трехслойные “сэндвичи” типа ферромагнетик / парамагнетик / ферромагнетик. Оперативная память такого типа обладает рядом преимуществ перед используемой сегодня полупроводниковой RAM, например большей скоростью, высокой плотностью записи и низким энергопотреблением [1].

С фундаментальной точки зрения, новые эффекты возникают, когда толщина слоев гетероструктуры становится сравнимой или меньшей, чем некие характерные линейные размеры, такие как длина спиновой релаксации или толщина доменной стенки. Помимо вышесказанного, большой интерес представляет изучение спин-зависящего транспорта в таких структурах. Именно транспорт позволяет понять физику процессов, лежащих в основе эффектов типа ГМС, ТМС и прочих.

Чтобы добавить спин в качестве новой степени свободы для прикладных целей, к примеру – для использования в электронике, необходимо научиться манипулировать динамикой спина в твердотельных устройствах, а это, в свою очередь, означает, что нужно иметь четкое представление об инжекции и детектировании спинов, а также спиновой аккумуляции.

Самыми известными спин-зависящими эффектами в транспорте являются гигантское магнетосопротивление [2,3] и туннельное магнетосопротивление [4,5]. Они заключаются в значительном изменении электрического сопротивления многослойных образцов, состоящих из чередующихся ферромагнитных и неферромагнитных слоев, в зависимости от

относительного направления намагниченности в ферромагнетиках. Для туннельного магнетосопротивления характерно то, что прослойкой между ферромагнитными электродами является туннельный диэлектрический контакт. Обычно применяют “сэндвичи” типа “ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик/...”, однако также исследуются структуры, включающие антиферромагнитные слои, спиновые спирали [6] и даже сверхпроводящие слои [7].

## 1.2 Что такое латеральный спиновый вентиль?

Как изображено на рисунке ниже, в отличие от вертикального спинового вентиля (VSV), в котором слои соединены друг с другом лишь в одном направлении, в латеральном спиновом вентиле (LSV) они соединены в двух направлениях по отношению друг к другу, что напрямую следует из названия (англ. lateral- боковой).

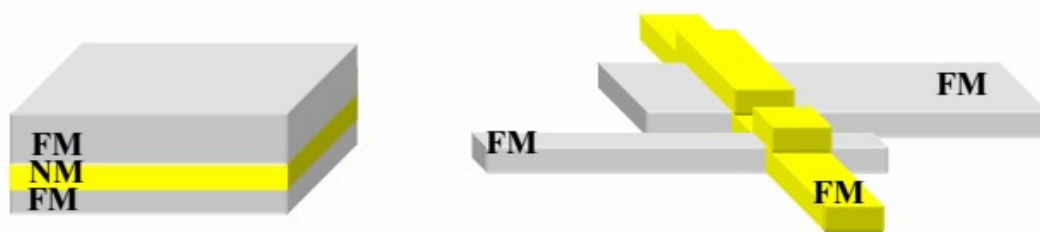


Рис.1. Слева изображен “вертикальный” спиновый вентиль, а справа – латеральный спиновый вентиль

В данной работе будет рассмотрена более простая структура латерального спинового вентиля, нежели представлена на Рис.1, а именно:

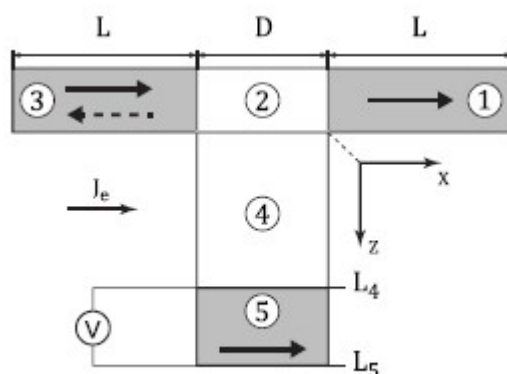


Рис.2. Латеральный спиновый вентиль, рассматривающийся в данной работе. Области 1,3,5 – ферромагнитны, Области 2,4- парамагнитны.

Самое существенное упрощение заключается в том, что вентиль двумерный (в направлении перпендикулярном рисунку структура достаточно тонкая, чтобы считаться плоской).

### 1.3 Для чего нужны латеральные спиновые вентили?

Большая часть исследований, имеющихся на сегодняшний день, посвящена именно “вертикальным” спиновым вентилям. К сожалению, такие структуры непросто включить в будущие спинтронные устройства, так как они требуют изготовления дополнительных элементов для контроля транспортных свойств. Латеральный же вентиль сразу имеет дополнительную степень свободы (слои соединены не только вдоль одной координаты). Другой причиной использования латеральных спиновых вентиляей является то, что они позволяют проводить нелокальные измерения (когда спиновый и зарядовый токи разделены). Это очень важно, так как подобное разделение позволяет исключить влияние анизотропного магнетосопротивления и спинового эффекта Холла, что принципиально недостижимо в вертикальной структуре. Иначе говоря, с помощью LSV можно генерировать чистый спиновый ток, который можно использовать, к примеру, для переключения ячеек магнитной памяти произвольного доступа.

### 1.4 Цель работы и научная новизна.

На сегодняшний день, в расчетах, связанных с латеральными спиновыми вентилями применяется одномерная модель, в которой не учитываются неравномерные распределения спиновой аккумуляции и потенциала вдоль поперечной току координаты. При этом эксперимент, как будет сказано в обзоре литературы, показывает, что толщина латерального канала сильно влияет на величину измеряемого “спинового сигнала”, а одномерная модель некорректно описывает это влияние. Вышесказанное говорит о необходимости перехода от 1D- к 2D-модели для полного объяснения влияния параметров латеральной структуры на измеряемый сигнал. Целью данной работы было проведение последовательного аналитического вычисления потенциалов и спиновых аккумуляций в латеральном спиновом вентиле, изображенном на Рис.2, с помощью двумерной модели, а также сопоставление аналитических результатов с численным расчетом для структуры. Аналитические формулы в рамках двумерной модели получены впервые.

## Глава 2                    Обзор литературы

Латеральные спин-вентильные устройства – это структуры, которые могут быть использованы для спиновой инжекции и детектирования, а также для измерения спин-релаксационных длин в парамагнитных материалах. Обычно LSV состоят из ферромагнитных спинового инжектора и спинового детектора, находящихся в контакте с парамагнитным металлом, который является спин-диффузионной средой. Для понимания принципов работы латерального спинового вентиля необходимо, для начала, ознакомиться с тем, что такое спиновая инжекция, детектирование и спиновая аккумуляция.

### 2.1 Спиновая инжекция, детектирование и аккумуляция

При электрической инжекции спинов ферромагнитный (FM) электрод присоединяют к парамагнитному (NM) металлу, как показано на Рис.3. Приложенный ток бежит перпендикулярно границе раздела парамагнетик/ферромагнетик и, поскольку в ферромагнетике проводимости для электронов со спином вверх и со спином вниз различаются, электрический ток сопровождается спиновым током. Когда электроны, несущие спиновый ток, пересекают интерфейс, проходя в парамагнетик, они аккумулируются на расстояниях порядка длины спиновой релаксации  $\lambda_N$  и  $\lambda_F$  от границы раздела, так как в парамагнетике проводимости для обоих направлений спинов равны.[9-11]

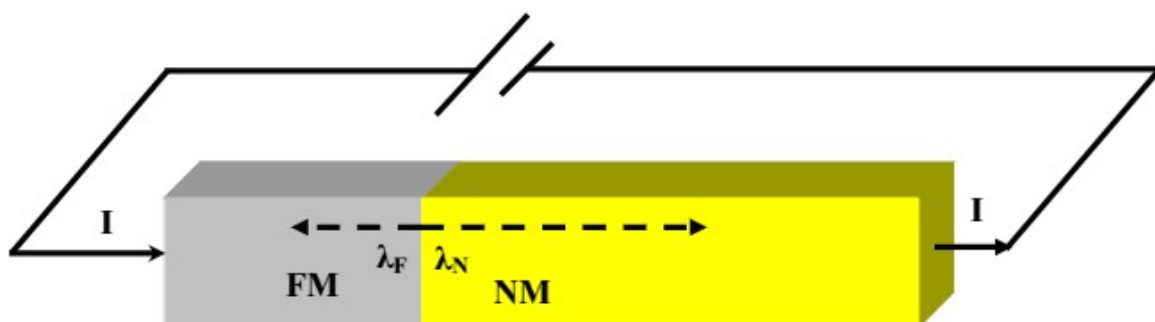


Рис.3 Схематическое изображение контакта ФМ/ПМ.  $\lambda_F$  и  $\lambda_N$  представляют собой длины, на которых существует спиновая аккумуляция.

Величина спиновой аккумуляции в парамагнетике зависит от длины спиновой релаксации, которая является важным характерным масштабом в задачах спинового транспорта. Эта величина показывает, насколько далеко электрон может продиффундировать в проводник, сохраняя изначальное направление спина. Иначе говоря,

пройдя эту длину, у носителей спинового тока, в среднем, происходит поворот спина. Длины спиновой релаксации в металлах обычно больше длины свободного пробега, а именно[12]:

$$l_{sf} = \sqrt{\frac{v_F \tau_{sf} \lambda}{3}}, \text{ где } v_F \text{ - фермиевская скорость, } \tau_{sf} \text{ - время до переворота спина, а}$$

$\lambda$  - длина свободного пробега.

В отсутствие магнитных неоднородностей, главный механизм, вызывающий переворот спина – спин-орбитальное взаимодействие, как было предсказано Эллиотом и Яфетом[13,14]. При высоких температурах  $\frac{1}{\tau_{sf}}$  растет с температурой линейно, значит

доминирующий механизм релаксации фоновый, при низких же температурах  $\frac{1}{\tau_{sf}}$  остается

постоянным и механизм рассеяния связан с примесями.

Наличие неравновесной спиновой аккумуляции в парамагнитном металле сдвигает химические потенциалы для электронов со спинами вверх и вниз. Электроны с преимущественным направлением спина имеют больший химический потенциал, и именно он детектируется в качестве “сигнала от спиновой аккумуляции“. Одна из целей спинтроники – повысить интенсивность этого сигнала.

## 2.2 Измерения с помощью латеральных спиновых вентиляей

Принципиально существует два типа измерений, производимых с помощью латеральных спиновых вентиляей: локальные и нелокальные. Оба типа проиллюстрированы на Рис.4.

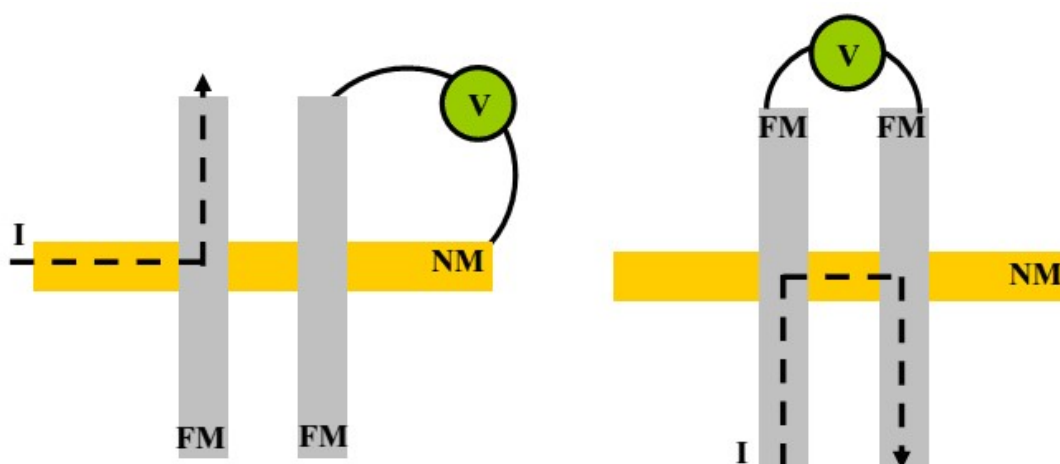


Рис.4. Слева изображена схема нелокального измерения, а справа – локального.

В случае нелокального измерения, ток проходит лишь через один из электродов, который служит инжектором. В парамагнетике, соответственно, возникает неравновесная спиновая аккумуляция, а значит и разность химических потенциалов между электронами со

спинами вверх и вниз. Как уже было сказано, химический потенциал электронов с преимущественным направлением спина выше. Эти носители спина диффундируют сквозь парамагнетик и детектируются по изменению напряжения на втором ферромагнитном электроде, который служит детектором. Если намагниченность детектора совпадает со “спином вверх”, то напряжение на детекторе будет отражать химический потенциал для электронов со спином вверх и наоборот.

