

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СПИНОВАЯ ИНЖЕКЦИЯ

*Н. Г. Бебенин**

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 24 июля 2024 г.,
после переработки 17 октября 2024 г.
Принята к публикации 17 октября 2024 г.

Теоретически рассматривается спиновая инжекция из ферромагнетика в немагнитный материал, обусловленная протеканием переменного электрического тока. Показано, что в немагнитном материале возбуждаются сильно затухающие волны электронной намагниченности. Если $\omega\tau_s \ll 1$, где ω — частота, τ_s — время спиновой релаксации, координатная зависимость намагниченности имеет экспоненциальный характер, а если $\omega\tau_s \gg 1$, волновой вектор имеет такую зависимость от частоты, как и в случае обычного скин-эффекта, т. е. имеет место спиновый скин-эффект. Увеличение частоты ведет к снижению эффективности спиновой инжекции. При отключении высокочастотного тока намагниченность электронов внутри немагнитного материала вблизи интерфейса меняется быстрее, чем при отключении постоянного тока. Показано, что при высокой подвижности электронов (например, в GaAs) высокочастотный электрический ток может индуцировать колебания не только на частоте ω , но и на кратных частотах.

DOI: 10.31857/S0044451025020117

1. ВВЕДЕНИЕ

Спиновая электроника (спинтроника) — одна из быстро развивающихся областей электроники, посвященных наноструктурам и наноустройствам нового поколения [1–3]. Одним из объектов, рассматриваемых в спинтронике, является поток спина (точнее, поток намагниченности), индуцируемый в немагнитном металле или полупроводнике, находящемся в контакте с ферромагнетиком. Неравновесная намагниченность электронного газа возникает вблизи контакта и распространяется вглубь немагнитного материала, например, при возбуждении в ферромагнетике магнитных колебаний. Другим способом создания потока неравновесной электронной намагниченности является инжекция спин-поляризованных электронов из ферромагнитного материала в немагнитный при протекании электрического тока через контакт. Ниже рассматривается последний случай.

Изучение спиновой инжекции является непростой задачей, даже если в изучаемой структуре течет постоянный электрический ток (см., например,

работы [4, 5]). Современные электронные устройства работают на частотах 1–10 ГГц [3] и имеется тенденция к использованию еще более высоких частот [6]. К настоящему времени работ по возбуждению высокочастотного спинового тока в немагнитных металлах и полупроводниках опубликовано немного (см., например, теоретические работы [7–9] и ссылки в них; имеются и экспериментальные работы, например, [10], где исследуется чисто спиновый ток в гигагерцевом частотном диапазоне). Следует отметить, что рассматриваются достаточно сложные наноструктуры, причем при теоретических расчетах используются численные методы, что затрудняет выявление общих закономерностей.

В настоящей работе используется простая модель феноменологического характера, что позволяет провести все расчеты в аналитическом виде.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 описывается используемая в работе модель. В разд. 3 сначала вычисляется частотная зависимость полного магнитного момента $\mathcal{M}_x$ в немагнитном материале, а потом дается расчет координатной и временной зависимости неравновесной намагниченности $M_x(t, z)$ электронов в обычном предположении, что поток намагниченности целиком обусловлен спиновой диффузией (часть этих результатов была опубликована в

* E-mail: bebenin@imp.uran.ru

кратком сообщении [11]. В разд. 4 рассматриваются переходные процессы, протекающие после прекращения спиновой инжекции. В разд. 5 показывается, что наличие дрейфового вклада в поток намагниченности приводит к возможности генерации колебаний на кратных частотах. В Заключении формулируются основные результаты. Полученные формулы являются легко обозримыми и могут быть интересны не только теоретикам, но и экспериментаторам.

2. МОДЕЛЬ

Предположим, что при $z < 0$ расположен ферромагнетик, находящийся в магнитоупорядоченном состоянии и являющийся спиновым инжектором, а при $z > 0$ расположен немагнитный материал. Будем считать, что магнитное поле равно нулю, намагниченность как в ферромагнетике, так и в немагнитном материале направлена вдоль оси x системы координат. Перпендикулярно границе раздела сред течет переменный электрический ток с частотой $f = \omega/(2\pi)$.

Как известно, спиновая инжекция затруднена, когда проводимости контактирующих сред сильно различаются (conductivity mismatch), как это имеет место в случае контакта ферромагнитного металла с немагнитным полупроводником [4, 5]. Однако различие проводимостей ферромагнитного и немагнитного материалов не играет роли, если в ферромагнетике электроны находятся только в одном спиновом состоянии [12], что имеет место в полуметаллических ферромагнетиках — например, некоторых сплавах Гейслера