Когда намагниченности инжектора и детектора параллельны, напряжение максимально, когда они антипараллельны – минимально, как показано на Рис.5

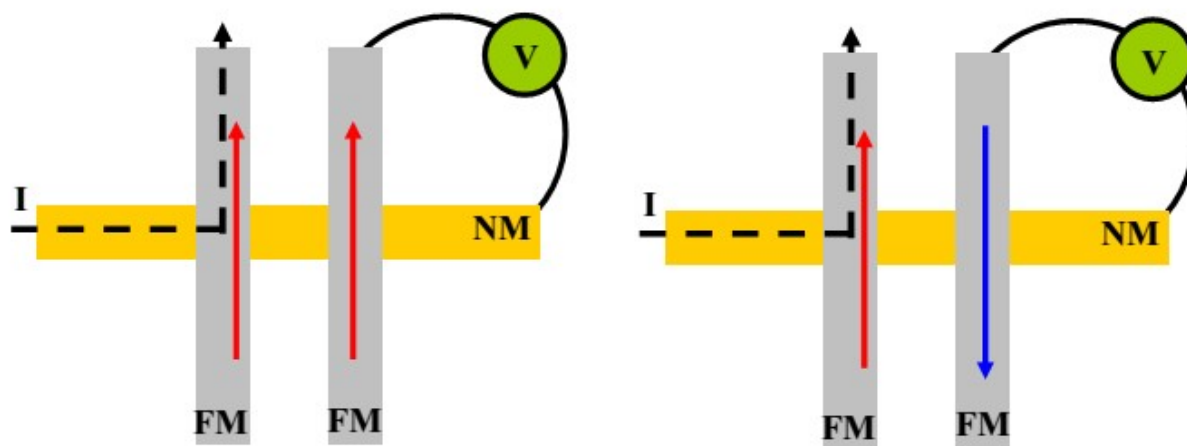


Рис.5. В случае параллельных намагниченностей сигнал максимален, в случае антипараллельных – минимален.

Так как между инжектором и детектором в нелокальной конфигурации тока нет, регистрируемое напряжение может быть связано лишь с химическим потенциалом, возникающим из-за спиновой аккумуляции в парамагнитном слое между инжектором и детектором. Многие научные группы экспериментально исследовали нелокальную конфигурацию с целью получить четкий сигнал от спиновой аккумуляции в своих LSV-устройствах. В работе [16] был исследован LSV вида:

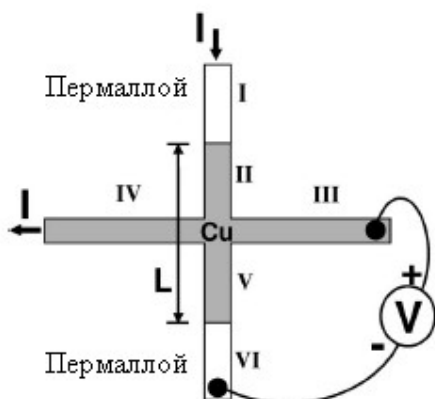


Рис.6. Латеральный спиновый вентиль, рассмотренный в работе [16] Йедемой и сотрудниками. Области V и VI состоят из пермаллоя, а области, закрашенные серым цветом - из меди.



Подобная конструкция вентиля позволяет проводить как нелокальные (как на Рис.6), так и локальные измерения (если вольтметр присоединить к частям I и IV данной структуры). Посредством нелокальных измерений с последующим использованием одномерной модели диффузии были измерены спин-релаксационные длины в пермаллое и меди, а также были получены сигналы от чистого спинового тока при гелиевой и комнатной температурах.

В работе [17] Кимура с сотрудниками исследовали различные конфигурации латеральных спиновых вентилях, описывая их по аналогии с методом контурных токов

Кирхгофа, введя так называемое “спиновое сопротивление”  $R_s = \frac{2\lambda}{(1-\beta^2)\sigma S}$ . В ходе

теоретического и экспериментального исследований зависимости этого “сопротивления” от параметров структур, были вновь вычислены спин-релаксационные длины для пермаллоя и меди.

В [18] исследовались вентили, подобные Рис.1. с разными расстояниями между инжектором и детектором. Один из ферромагнитных электродов состоял из пермаллоя, второй – из пермендюра, а в качестве парамагнитного металла использован алюминий. На основе одномерной модели диффузии была вычислена зависимость спиновой поляризации (Отношение спиновой аккумуляции к концентрации) от сопротивления между ферромагнитными электродами Рис.7, аппроксимировав которую линейной функцией, была получена спин-релаксационная длина для алюминия.

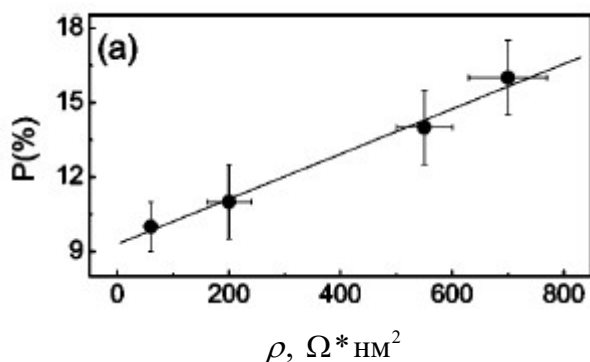


Рис.7. Исследованная Валенцуэлой и Тинкхамом зависимость спиновой поляризации от сопротивления между ферромагнитными электродами.

Суть детектирования для локальной конфигурации такая же, как и для нелокальной, однако принципиальное различие в том, что электрический ток и измеряемое напряжение пространственно “не разделены”, поэтому существуют паразитные сигналы в виде анизотропного магнетосопротивления и спинового эффекта Холла, мешающие детектированию. Однако есть группы, исследующие и эту конфигурацию для возможных специфических применений. К примеру, в работе [19] было обнаружено, что измеряемый спиновый сигнал, который, обычно зависит от температуры так же как и намагниченность, то есть  $\sim T^{3/2}$  [20].

### 2.3 Факторы, влияющие на величину спинового сигнала

Существует множество факторов, которые могут как увеличить, так и уменьшить измеряемый спиновый сигнал, и очень важно знать, как оптимизировать конструкцию вентиля. Именно об этом здесь и пойдет речь.

Было обнаружено, что при уменьшении толщины спин-диффузионного моста между инжектором и детектором неоднородность спинового тока уменьшается, что, в свою очередь, увеличивает спиновый сигнал [20]. Увеличение спиновой аккумуляции было также исследовано Кимурой и соавторами [21]. Они обнаружили, что спиновая аккумуляция и спиновый ток зависят не только от параметров моста между электродами, но и от так называемого спинового сопротивления, которое определяется как:

$$R_S = \frac{2\lambda}{(1-\beta^2)\sigma S},$$
 где  $\beta$  - спиновая поляризация,  $\sigma$  - проводимость, а  $\lambda$  - длина свободного пробега, а  $S$  - площадь поперечного сечения для спинового тока.

$R_S$  - своего рода мера сложности “перемешивания спинов” вдоль спин-диффузионной

длины, то есть, по мере уменьшения площади поперечного сечения, спины перемешиваются все меньше, а значит спиновый сигнал растет.

Если взять в качестве парамагнитного металла медь и на нее поместить слой золота, то это уменьшит спиновую аккумуляцию в меди, однако значительно увеличит ее проводимость, так как снизит вероятность окисления поверхности. Уменьшение спинового сигнала возникает из-за падения спинового сопротивления, вследствие малой спин-диффузионной длины золота [22].

Кимура с сотрудниками [23] также показал, что добавление пермаллового контакта, соединенного с центральным медным проводником между инжектором и детектором в латеральном спиновом вентиле при нелокальном измерении (Рис.6), существенно подавляет спиновую аккумуляцию в меди. Подавление связано с тем, что дополнительный пермалловый контакт уменьшает разность химических потенциалов для электронов со спинами вверх и вниз в меди, что, очевидно, уменьшает измеряемый сигнал.

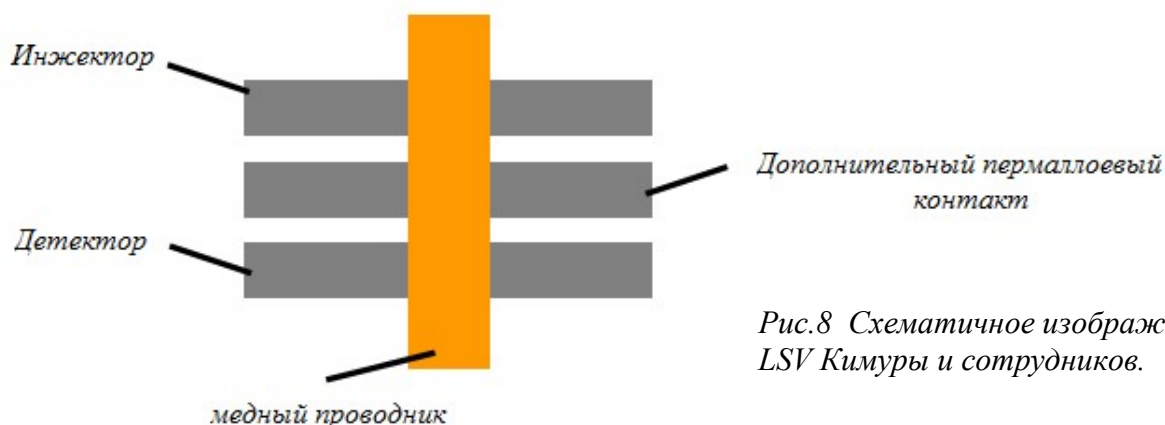


Рис.8 Схематичное изображение LSV Кимуры и сотрудников.

## 2.4 Применение латеральных спиновых вентиляей

Латеральные спиновые вентиляей дают новую степень свободы по сравнению с вертикальными спиновыми вентиляями, и именно это используется для различных применений. Кимура с сотрудниками [24] показал, что с помощью LSV можно определять направление вихрей намагниченности. В исследуемой ими структуре в качестве инжектора использовался пермаллоевый диск, а в качестве детектора – пермаллоевый провод. По спиновому сигналу они определяли, как направлена намагниченность в диске: по часовой стрелке или против часовой. Эта техника позволяет изучать направление вихрей в уединенных дисках при низких температурах.

Другим, возможно более важным применением LSV, можно назвать переключение намагниченности ферромагнитных наночастиц [25]. На сегодняшний день большинство устройств спинтроники используют для переключения намагниченностей магнитных слоев импульсные токи, которые производят джоулево тепло, что для миниатюрных устройств нежелательно. Кимура и сотрудники [25] смогли с помощью LSV в нелокальной конфигурации переключить намагниченность наночастицы с антипараллельного состояния на параллельное. К сожалению, переключить намагниченность в обратном направлении им не удалось. Очевидно, что требуется дальнейшая оптимизация параметров и изучение свойств латеральных спиновых вентиляей, чтобы получить возможность манипулировать состоянием таких частиц, а это – прямой шаг к переключению ячеек магниторезистивной памяти произвольного доступа без лишних потерь энергии и нагрева.

## 2.5 Изготовление LSV-структур.

Для изготовления латеральных спиновых вентиляей применяются различные техники. Первый класс методов - оптические методы, главным из которых является, конечно, оптическая литография. Метод заключается в том, что на подложку наносится фоторезист, который, затем, засвечивается через маску электромагнитными волнами, обычно - ультрафиолетового диапазона. После этого уже засвеченный фоторезист вытравливается в специальном растворе, и формируется необходимый профиль поверхности.

Помимо оптической, существует электронно-лучевая литография, которая также применяется для LSV, когда требуется большее разрешение. Суть метода электронно-лучевой литографии аналогична оптической, только резист, который наносится на подложку должен быть чувствителен к облучению электронным потоком. Этот метод позволяет получать структуры с нанометровым разрешением, невозможные при использовании даже

жесткого ультрафиолета, поскольку Де-Бройлевская длина волны электрона меньше длины волны фотонов УФ-излучения.

Из приведенного литературного обзора следует, что, несмотря на активное исследование латеральных спиновых вентилях, их описание базируется исключительно на одномерной модели диффузии или аналогии с методом контурных токов Кирхгофа. Далее в работе будет показано, что такой метод подходит не для любой толщины латерального канала, а значит, есть необходимость в разработке более чем одномерного метода расчета.

## Глава 3 Теоретическая модель

### 3.1 Уравнение Больцмана

Как и во многих задачах кинетики, расчет токов в латеральном спиновом венти́ле производится с помощью квазиклассического уравнения Больцмана, которое имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} \frac{\vec{p}}{m} + \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \vec{F} = \frac{df}{dt} \text{столкн.} \quad (3.1)$$

Здесь  $f$  – функция распределения, а в правой части стоит слагаемое, которое называют интегралом столкновений. Разберем уравнение более подробно. Первый член описывает эволюцию функции распределения во времени, второй член описывает диффузию, а третий член – дрейфовый или полевой, он определяется действующей силой. Очевидно, что в стационарном случае обнуляется первый член, а в отсутствие сил – третий.

Вернемся к интегралу столкновений, стоящему в правой части.

В общем виде он имеет форму:

$$\frac{df}{dt} \text{столкн} = \int [f(t, \vec{p}, \vec{p}')W(\vec{p}', \vec{p}) - f(t, \vec{x}, \vec{p})W(\vec{p}, \vec{p}')]d^3 p' \quad (3.2)$$

Здесь  $W(\vec{p}, \vec{p}')$  – вероятность рассеяться из состояния со скоростью  $\vec{p}$  в состояние со скоростью  $\vec{p}'$ , однако в такой форме он чрезвычайно сложен, а уравнение Больцмана становится интегро-дифференциальным. Исходя из физических соображений, можно понять, что столкновения стремятся привести систему в равновесие, а значит столкновительный член описывает своего рода релаксацию. Простейший вид релаксационного члена есть:

$$-\frac{f - f_0}{\tau} \quad (3.3) \quad \text{где } f_0 \text{ -равновесная функция распределения, а } \tau \text{ - время релаксации.}$$

Именно в таком простейшем виде мы и выберем интеграл столкновений для решения нашей задачи. Отдельно отметим, что условием применимости уравнения Больцмана в таком виде для нашей задачи является “квазиклассичность системы”, то есть выполнение

$$\text{соотношения } \frac{\hbar}{\tau * E_F} \ll 1 \text{ (аналог соотношения неопределенностей Гейзенберга), где}$$

$\tau$  - время релаксации, а  $E_F$  - энергия Ферми – характерные параметры рассматриваемой системы.

### 3.2 Вывод основных формул

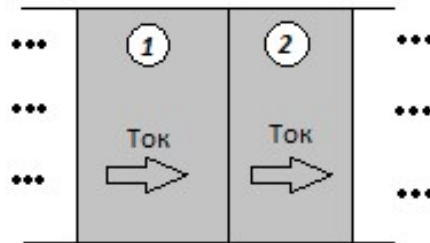


Рис.9. Гетероструктура в СРР- геометрии.(ток перпендикулярен интерфейсам)

Итак, пусть имеется слоистая гетероструктура, скажем, вертикальный спиновый вентиль, который рассматривается в СРР(Current perpendicular to plane)- геометрии, как на Рис.7. Многоточия на рисунке означают, что слоев может быть много, но для вывода выражений для спиновой аккумуляции, потенциала и тока достаточно выбрать один слой, скажем слой номер 1, и записать уравнения внутри него. В теоретическом описании в этом параграфе будем следовать книге [26] .

Мы будем рассматривать стационарный случай в отсутствие внешних сил (Позволяет отбросить 1 и 3 члены в левой части уравнения Больцмана). Мы также будем использовать двухтоковую модель Валета-Ферта[27], где токи электронов со спинами вверх и вниз рассматриваются отдельно. Введем полный электрический ток, как сумму токов по двум спиновым каналам, и спиновый ток, как разность токов в каналах. Логично, что, если токи в обоих каналах равны(каналы абсолютно равнозначны), никакого спинового тока, как и асимметрии нет.

$$\begin{aligned} j^e &= j^\uparrow + j^\downarrow \\ j^m &= j^\uparrow - j^\downarrow \end{aligned} \quad (3.4) \quad \text{, как мы уже выяснили, проводимости для электронов со спином}$$

вверх и со спином вниз могут быть различными. Введем, для удобства вычислений, коэффициент спиновой асимметрии  $\beta$ , который показывает отличие проводимостей для электронов с конкретным направлением спина от проводимости материала в стандартном смысле (без привязки к направлению спина):

$$\begin{aligned} \sigma^{\uparrow\downarrow} &= \sigma_0(1 \pm \beta) \\ D^{\uparrow\downarrow} &= D_0(1 \pm \beta) \end{aligned} \quad (3.5) \quad \text{, здесь } D_0 \text{ - коэффициент диффузии, а } \sigma_0 \text{ - проводимость}$$

соответствующего металла. Сразу стоит сказать, что для парамагнетиков  $\beta = 0$ , так как в них электроны с различными направлениями спинов равнозначны с точки зрения проводимостей.

Если теперь отдельно рассмотреть концентрации электронов со спинами вверх и вниз, можно, по аналогии с электрическим и спиновым токами, ввести полную концентрацию электронов  $n = n^\uparrow + n^\downarrow$  (3.6) и, так называемую, спиновую аккумуляцию

$$m = n^\uparrow - n^\downarrow \quad (3.7) \quad \text{, которая характеризует 'преобладание' носителей с определенной проекцией спина.}$$

Получим, теперь уравнения для спиновой аккумуляции, электрического и спинового токов.

Выражения для токов электронов со спинами вверх и вниз имеют вид:

$$j^{\uparrow\downarrow} = -\sigma^{\uparrow\downarrow} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D^{\uparrow\downarrow} \frac{\partial n^{\uparrow\downarrow}}{\partial z} \quad (3.8) \quad \text{. Перепишем это через электрический и спиновый}$$

токи, для этого, соответственно, сложим и вычтем выражения для токов электронов с различными направлениями спинов. Используем, к тому же, соотношение Эйнштейна

$$\text{для коэффициента диффузии: } D = \frac{\sigma}{e\nu} \quad (3.9) \quad \text{, где в числителе стоит проводимость, а в}$$

знаменателе – произведение заряда электрона на плотность состояний на один атом.

Складывая и вычитая выражения для токов носителей со спинами вверх и вниз соответственно, получаем:

$$\begin{aligned} j^e &= j^\uparrow + j^\downarrow = -\sigma_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D \frac{\partial n}{\partial z} - D\beta \frac{\partial m}{\partial z} \\ j^m &= j^\uparrow - j^\downarrow = -\sigma_0 \beta \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D\beta \frac{\partial n}{\partial z} - D \frac{\partial m}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Теперь, если переобозначить за  $\varphi$  электрохимический потенциал, то есть

$\varphi = \varphi + \frac{1}{e\nu}n$  (3.11) , то выражения для токов примут вид:

$$\begin{aligned} j^e &= -\sigma_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D\beta \frac{\partial m}{\partial z} \\ j^m &= -\sigma_0 \beta \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D \frac{\partial m}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Теперь мы можем записать для электрического токов уравнения Больцмана в приближении времени релаксации. Дифференциальный закон сохранения полного тока(уравнение непрерывности) имеет вид :

$$\text{div } j^e = 0 \quad (3.13)$$

Для спинового же тока релаксация происходит за счет переворотов спинов электронов, поэтому характерным временем релаксации будет среднее время, в течение которого электрон движется, не меняя направления спина, обозначим его за  $\tau_{sf}$ . Тогда для спинового тока уравнение принимает вид :

$$\text{div } j^m = -\frac{m}{\tau_{sf}} \quad (3.14)$$

Подставив в эти уравнения полученные нами выражения для спинового и электрического токов для одномерного случая, получаем уравнение на спиновую аккумуляцию:

$$D(1 - \beta^2) \frac{\partial^2 m}{\partial z^2} = \frac{m}{\tau_{sf}} \quad (3.15) \quad . \text{ Произведем здесь замену } l_{sf} = \sqrt{D\tau_{sf}(1 - \beta^2)} \quad (3.16). \text{ Это}$$

среднее расстояние, которое проходит электрон до переворота спина.

Тогда уравнение на спиновую аккумуляцию принимает вид  $\frac{\partial^2 m}{\partial z^2} = \frac{m}{l_{sf}^2}$  (3.17) , а его

фундаментальные решения  $m \sim e^{\pm z/l_{sf}}$  (3.18). Конкретный вид решения будем выбирать, исходя из граничных условий.

Если теперь из (3.13) и (3.14) выразить не производную спиновой аккумуляции, а производную потенциала, а затем проинтегрировать полученное уравнение, получится

$$\varphi = c_0 + c_1 z - \beta \frac{m}{\nu} \quad (3.19)$$

Теперь все необходимые для расчета величины получены.

### 3.3 Рассматриваемая система

Перейдем к рассмотрению конкретного спинового вентиля, приведенного на Рис.8. Он состоит из планарной части (слои 1,2 и 3) и латеральной части (слои 4 и 5). Слои 1,3,5 являются ферромагнитными, а слои 2,4- парамагнитными. Линейные размеры слоев 1 и 3 считаются достаточно большими, чтобы в расчетах принимать их за полубесконечные. Намагниченность в слое 1 закреплена, а в слоях 3 и 5 может меняться. Между слоями 1 и 3 имеется разность потенциалов. Линейные размеры слоев обозначены на рисунке 8 латинскими буквами. Направления осей  $Ox$  и  $Oz$  указаны стрелками возле рисунка. Нуль оси  $Ox$  располагается на интерфейсе между областями 1 и 2, а нуль оси  $Oz$  – на интерфейсе между областями 2 и 4. Стрелки внутри слоев 1,3 и 5 показывают направление намагниченности. Изображенный на рисунке вольтметр показывает падение напряжения вдоль слоя 5, однако измерения можно проводить не только при  $x = -D$ , но и при  $x = 0$ .

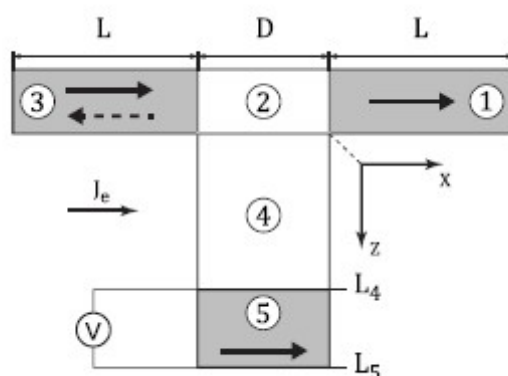


Рис.10. Латеральный спиновый вентиль, рассматриваемый в данной работе. Области 1,3,5 – ферромагнитны, Области 2,4- парамагнитны.

## Глава 4. Расчет для планарной структуры

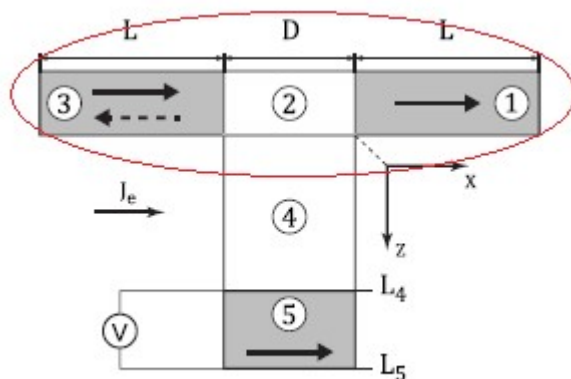


Рис.11. Планарная часть исследуемого латерального спинового вентиля обведена красным



Сначала проведем расчет интересующих нас величин в планарной структуре (изображена на Рис.11). Заранее условимся, что будем считать ферромагнитные электроды полубесконечными. В предыдущей главе были получены фундаментальные решения уравнения для спиновой аккумуляции и уравнения для электрохимического потенциала, а также выражения для спиновых и электрических токов в общем виде. Запишем эти величины во всех трех областях планарной структуры, применив некоторые физические соображения. В областях 1 и 3 рассматриваемой структуры величина спиновой аккумуляции должна спадать на бесконечности, значит в ферромагнитных электродах искомым решением будет одна соответствующая спаду на бесконечности экспонента (в 1 области – с отрицательным показателем, а в 3 – с положительным). В центральной области выражение для спиновой аккумуляции будет содержать оба фундаментальных решения (3.19). Помимо этого, выражение для электрохимического потенциала во 2 области не будет содержать слагаемое, пропорциональное  $\beta$ , так как в парамагнетиках  $\beta = 0$ . Вид решений во всех областях представлен ниже:

$$\begin{aligned}
 m_1 &= a_1 e^{-x/l_1}; & m_2 &= a_2 e^{-x/l_2} + b_2 e^{x/l_2}; & m_3 &= a_3 e^{x/l_3}; \\
 \varphi_{1,3} &= c_0^{(1,3)} + c_1^{(1,3)} x - \beta \frac{m_{1,3}}{e\nu_{1,3}}; & \varphi_2 &= c_0^{(2)} + c_1^{(2)} x. & & (4.1) \\
 j_i^e &= -\sigma_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} - \beta_i \frac{\sigma_i}{e\nu_i} \frac{\partial m_i}{\partial x}; & j_i^m &= -\sigma_i \beta_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} - \frac{\sigma_i}{e\nu_i} \frac{\partial m_i}{\partial x}.
 \end{aligned}$$

Граничные условия включают в себя непрерывность спиновой аккумуляции, потенциала и токов на границах рассматриваемых областей, а также физические условия того, что между краями структуры приложено напряжение  $V$ :

$$\begin{aligned}
 m_1(x=0) &= m_2(x=0); & m_2(x=-D) &= m_3(x=-D); \\
 j_1^e(x=0) &= j_2^e(x=0); & j_2^e(x=-D) &= j_3^e(x=-D); \\
 j_1^m(x=0) &= j_2^m(x=0); & j_2^m(x=-D) &= j_3^m(x=-D); & & (4.2) \\
 \varphi_1(x=0) &= \varphi_2(x=0); & \varphi_2(x=-D) &= \varphi_3(x=-D); \\
 \varphi_1(x \rightarrow \infty) &= 0; & \varphi_3(x \rightarrow -\infty) &= V
 \end{aligned}$$

Сначала подсчитаем производные спиновой аккумуляции и электрохимического потенциала во всех трех областях (4.3), а затем подставим уже полученные выражения для величин и их производных в формулы для токов. Попутно учтем, что во 2 области коэффициент спиновой асимметрии равен нулю (4.4):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} &= c_1^{(1)} + \frac{\beta_1 e^{-x/l_1}}{ev_1 l_1} a_1; & \frac{\partial m_1}{\partial x} &= -\frac{e^{-x/l_1}}{l_1} a_1; \\
\frac{\partial \varphi_2}{\partial x} &= c_1^{(2)}; & \frac{\partial m_2}{\partial x} &= -\frac{e^{-x/l_2}}{l_2} a_2 + \frac{e^{x/l_2}}{l_2} b_2; \\
\frac{\partial \varphi_3}{\partial x} &= c_1^{(3)} - \frac{\beta_3 e^{x/l_3}}{ev_3 l_3} a_3; & \frac{\partial m_3}{\partial x} &= -\frac{e^{x/l_3}}{l_3} a_3
\end{aligned} \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}
j_1^e &= -\sigma_1 c_1^{(1)}; & j_2^e &= -\sigma_2 c_1^{(2)}; (\beta_2 = 0, v_1 = v_2); & j_3^e &= -\sigma_3 c_1^{(3)}; \\
j_1^m &= -\beta_1 \sigma_1 c_1^{(1)} + \frac{(1-\beta_1^2) \sigma_1 e^{-x/l_1}}{ev_1 l_1} a_1; & j_2^m &= \frac{\sigma_2 e^{-x/l_2}}{ev_2} \left[ \frac{a_2}{l_2} e^{-x/l_2} - \frac{b_2}{l_2} e^{x/l_2} \right]; \\
j_3^m &= -\beta_3 \sigma_3 c_1^{(3)} - \frac{(1-\beta_3^2) \sigma_3 e^{x/l_3}}{ev_3 l_3} a_3.
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Положим плотность состояний на уровне Ферми в расчете на один атом одинаковой во всех трех слоях и перейдем в систему единиц, в которой заряд электрона равен 1. Далее, подставив выражения для токов, потенциалов и спиновых аккумуляций (4.4) в граничные условия (4.3), получим систему уравнений:

$$m_1(x=0) = m_2(x=0): \quad a_1 = a_2 + b_2; \tag{4.5.1}$$

$$m_2(x=-D) = m_3(x=-D): \quad a_2 e^{D/l_2} + b_2 e^{-D/l_2} = a_3 e^{-D/l_3}; \tag{4.5.2}$$

$$\varphi_1(x=0) = \varphi_2(x=0): \quad c_0^{(1)} - \frac{\beta_1}{v} a_1 = c_0^{(2)}; \tag{4.5.3}$$

$$\varphi_2(x=-D) = \varphi_3(x=-D): \quad c_0^{(2)} - c_1^{(2)} D = c_0^{(3)} - c_1^{(3)} D - \frac{\beta_3}{v} e^{-D/l_3} a_3; \tag{4.5.4}$$

$$j_1^e(x=0) = j_2^e(x=0): \quad \sigma_1 c_1^{(1)} = \sigma_2 c_1^{(2)}; \tag{4.5.5}$$

$$j_1^e(x=-D) = j_2^e(x=-D): \quad \sigma_2 c_1^{(2)} = \sigma_2 c_1^{(3)}; \tag{4.5.6}$$

$$j_1^m(x=0) = j_2^m(x=0): \quad -\beta_1 \sigma_1 c_1^{(1)} + \frac{\sigma_1 (1-\beta_1^2)}{l_1 v} a_1 = \frac{\sigma_2}{l_2 v} (a_2 - b_2); \tag{4.5.7}$$

$$j_1^m(x=-D) = j_2^m(x=-D): \quad \frac{\sigma_2}{l_2 v} (a_2 e^{D/l_2} - b_2 e^{-D/l_2}) = -\beta_3 \sigma_3 c_1^{(3)} - \frac{\sigma_3}{l_3 v} e^{-D/l_3} a_3; \tag{4.5.8}$$

$$\varphi_1(x=L) = 0: \quad c_0^{(1)} + c_1^{(1)} L = 0; \quad (L \rightarrow \infty) \tag{4.5.9}$$

$$\varphi_3(x=-D-L) = 0: \quad c_0^{(3)} - c_1^{(3)} (D+L) = 0 \quad (L \rightarrow \infty). \tag{4.5.10}$$

Из уравнений (4.5.5), (4.5.6), (4.5.9) и (4.5.10) можно сразу выразить коэффициенты

$$c_1^{(1)}, c_1^{(3)}, c_0^{(1)}, c_0^{(3)}:$$

$$c_1^{(1)} = c_1^{(2)} \frac{\sigma_2}{\sigma_1}; \quad (4.6.1) \quad c_1^{(3)} = c_1^{(2)} \frac{\sigma_2}{\sigma_3}; \quad (4.6.2) \quad c_0^{(1)} = -c_1^{(1)} L = -c_1^{(2)} \frac{\sigma_2}{\sigma_3} L; \quad (4.6.3)$$

$$c_0^{(3)} = V + c_1^{(3)}(L + D). \quad (4.6.4)$$

Из уравнения (4.5.3) можно выразить  $a_1$ :  $a_1 = -\frac{V}{\beta_1} \left( c_0^{(2)} + c_1^{(2)} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} L \right)$  (4.7) Подставляя (4.7) в

(4.5.4) и учитывая полученные значения для (4.6.2), (4.6.4), можно выразить  $a_3$ :

$$\begin{aligned} \frac{\beta_3 e^{-D/l_3}}{V} a_3 &= c_0^{(3)} - c_1^{(3)} D - c_0^{(2)} + c_1^{(2)} D = V + c_1^{(3)}(L + D) - c_1^{(3)} D - c_0^{(2)} + c_1^{(2)} D = \\ &= V + c_1^{(2)} \left[ \frac{\sigma_2}{\sigma_3} L + D \right] - c_0^{(2)}; \\ a_3 &= \frac{V}{\beta_3} e^{D/l_3} \left[ V + c_1^{(2)} \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_3} L + D \right) - c_0^{(2)} \right]. \quad (4.8) \end{aligned}$$

Используя уже найденные коэффициенты, запишем оставшуюся систему:

$$a_2 + b_2 = -\frac{V}{\beta_1} \left( c_0^{(2)} + c_1^{(2)} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} L \right); \quad (4.9)$$

$$a_2 e^{\frac{D}{l_2}} + b_2 e^{-\frac{D}{l_2}} = \frac{V}{\beta_3} \left[ V - c_0^{(2)} + c_1^{(2)} \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_3} L + D \right) \right]; \quad (4.10)$$

$$a_2 - b_2 = -c_1^{(2)} v l_2 \left[ \beta_1 + \frac{1 - \beta_1^2}{\beta_1 l_1} L \right] - \frac{1 - \beta_1^2}{\beta_1 l_1} c_0^{(2)} v l_2 \frac{\sigma_1}{\sigma_2}; \quad (4.11)$$

$$a_2 e^{\frac{D}{l_2}} - b_2 e^{-\frac{D}{l_2}} = -c_1^{(2)} v l_2 \left[ \beta_3 + \frac{1 - \beta_3^2}{\beta_3 l_3} \left( L + D \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \right) \right] + c_0^{(2)} \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \frac{1 - \beta_3^2}{\beta_3 l_3} v l_2 - V \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \frac{1 - \beta_3^2}{\beta_3 l_3} v l_2. \quad (4.12)$$

Выразим из уравнений (4.9) и (4.10) коэффициенты  $c_0^{(2)}$  и  $c_1^{(2)}$ :

$$c_1^{(2)} = \left\{ \left[ \frac{a_2}{V} (\beta_3 e^{D/l_2} - \beta_1) + \frac{b_2}{V} (\beta_3 e^{-D/l_2} - \beta_1) \right] - V \right\} \frac{\sigma_1}{\sigma_2 L} \left[ 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3} + \frac{D}{L} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right]^{-1}; \quad (4.13)$$

$$-c_0^{(2)} = (a_2 + b_2) \frac{\beta_1}{V} + \left[ \frac{a_2}{V} (\beta_3 e^{D/l_2} - \beta_1) + \frac{b_2}{V} (\beta_3 e^{-D/l_2} - \beta_1) - V \right] \left[ 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3} + \frac{D}{L} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right]^{-1}; \quad (4.14)$$

Теперь подставим это в уравнения (4.11) и (4.12) и устремим  $L$  к бесконечности (Оставляя будем слагаемые порядка  $V/L$ , так как поле ненулевое), откуда получится итоговая система:

$$a_2 \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1 l_2} - \frac{1 - \beta_1^2}{l_1} \right) - b_2 \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1 l_2} + \frac{1 - \beta_1^2}{l_1} \right) = \frac{V \beta_1}{L} \left[ 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \right]^{-1} \quad (4.15)$$

$$a_2 e^{\frac{D}{l_2}} \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1 l_2} + \frac{(1 - \beta_3^2) \sigma_3}{l_3 \sigma_1} \right) - b_2 e^{-\frac{D}{l_2}} \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1 l_2} - \frac{(1 - \beta_3^2) \sigma_3}{l_3 \sigma_1} \right) = \frac{V \beta_3}{L} v \left[ 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \right]^{-1} \quad (4.16)$$

Решая эту систему относительно  $a_2, b_2$ , получаем:

$$a_2 = \frac{1}{2den} \frac{V}{L} v \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^{-1} \left\{ \beta_3 \left( \frac{1}{l_2} + \frac{(1-\beta_1^2)\sigma_1}{l_1\sigma_2} \right) - \beta_1 e^{-\frac{D}{l_2}} \left( \frac{1}{l_2} - \frac{(1-\beta_3^2)\sigma_3}{l_3\sigma_2} \right) \right\}; \quad (4.17)$$

$$b_2 = \frac{1}{2den} \frac{V}{L} v \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^{-1} \left\{ \beta_3 \left( \frac{1}{l_2} - \frac{(1-\beta_1^2)\sigma_1}{l_1\sigma_2} \right) - \beta_1 e^{\frac{D}{l_2}} \left( \frac{1}{l_2} + \frac{(1-\beta_3^2)\sigma_3}{l_3\sigma_2} \right) \right\}; \quad (4.18)$$

$$den = sh \frac{D}{l_2} \left[ \frac{(1-\beta_1^2)(1-\beta_3^2)\sigma_3}{l_1 l_3} + \frac{1}{l_2^2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right] + ch \frac{D}{l_2} \left[ \frac{(1-\beta_3^2)\sigma_3}{l_3 l_2} + \frac{(1-\beta_1^2)}{l_1 l_2} \right]; \quad (4.19)$$

Тогда, подставляя  $a_2, b_2$  в выражение для спиновой аккумуляции во 2 слое, получаем:

$$m_2(x) = \frac{1}{den} \frac{V}{L} v \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^{-1} \left[ \beta_3 \left( \frac{1}{l_2} ch \frac{x}{l_2} - \frac{1-\beta_1^2}{l_1} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} sh \frac{x}{l_2} \right) - \beta_1 \left( \frac{1}{l_2} ch \frac{D+x}{l_2} + \frac{1-\beta_3^2}{l_3} \frac{\sigma_3}{\sigma_2} sh \frac{D+x}{l_2} \right) \right]; \quad (4.20)$$

Для нахождения потенциала во 2 области, подставляем найденные  $a_2, b_2$  в выражения для

$c_1^{(2)}, c_0^{(2)}$ , а их уже подставляем в готовую формулу  $\varphi_2 = c_0^{(2)} + c_1^{(2)}x$ :

$$\varphi_2 = V \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^{-1} \left\{ \left[ 1 - \frac{x}{L} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} - \frac{1}{denL} \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^{-1} \left[ \left( \frac{1}{l_2} ch \frac{D}{l_2} \left( \beta_3^2 + \beta_1^2 \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \right) + \frac{\sigma_1}{\sigma_2} sh \frac{D}{l_2} * \right) \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left[ * \left( \frac{\beta_3^2(1-\beta_1^2)}{l_1} - \frac{\beta_1^2(1-\beta_3^2)}{l_3} \right) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{\beta_3\beta_1}{l_2} \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right) \right] \right] \right] + \right. \\ \left. + \frac{x}{denL^2} \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^{-2} \left[ \left( \frac{1}{l_2} ch \frac{D}{l_2} \left( \beta_3^2 + \beta_1^2 \right) + sh \frac{D}{l_2} * \right) \right. \right. \\ \left. \left. \left[ * \left( \frac{\beta_3^2(1-\beta_1^2)\sigma_1}{l_1\sigma_2} + \frac{\beta_1^2(1-\beta_3^2)\sigma_3}{l_3\sigma_2} \right) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{2\beta_3\beta_1}{l_2} \right] \right] \right] \right\} \quad (4.21)$$

## Глава 5. Расчет для латеральной структуры

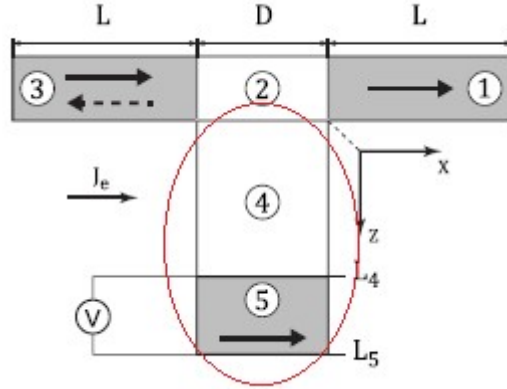


Рис.12. Латеральная часть исследуемого латерального спинового вентиля обведена красным

В отличие от случая с планарной структурой, здесь нас будет интересовать зависимость спиновой аккумуляции и потенциала не только от продольной координаты  $z$ , но и от поперечной координаты  $x$ , так что функцию, которой эта зависимость выражается, мы разложим в тригонометрический ряд Фурье, а зависимость от  $z$  оставим прежней.

$$m_i = \sum_{\kappa} (a_i \sin \kappa x + b_i \cos \kappa x) e^{-\kappa z} + (\tilde{a}_i \sin \kappa x + \tilde{b}_i \cos \kappa x) e^{\kappa z} \quad (5.1)$$

$$\varphi_i = \sum_{\lambda} \left[ (c_i \sin \lambda x + d_i \cos \lambda x) e^{-\lambda z} + (\tilde{c}_i \sin \lambda x + \tilde{d}_i \cos \lambda x) e^{\lambda z} \right] - \beta_i \frac{m_i}{v_i}; \quad k^2 = \frac{1}{l_{isf}^2} + \kappa^2 \quad (5.2)$$

$$j_{ie}^x = -\sigma_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} - \frac{\sigma_i}{v_i} \beta_i \frac{\partial m_i}{\partial x} = 0 (z = 0; z = -D); \quad j_{im}^x = -\sigma_i \beta_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} - \frac{\sigma_i}{v_i} \frac{\partial m_i}{\partial x} \quad (5.3)$$

$$j_{ie}^z = -\sigma_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} - \frac{\sigma_i}{v_i} \beta_i \frac{\partial m_i}{\partial z}; \quad j_{im}^z = -\sigma_i \beta_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} - \frac{\sigma_i}{v_i} \frac{\partial m_i}{\partial z}; \quad (5.4)$$

$$j_{4m}^z (z = L_4) = j_{5m}^z (z = L_4); \quad j_{5m}^z (z = L_5) = 0. \quad (5.5)$$

Запишем условия того, что на границах латеральной структуры по оси  $X$  отсутствуют токи(1-8):

$$j_{4e}^x (x = 0) = 0 \quad \Rightarrow \quad -\sigma_4 \lambda_4 c_4 = 0 \quad \Rightarrow \quad c_4 = 0 \quad (5.6)$$

$$j_{4e}^x (x = -D) = 0 \quad \Rightarrow \quad -\sigma_4 \lambda_4 d_4 \sin(-\lambda_4 D) = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_4 = \frac{\pi n}{D} \quad (5.7)$$

$$j_{5e}^x (x = 0) = 0 \quad \Rightarrow \quad -\sigma_5 \lambda_5 c_5 = 0 \quad \Rightarrow \quad c_5 = 0 \quad (5.8)$$

$$j_{5e}^x (x = -D) = 0 \quad \Rightarrow \quad -\sigma_5 \lambda_5 d_5 \sin(-\lambda_5 D) = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_5 = \frac{\pi n}{D} \quad (5.9)$$

$$j_{4m}^x(x=0)=0 \Rightarrow a_4 e^{-kz} + \tilde{a}_4 e^{kz} = 0 \Rightarrow a_4 = \tilde{a}_4 = 0 \quad (5.10)$$

$$j_{5m}^x(x=0)=0 \Rightarrow a_5 e^{-kz} + \tilde{a}_5 e^{kz} = 0 \Rightarrow a_5 = \tilde{a}_5 = 0 \quad (5.11)$$

$$j_{4m}^x(x=-D)=0 \Rightarrow \sigma_4 \lambda_4 d_4 \sin(\pi n) e^{\lambda z} - \frac{\sigma_4 \kappa_4 (1 - \beta_4^2)}{\nu_4} \sin(\kappa_4 D) (b_4 e^{-kz} + \tilde{b}_4 e^{kz}) = 0 \Rightarrow \kappa_4 = \frac{\pi n}{D} \quad (5.12)$$

$$j_{5m}^x(x=-D)=0 \Rightarrow \kappa_5 = \frac{\pi n}{D} \quad (5.13)$$

Далее запишем уравнения непрерывности на границах областей. При  $z=0$  и  $z=L_4$  значения спиновых аккумуляций (III -IV), электрохимических потенциалов (I-II) и спиновых токов (V) должны совпадать. Кроме того, при  $z=L_5$  спиновый ток должен быть равен 0 (VI):

$$\varphi_4(z=0) = \varphi_2 : \sum_{\lambda} (d_4 + \tilde{d}_4) \cos \lambda_n x = \varphi_2 (\beta_4 = 0); \quad (5.14)$$

$$\varphi_4(z=L_4) = \varphi_5(z=L_4); \quad (5.15)$$

$$\sum_{\lambda} (d_4 e^{-\lambda_n L_4} + \tilde{d}_4 e^{\lambda_n L_4}) \cos \lambda_n x = \sum_{\lambda} (d_5 e^{-\lambda_n L_4} + \tilde{d}_5 e^{\lambda_n L_4}) \cos \lambda_n x - \frac{\beta_5}{\nu_5} \sum_{\kappa} (b_5 e^{-k_5 L_4} + \tilde{b}_5 e^{k_5 L_4}) \cos \kappa_m x; \quad (5.16)$$

$$m_4(z=0) = m_2 \Rightarrow \sum_{\kappa} (b_4 + \tilde{b}_4) \cos \kappa_m x = m_2; \quad (5.17)$$

$$m_4(z=L_4) = m_5(z=L_4); \quad (5.18)$$

$$j_{m4}^z(z=L_4) = j_{m5}^z(z=L_4); \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_4 k_4}{\nu_4} \sum_{\kappa} (b_4 e^{-k_4 L_4} - \tilde{b}_4 e^{k_4 L_4}) \cos \kappa_m x &= \sigma_5 \beta_5 \lambda_n \sum_{\lambda} (d_5 e^{-\lambda_n L_4} - \tilde{d}_5 e^{\lambda_n L_4}) \cos \lambda_n x + \\ + \frac{\sigma_5 k_5 (1 - \beta_5^2)}{\nu_5} \sum_{\kappa} (b_5 e^{-k_5 L_4} - \tilde{b}_5 e^{k_5 L_4}) \cos \kappa_m x; \end{aligned} \quad (5.20)$$

$$j_{m5}^z(z=L_5)=0 : \sigma_5 \beta_5 \lambda_n \sum_{\lambda} (d_5 e^{-\lambda_n L_5} - \tilde{d}_5 e^{\lambda_n L_5}) \cos \lambda_n x + \frac{\sigma_5 k_5 (1 - \beta_5^2)}{\nu_5} \sum_{\kappa} (b_5 e^{-k_5 L_5} - \tilde{b}_5 e^{k_5 L_5}) \cos \kappa_m x = 0. \quad (5.21)$$

Теперь, если домножить выражения для  $m_2, \varphi_2$  на соответствующие  $\lambda$  или  $\kappa$  и проинтегрировать от  $-D$  до  $0$ , нормировав интеграл на  $D$ , а затем сопрячь эти значения со значениями из области 4, мы получим соответствующий Фурье-коэффициент в разложении спиновой аккумуляции или потенциала вдоль Ох. Выбирая  $\lambda$  или  $\kappa$  и интегрируя, можно получить решения до любого порядка точности. Образующиеся из-за ортогональности тригонометрической системы  $\delta_{\lambda_p \lambda_n}, \delta_{\kappa_p \kappa_n}$ , оставляют только один интересующий нас коэффициент ( $p$ -го порядка). Итак,

$$\tilde{\varphi}_2 = \frac{1}{D} \int dx \varphi_2 \cos \lambda_p x \quad \tilde{m}_2 = \frac{2}{D} \int dx m_2 \cos \kappa_p x \quad (5.22)$$

После перехода к Фурье-коэффициентам система упрощается. Проще всего из системы выразить  $d_4$  и  $\tilde{d}_4$ . Попутно от экспоненциальных зависимостей будем переходить к гиперболическим функциям (пригодится для получения нулевого приближения):

$$\varphi_4(z=0) = \tilde{\varphi}_2 : \sum_{\lambda} (d_4 + \tilde{d}_4) = \tilde{\varphi}_2; \quad (5.23)$$

$$\varphi_4(z=L_4) = \varphi_5(z=L_4); \quad (5.24)$$

$$\begin{aligned} (d_4 e^{-\lambda_p L_4} + \tilde{d}_4 e^{\lambda_p L_4}) &= (d_5 e^{-\lambda_p L_4} + \tilde{d}_5 e^{\lambda_p L_4}) - \frac{\beta_5}{\nu_5} (b_5 e^{-k_5 L_4} + \tilde{b}_5 e^{k_5 L_4}) \Rightarrow \\ -2d_4 \operatorname{sh} \lambda_p L_4 + \tilde{\varphi}_2 e^{\lambda_p L_4} &= (d_5 e^{-\lambda_p L_4} + \tilde{d}_5 e^{\lambda_p L_4}) - \frac{\beta_5}{\nu_5} (b_5 e^{-k_5 L_4} + \tilde{b}_5 e^{k_5 L_4}) \end{aligned} \quad (5.25)$$

$$j_{m4}^z(z=L_4) = j_{m5}^z(z=L_4); \quad (5.26)$$

$$-\tilde{\varphi}_2 e^{\lambda_p L_4} + \frac{\sigma_4 k_4}{\nu_4} (b_4 \operatorname{ch} k_4 L_4 - \tilde{m}_2 e^{k_4 L_4}) = \sigma_5 \beta_5 \lambda_p \sum_{\lambda} (d_5 e^{-\lambda_p L_4} + \tilde{d}_5 e^{\lambda_p L_4}) \cos \lambda_p x - \frac{\sigma_5 k_5 (1 - \beta_5^2)}{\nu_5} \sum_{\kappa} (b_5 e^{-k_5 L_4} + \tilde{b}_5 e^{k_5 L_4}) \cos \kappa_p x;$$

$$j_{m5}^z(z=L_5) = 0:$$

$$\beta_5 \lambda_p (d_5 e^{-\lambda_p L_5} - \tilde{d}_5 e^{\lambda_p L_5}) + \frac{k_5 (1 - \beta_5^2)}{\nu_5} (b_5 e^{-k_5 L_5} - \tilde{b}_5 e^{k_5 L_5}) = 0 \quad (5.27)$$

$$j_{4e}^z(z=L_4) = j_{5e}^z(z=L_4) : \sigma_4 (d_4 e^{-\lambda_p L_4} - \tilde{d}_4 e^{\lambda_p L_4}) = \sigma_5 (d_5 e^{-\lambda_p L_4} - \tilde{d}_5 e^{\lambda_p L_4}); \quad (5.28)$$

$$j_{5e}^z(z=L_5) = 0 : (d_5 e^{-\lambda_p L_5} - \tilde{d}_5 e^{\lambda_p L_5}) = 0; \text{ то есть: } \tilde{d}_5 = d_5 e^{-2\lambda_p L_5}; \tilde{b}_5 = b_5 e^{-2k_5 L_5} \quad (5.29)$$

$$m_4(z=L_4) = m_5(z=L_4) : (b_4 e^{-k_4 L_4} - b_4 e^{k_4 L_4} + \tilde{m}_2 e^{k_4 L_4}) = (b_5 e^{-k_5 L_4} + b_5 e^{-2k_5 L_5 + k_5 L_4}) \quad (5.30)$$

$$\text{итоги: } d_5 = \frac{e^{\lambda_p L_5} \sigma_4}{2\sigma_5 \operatorname{sh} \lambda_p (L_5 - L_4)} (2d_4 \operatorname{sh} \lambda_p L_4 - \tilde{\varphi}_2 e^{\lambda_p L_4}); b_5 = -\frac{e^{k_5 L_5}}{\operatorname{ch} k_5 (L_5 - L_4)} \left( b_4 \operatorname{sh} k_4 L_4 - \frac{\tilde{m}_2}{2} e^{k_4 L_4} \right). \quad (5.31)$$

$$2d_4 \left[ \operatorname{sh} k_4 L_4 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} \operatorname{cth} \lambda_p (L_5 - L_4) \right] + 2b_4 \frac{\beta_5}{\nu_5} \operatorname{sh} k_4 L_4 = \tilde{\varphi}_2 e^{\lambda_p L_4} \left[ 1 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} \operatorname{cth} \lambda_p (L_5 - L_4) \right] + \tilde{m}_2 e^{k_4 L_4} \frac{\beta_5}{\nu_5} \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned} 2d_4 \beta_5 \sigma_4 \lambda_p - 2b_4 \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{\nu_4} \operatorname{ch} k_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{\nu_5} \sigma_5 k_5 \operatorname{sh} k_4 L_4 \operatorname{th} k_5 (L_5 - L_4) \right] &= \\ = \tilde{\varphi}_2 e^{\lambda_p L_4} \beta_5 \sigma_4 \lambda_p - \tilde{m}_2 e^{k_4 L_4} \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{\nu_4} + \frac{1 - \beta_5^2}{\nu_5} \sigma_5 k_5 \operatorname{th} k_5 (L_5 - L_4) \right] & \quad (5.33) \end{aligned}$$

Разрешая систему относительно  $d_4$  и  $\tilde{d}_4$ , получаем: Из уравнений

$$(5.34) \quad d_4 = \frac{1}{2den} \left\{ \tilde{\varphi}_2 e^{\lambda_p L_4} \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} ch k_4 L_4 \left( 1 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right) + shk_4 L_4 \left( \frac{\sigma_4 \beta_5^2 \lambda_p}{v_5} + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times k_5 (\sigma_5 + \sigma_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) th k_5 (L_5 - L_4)) \right) \right] + \right. \\ \left. + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} \right\};$$

$$(5.35) \quad \tilde{d}_4 = \frac{1}{2den} \left\{ \tilde{\varphi}_2 e^{-\lambda_p L_4} \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} ch k_4 L_4 \left( -1 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right) + shk_4 L_4 \left( \frac{\sigma_4 \beta_5^2 \lambda_p}{v_5} + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times k_5 (-\sigma_5 + \sigma_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) th k_5 (L_5 - L_4)) \right) \right] + \right. \\ \left. - \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} \right\};$$

$$(5.36) \quad den = ch k_4 L_4 \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} sh \lambda_p L_4 + \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch \lambda_p L_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right] + shk_4 L_4 \left\{ \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \left[ \sigma_5 sh \lambda_p L_4 + \sigma_4 ch \lambda_p L_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right] \times \right. \\ \left. \times th k_5 (L_5 - L_4) + \frac{\beta_5^2}{v_5} \sigma_4 \lambda_p ch \lambda_p L_4 \right\}$$

9,10 и 11 на предыдущей странице имеем связь между уже найденными коэффициентами  $d_4, \tilde{d}_4$  и еще требующимися для нахождения спиновых аккумуляций и потенциалов коэффициентами  $b_4, \tilde{b}_4, b_5, \tilde{b}_5, d_5, \tilde{d}_5$ . Подставляя найденное в оставшиеся выражения, получаем оставшиеся коэффициенты:

$$b_4 = \frac{1}{2den} \left\{ \tilde{\varphi}_2 \beta_5 \sigma_4 \lambda_p + \tilde{m}_2 e^{k_4 L_4} \left[ ch \lambda_p L_4 \left( \frac{\beta_5^2}{v_5} \sigma_4 \lambda_p + \left( \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 th k_5 (L_5 - L_4) \right) cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + sh \lambda_p L_4 \left( \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_5 k_5 th k_5 (L_5 - L_4) \right) \right] \right\}; (5.37)$$

$$\tilde{b}_4 = \frac{1}{2den} \left\{ -\tilde{\varphi}_2 \beta_5 \sigma_4 \lambda_p + \tilde{m}_2 e^{-k_4 L_4} \left[ ch \lambda_p L_4 \left( -\frac{\beta_5^2}{v_5} \sigma_4 \lambda_p + \left( \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} - \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 th k_5 (L_5 - L_4) \right) cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + sh \lambda_p L_4 \left( \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} - \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_5 k_5 th k_5 (L_5 - L_4) \right) \right] \right\}; (5.38)$$



$$(5.39) \quad d_5 = \frac{1}{2den} \frac{e^{\lambda_p L_5}}{sh\lambda_p(L_5 - L_4)} \frac{\sigma_4}{\sigma_5} \left\{ \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_5 shk_4 L_4 thk_5 (L_5 - L_4) \right] + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} ch\lambda_p L_4 \right\};$$

$$(5.40) \quad \tilde{d}_5 = \frac{1}{2den} \frac{e^{-\lambda_p L_5}}{sh\lambda_p(L_5 - L_4)} \frac{\sigma_4}{\sigma_5} \left\{ \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_5 shk_4 L_4 thk_5 (L_5 - L_4) \right] + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} ch\lambda_p L_4 \right\};$$

$$(5.41) \quad b_5 = \frac{1}{2den} \frac{e^{k_5 L_5}}{chk_5(L_5 - L_4)} \left\{ -\tilde{\varphi}_2 \sigma_4 \beta_5 \lambda_p shk_4 L_4 + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} \left[ sh\lambda_p L_4 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} ch\lambda_p L_4 cth\lambda_p (L_5 - L_4) \right] \right\};$$

$$(5.42) \quad \tilde{b}_5 = \frac{1}{2den} \frac{e^{-k_5 L_5}}{chk_5(L_5 - L_4)} \left\{ -\tilde{\varphi}_2 \sigma_4 \beta_5 \lambda_p shk_4 L_4 + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} \left[ sh\lambda_p L_4 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} ch\lambda_p L_4 cth\lambda_p (L_5 - L_4) \right] \right\};$$

Теперь подставим  $b_4, \tilde{b}_4, b_5, \tilde{b}_5$  в формулы для спиновых аккумуляций:

$$m_4(z) = \frac{1}{den} \left\{ \tilde{m}_2 \left[ \begin{aligned} & -\tilde{\varphi}_2 \beta_5 \sigma_4 \lambda_p shk_4 z + \\ & ch\lambda_p L_4 \left( \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_p}{v_5} shk_4 (L_4 - z) + \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} cth\lambda_p (L_5 - L_4) chk_4 (L_4 - z) \right) \right. \\ & \left. + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 cth\lambda_p (L_5 - L_4) thk_5 (L_5 - L_4) shk_4 (L_4 - z) \right] \\ & \left. + sh\lambda_p L_4 \left( \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_5 k_5 thk_5 (L_5 - L_4) shk_4 (L_4 - z) + \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 (L_4 - z) \right) \right] \right\} \quad (5.43)$$

$$m_5(z) = \frac{chk_5(L_5 - z)}{den \bullet chk_5(L_5 - L_4)} \left\{ -\tilde{\varphi}_2 \beta_5 \sigma_4 \lambda_p shk_4 L_4 + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} \left[ ch\lambda_p L_4 \frac{\sigma_4}{\sigma_5} cth\lambda_p (L_5 - L_4) + sh\lambda_p L_4 \right] \right\} \quad (5.44)$$

Проверим корректность вычисления (на границах значения подсчитанных Фурье-компонент спиновых аккумуляций должны совпадать) :

$$m_4(0) = \frac{\tilde{m}_2}{den} \left\{ \begin{aligned} & ch\lambda_p L_4 \left( \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_p}{v_5} shk_4 L_4 + \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} cth\lambda_p (L_5 - L_4) chk_4 L_4 \right) \\ & + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 cth\lambda_p (L_5 - L_4) thk_5 (L_5 - L_4) shk_4 L_4 \\ & sh\lambda_p L_4 \left( \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_5 k_5 thk_5 (L_5 - L_4) shk_4 L_4 + \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 L_4 \right) \end{aligned} \right\} \equiv \tilde{m}_2 \quad (5.45)$$

Как можно заметить, для  $z = L_4$  значения также совпадают:

$$\begin{aligned} den = ch\lambda_p L_4 & \left[ \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_p}{v_5} shk_4 L_4 + \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} chk_4 L_4 cth\lambda_p (L_5 - L_4) + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_4 \sigma_4 shk_4 L_4 cth\lambda_p (L_5 - L_4) thk_5 (L_5 - L_4) \right] \\ & + sh\lambda_p L_4 \left[ \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_5 shk_4 L_4 thk_5 (L_5 - L_4) + \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 L_4 \right] \end{aligned} \quad (5.46)$$

Фурье-компоненты потенциалов находятся подстановкой коэффициентов  $d_4, \tilde{d}_4, d_5, \tilde{d}_5$  в формулы.

$$\varphi_4(z) = \frac{1}{den} \left\{ \begin{aligned} & \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 L_4 \left[ sh\lambda_p (L_4 - z) + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} cth\lambda_p (L_5 - L_4) ch\lambda_p (L_4 - z) \right] + \right. \\ & shk_4 L_4 \left[ \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 (\sigma_5 sh\lambda_p (L_4 - z) + \sigma_4 cth\lambda_p (L_5 - L_4) ch\lambda_p (L_4 - z)) thk_5 (L_5 - L_4) + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_p}{v_5} ch\lambda_p (L_4 - z) \right] \right] - \left. \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} sh\lambda_p z \right\} \quad (5.47) \end{aligned} \right.$$

$$\varphi_4(z=0) = \frac{1}{den} \left\{ \begin{aligned} & \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4 k_4}{v_4} chk_4 L_4 \left[ sh\lambda_p L_4 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} cth\lambda_p (L_5 - L_4) ch\lambda_p L_4 \right] + \right. \\ & shk_4 L_4 \left[ \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 (\sigma_5 sh\lambda_p L_4 + \sigma_4 cth\lambda_p (L_5 - L_4) ch\lambda_p L_4) thk_5 (L_5 - L_4) + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_0}{v_5} ch\lambda_p L_4 \right] \right] \end{aligned} \right\} \quad (5.48)$$

После подстановки  $d_4, \tilde{d}_4, d_5, \tilde{d}_5$  сразу проверим, что при  $z=0$   $\tilde{\varphi}_2(z=0) = \varphi_4(z=0)$ , а при  $z = L_4$   $\varphi_5(z = L_4) = \varphi_4(z = L_4)$ . Из формулы (7) чуть выше видно, что знаменатель сокращается с множителем в скобках при  $\tilde{\varphi}_2$ , а идентичность выражений (8) и (10) на следующей странице видна невооруженным взглядом.

$$\varphi_4(z=L_4) = \frac{1}{den} \left\{ \begin{aligned} & \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) + sh k_4 L_4 \left( \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) th k_5 (L_5 - L_4) + \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_p}{v_5} \right) \right] - \\ & - \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} sh \lambda_p L_4 \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$

$$\varphi_5(z) = \frac{1}{den} \frac{ch \lambda_p (L_5 - z)}{sh \lambda_p (L_5 - L_4)} \left\{ \begin{aligned} & \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 + sh k_4 L_4 \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_4 th k_5 (L_5 - L_4) \right] + \\ & + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4^2 k_4 \beta_5}{v_4 v_5 \sigma_5} ch \lambda_p L_4 \end{aligned} \right\} + \quad (5.50)$$

$$+ \frac{1}{den} \frac{chk_5 (L_5 - z)}{chk_5 (L_5 - L_4)} \left\{ \tilde{\varphi}_2 sh k_4 L_4 \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_0}{v_5} - \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} \left[ sh \lambda_p L_4 + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} cth \lambda_p (L_5 - L_4) ch \lambda_p L_4 \right] \right\}$$

$$\varphi_5(z=L_4) = \frac{1}{den} \left\{ \begin{aligned} & \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) + sh k_4 L_4 \left( \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) th k_5 (L_5 - L_4) + \frac{\beta_5^2 \sigma_4 \lambda_p}{v_5} \right) \right] + \\ & + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} \left[ \frac{\sigma_4}{\sigma_5} ch \lambda_p L_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) - sh \lambda_p L_4 - \frac{\sigma_4}{\sigma_5} ch \lambda_p L_4 cth \lambda_p (L_5 - L_4) \right] \end{aligned} \right\} +$$

$$= \varphi_4(z=L_4) \quad (10) \quad (5.51)$$

Если теперь рассмотреть нулевое приближение, то есть удержать только нулевой член ряда Фурье, то формулы примут вид:

$$\lambda_p = 0, \quad den = cth(\lambda_p (L_5 - L_4)) \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 sh k_4 L_4 th(k_5 (L_5 - L_4)) \right] = cth(\lambda_0 (L_5 - L_4)) deñ \quad (5.52)$$

$$m_4(z) = \frac{\tilde{m}_2}{deñ} \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 (L_4 - z) + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} sh k_4 (L_4 - z) th(k_5 (L_5 - L_4)) \right] \quad (5.53)$$

$$m_5(z) = \frac{\tilde{m}_2}{deñ} \frac{chk_5 (L_5 - z)}{chk_5 (L_5 - L_4)} \quad (5.54)$$

$$\phi_4(z) = \frac{\tilde{\varphi}_2}{deñ} \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 sh k_4 L_4 th(k_5 (L_5 - L_4)) \right] \quad (5.55)$$

$$\phi_5(z) = \frac{1}{deñ} \left( \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 sh k_4 L_4 th(k_5 (L_5 - L_4)) \right] + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4 v_5} \left( 1 - \frac{chk_5 (L_5 - z)}{chk_5 (L_5 - L_4)} \right) \right) \quad (5.56)$$

Что аналогично 1D модели, использованной в [28-30], то есть двумерная модель воспроизводит результаты, получаемые в модели одномерной.

## Глава 6. Результаты и их обсуждение.

Напомним, как выглядит рассматриваемый латеральный спиновый вентиль.

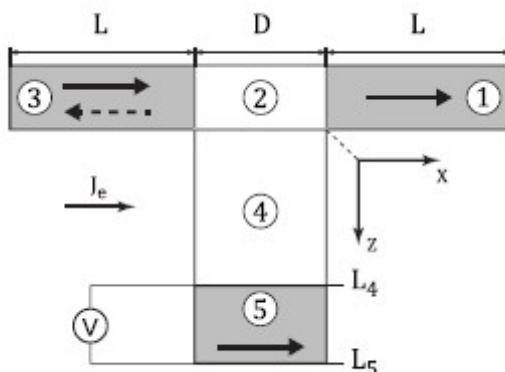


Рис.13. Рассматриваемый латеральный спиновый вентиль

Для обсуждения полученных результатов запишем выражение для потенциала в виде ряда, удержав в решении только члены, зависящие от относительной ориентации намагниченностей в слоях (остальные нас не интересуют).

Получим:

$$\varphi_5(z, x) = \sum_n \frac{\tilde{m}_2}{\Delta} \cos \frac{\pi n x}{D} \left\{ \begin{array}{l} \frac{ch(\frac{\pi n}{D}(L_5 - z))}{sh(\frac{\pi n}{D}(L_5 - L_4))} \frac{\sigma_4^2 k_4 \beta_5}{\sigma_5 v_4 v_5} ch(\frac{\pi n}{D} L_4) - \\ \frac{ch(k_5(L_5 - z))}{sh(k_5(L_5 - L_4))} \frac{\sigma_4 k_4 \beta_5}{v_4 v_5} \left( \frac{sh(\frac{\pi n}{D} L_4) + \frac{\sigma_4}{\sigma_5} *}{*cth(\frac{\pi n}{D}(L_5 - L_4))ch(\frac{\pi n}{D} L_4)} \right) \end{array} \right\}$$

Здесь

$$\Delta = ch(\frac{\pi n}{D} L_4) \left[ \frac{\beta_5^2}{v_5} \sigma_4 \frac{\pi n}{D} sh k_4 L_4 + \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} ch k_4 L_4 cth \frac{\pi n}{D} (L_5 - L_4) + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_4 sh k_4 L_4 cth \frac{\pi n}{D} (L_5 - L_4) cth k_5 (L_5 - L_4) \right] + sh \frac{\pi n}{D} L_4 \left\{ \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_5 sh k_4 L_4 * th k_5 (L_5 - L_4) + \frac{k_4}{v_4} \sigma_4 ch k_4 L_4 \right\}$$

Будем считать, что материал ферромагнитных слоев 1,3 и 5 одинаков и материал парамагнитных слоев 2,4 также одинаков. Полученные аналитические выражения являются основными результатами данной работы. Формулы описывают влияние толщины латерального канала  $D$  на спиновую аккумуляцию и электрохимический потенциал. На

качественном уровне зависимости согласуются с концепцией “спинового сопротивления” из описанных в литературном обзоре работ Кимуры и сотрудников. Параллельно с аналитическими расчетами для той же структуры в двумерной модели было осуществлено численное моделирование, результаты которого были любезно предоставлены Стрелковым Н.В. [31]. Результаты, получаемые путем обрыва ряда Фурье на нескольких первых членах, хорошо согласуются с результатами численного расчета, поэтому для визуализации в работе будут использованы графики численного моделирования, вследствие большей точности.

Итак, для параллельной ориентации намагниченностей в слоях 1 и 3 спиновая аккумуляция во 2 слое – антисимметричная по  $x$  функция, значит  $\tilde{m}_2^{(0)} = 0$  при интегрировании. Считая, что зависимость от  $x$  достаточно гладкая (хоть раз непрерывно-дифференцируемая), можно утверждать, что значение коэффициентов Фурье с ростом номера убывает не медленнее, чем по степенному закону, значит ведущий вклад дает первая гармоника в Фурье-разложении. Для узкого спинового канала (Рис 14а.), в случае параллельной ориентации намагниченностей, в 4 области спиновая аккумуляция резко спадает с  $z$ , поэтому падение напряжения в 5 области довольно мало и имеет порядок  $10^{-7}$  В. Для толстого спинового канала (Рис. 15а.) спиновая аккумуляция спадет в 4 области уже медленнее и поэтому падение напряжения, приходящееся на область 5 становится более заметным и теперь имеет порядок  $10^{-4}$  В. В обоих случаях падение напряжения измеряется вдоль обеих боковых граней ферромагнитного электрода 5. Помимо толщины латерального канала, на профиль потенциала влияет также и направление намагниченности в области, что также можно пронаблюдать на графиках 14 и 15.

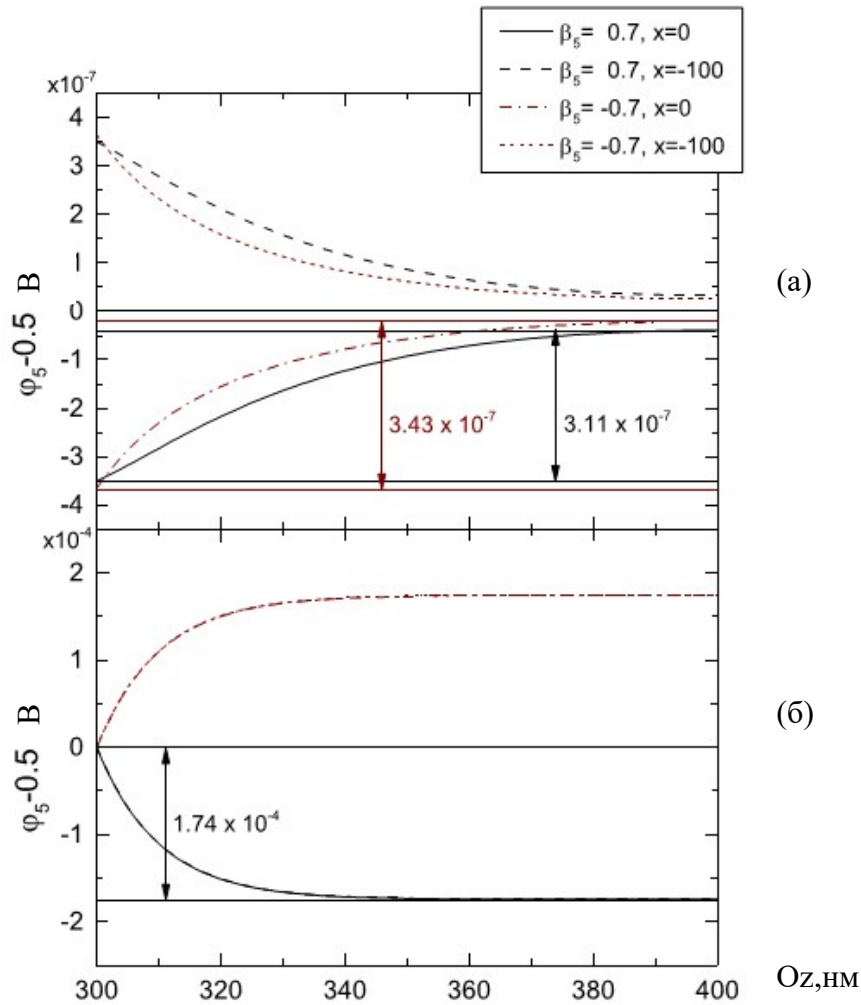


Рис.14 Распределение потенциала в толстом ( $D=100$  нм) ферромагнитном слое 5 вдоль обеих сторон для случаев  $\beta_3 = 0.7$  (а) и  $\beta_3 = -0.7$  (б).

$$\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0.001(\Omega * \text{нм})^{-1} \quad \sigma_4 = \sigma_3 = 0.01(\Omega * \text{нм})^{-1}, \quad L_4 = 300 \text{ нм}, \quad L_5 = 400 \text{ нм}, \\ l_1 = l_3 = l_5 = 10 \text{ нм}, \quad l_2 = l_4 = 100 \text{ нм}, \quad \beta_1 = 0.7, \quad L = 400 \text{ нм}$$

Для антипараллельной ориентации намагниченностей в слоях 1 и 3 в разложении потенциала исчезает первая гармоника (антисимметричная функция интегрируется с косинусом). Тогда, в случае тонкого спинового канала, ведущий вклад вносит нулевая гармоника  $\tilde{m}_2^{(0)}$ , и форма потенциала на обеих сторонах электрода одинакова (различие только в знаке). Для толстого спинового канала, помимо нулевой гармоники, в потенциале есть слагаемые, пропорциональные  $\frac{1}{D} \int_{-D}^0 \varphi_2 \cos \frac{\pi x}{D} dx$ , которые в формуле для потенциала в виде ряда были опущены. В случае антипараллельной ориентации профиль потенциала также зависит от ориентации намагниченности в слое 5, что позволяет использовать LSV такой конструкции в качестве сенсора магнитного поля.

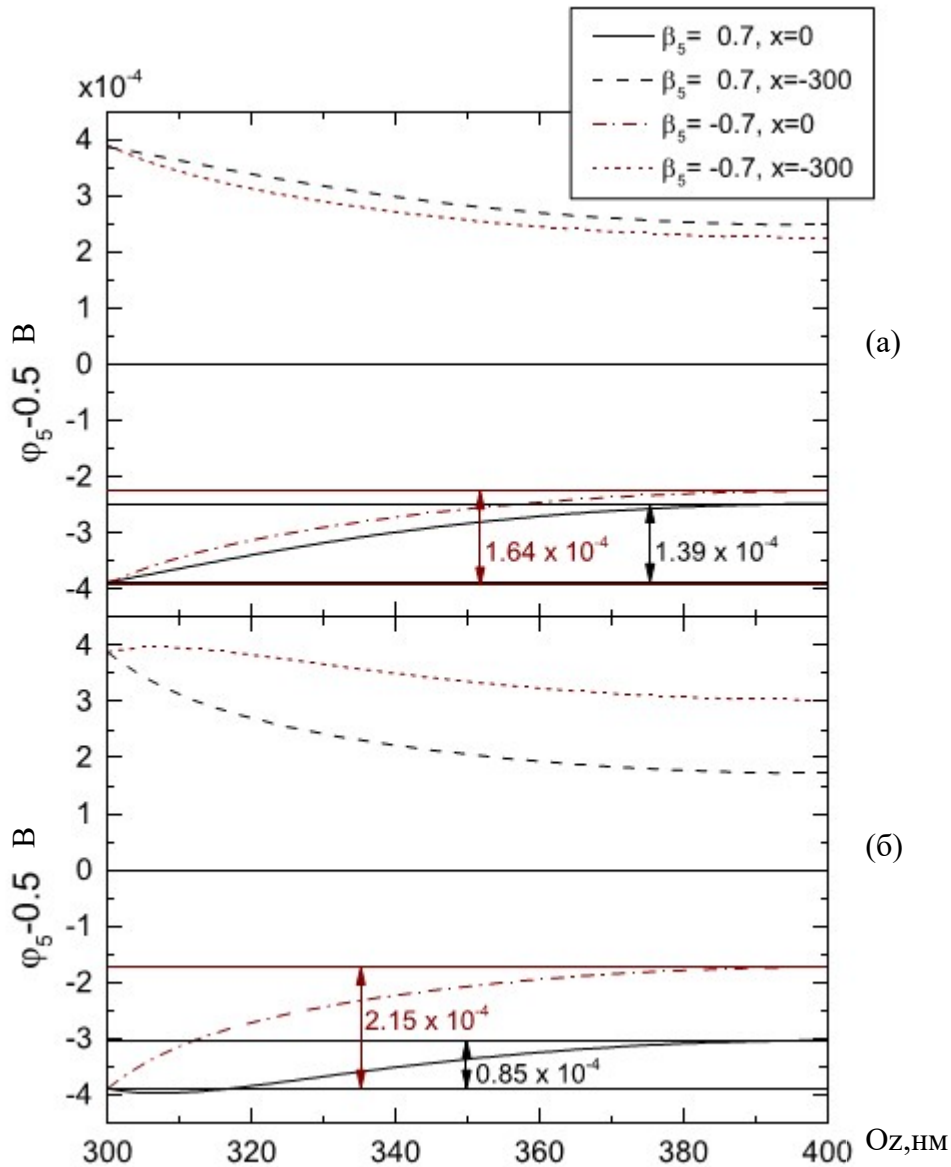


Рис.15 Распределение потенциала в толстом ( $D=300$  нм) ферромагнитном слое 5 вдоль обеих сторон для случаев  $\beta_5 = 0.7$  (а) и  $\beta_5 = -0.7$  (б).

$$\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0.001(\Omega \cdot \text{нм})^{-1} \quad \sigma_4 = \sigma_3 = 0.01(\Omega \cdot \text{нм})^{-1}, \quad L_4 = 300 \text{ нм}, \quad L_5 = 400 \text{ нм}, \\ l_1 = l_3 = l_5 = 10 \text{ нм}, \quad l_2 = l_4 = 100 \text{ нм}, \quad \beta_1 = 0.7, \quad L = 400 \text{ нм}$$

Обозначим за  $\Delta\varphi^{P(AP)}$  падение напряжения, измеряемое в слое 5, в случае параллельной/антипараллельной ориентации намагниченностей. Чтобы пронаблюдать явную зависимость сигнала, получаемого в LSV, от толщины спинового канала, можно построить зависимость  $\Delta\varphi^P - \Delta\varphi^{AP}$  от  $D$ . (Рис.16) Логично, что для некоторой области значений толщины барьера сигнал будет одинаковым вдоль обеих сторон 5 ферромагнитного электрода. Так будет, пока ведущий вклад в сигнал дает нулевая гармоника (границы применимости одномерной модели). Начиная с толщины, на которой становится заметным вклад первой гармоники, величина сигнала будет различаться.

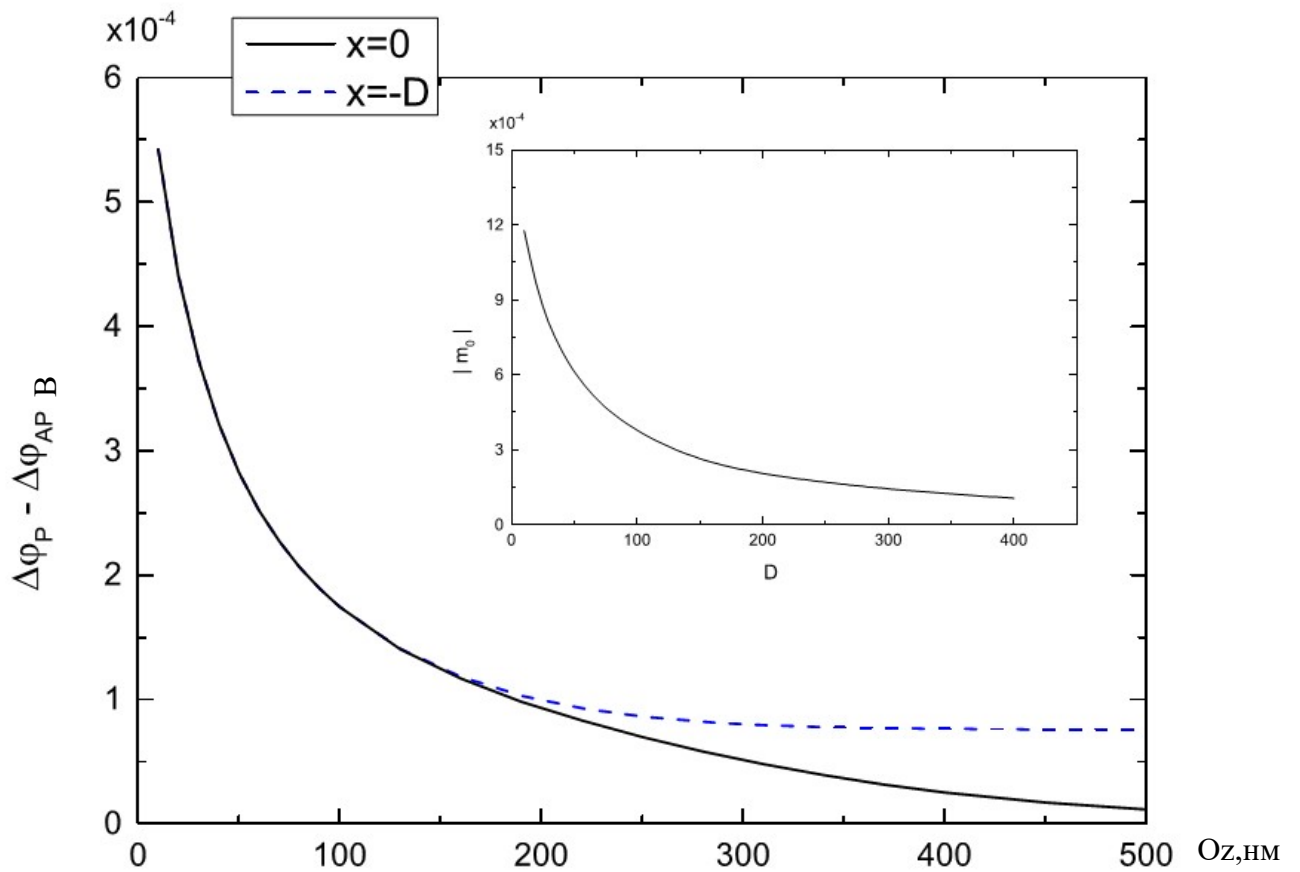


Рис.16 Зависимость сигнала, получаемого с LSV, от толщины спинового канала вдоль обеих сторон ФМ электрода 5. На вложенном графике продемонстрирована зависимость нулевой гармоники спиновой аккумуляции от толщины.

$$\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0.001(\Omega \cdot \text{нм})^{-1} \quad \sigma_4 = \sigma_2 = 0.01(\Omega \cdot \text{нм})^{-1}, \quad L_4 = 300 \text{ нм}, L_5 = 400 \text{ нм}, \\ l_1 = l_3 = l_5 = 10 \text{ нм}, \quad l_2 = l_4 = 100 \text{ нм}, \quad \beta_1 = 0.7, \quad L = 400 \text{ нм}, \quad \beta_5 = 0.7$$



## Глава 7.

## Выводы

- 1) Последовательно построена двумерная модель для латерального спинового вентиля с использованием двухтоковой модели Валета-Ферта в диффузном приближении.
- 2) Показано, что для достаточно узких латеральных каналов оправдано применение одномерной модели, однако, начиная с определенной толщины канала (при выбранных параметрах это величина порядка 150 нм), распределение потенциала вдоль оси  $Ox$  становится менее однородным и вклад в решение начинает давать первая гармоника в разложении по  $x$ , что делает  $ID$  модель некорректной.
- 3) В случае параллельной ориентации намагниченностей слоев 1 и 3 для тонкого барьера спиновая аккумуляция резко падает внутри 4 области (нулевая гармоника спиновой аккумуляции = 0), поэтому измеряемая разность потенциалов имеет порядок  $10^{-7} V$ . В случае же толстого барьера, при параллельной ориентации намагниченностей, она падает уже медленнее (1ая гармоника сильно зависит от  $D$ ) и сигнал становится на три порядка больше.
- 4) В случае антипараллельной ориентации намагниченностей слоев 1 и 3 для тонкого барьера спиновая аккумуляция падает внутри 4 области не так резко (нулевая гармоника не исчезает), поэтому измеряемая разность потенциалов имеет порядок  $10^{-4} V$ . В случае толстого барьера, при антипараллельной ориентации намагниченностей, спад имеет тот же порядок, так как нулевая гармоника слабее зависит от толщины канала.
- 5) Для описания влияния толщины спинового канала на сигнал прежде применялась аналогия с методом контурных токов Кирхгофа, которая дает степенную зависимость. В работе показано, что, двумерная модель диффузии дает экспоненциальную зависимость от толщины, что является принципиальным отличием от имеющегося метода.

# Список использованной литературы

- [1] J. M. Slaughter, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, D. N. Engel, J. Janesky, N. D. Rizzo and S. Tehrani, *J. Supercond.* 15, 19 (2002)
- [2] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Phys. Rev. B*, 39, 4828 (1989)
- [3] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazalaz, *Phys. Rev. Lett*, 61, 2472 (1988)
- [4] M. Julliere, *Phys. Lett*, 54A, 225 (1975)
- [5] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett*, 74, 3273 (1995)
- [6] А.В.Ведяев, О.А.Котельникова, Н.В.Рыжанова, Спин-зависящий транспорт в магнитных наногетероструктурах, Издательство Московского университета, (2012)
- [7] Ryzhanova N., Lacroix C., Vedyayev A., Bagrets D., Dieny B., *JMMM*, v.227, part 1, p.750-751(2001)
- [8] Tan Wanjing, Masters dissertation 'Fabrication and characterization of lateral spin valves', University of Singapore, 2007.
- [9] Mark Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. B*, 37, 5326 (1988)
- [10] Mark Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett*, 55, 1790 (1985)
- [11] Mark Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. B*, 37, 5312 (1988)
- [12] F. J. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet and C. Dennis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35, R121 (2002)
- [13] R. J. Elliot, *Phys. Rev*, 96, 266 (1954)
- [14] Y. Yafet, *Solid State Physics*, v14 (Academic, New York, 1963)
- [15] Y. Ji, A. Hoffmann, J. S. Jiang and S. D. Bader, *Appl. Phys. Lett*, 85, 6218 (2004)
- [16] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B*, 67, 085319 (2003)
- [17] T. Kimura, Y. Otani and J. Hamrle, *Phys. Rev. B*, 72, 014461 (2005)
- [18] S. O. Valenzuela and M. Tinkham, *Appl. Phys. Lett*, 85, 5914 (2004)
- [19] J. Ku, J. Chang, S. Han, J. Ha and J. Eom, *J. Appl. Phys.* 99, 08H705 (2006)
- [20] C.H. Shang, J. Nowak, R. Jansen, J.S. Moodera, *Phys. Rev. B* 58 (1998) R2917.
- [20] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, *J. Appl. Phys*, 97, 076102 (2005)
- [21] T. Kimura, Y. Otani and J. Hamrle, *Phys. Rev. B*, 73, 132405 (2006)
- [22] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, *IEEE. Trans. Magn*, 41, 2600 (2005)
- [23] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, Tsukagoshi and Y. Aoyagi, *Appl. Phys. Lett*,

85, 3795 (2004)

[24] T. Kimura, Y. Otani and J. Hamrle, *Appl. Phys. Lett*, 87, 172506 (2005)

[25] T. Kimura, Y. Otani and J. Hamrle, *Phys. Rev. Lett*, 96, 037201 (2006)

[26] S.Maekawa, S.O.Valenzuela, E. Saitoh, T.Kimura, *Spin current*, Oxford University Press, June (2015)

[27] A. Fert, I. Campbell, A two-current Conduction in Nickel// *Phys. Rev. Lett. Oct. T. 21 C* 1190-1192 (1968)

[28] Y. Fukuma, L. Wang, H. Idzuchi, S. Takahashi, S. Maekawa, and Y. Otani, *Nat Mater* 10, 527 (2011).

[29] S. Nonoguchi, T. Nomura, and T. Kimura, *Applied Physics Letters* 100, 132401 (2012).

[30] Ikhtiar, S. Kasai, A. Itoh, Y. K. Takahashi, T. Ohkubo, S. Mitani, and K. Hono, *Journal of Applied Physics* 115, 173912 (2014)

[31] Результаты численного моделирования для LSV ,Стрелков Н.В., Физический факультет МГУ, кафедра Магнетизма, (2015)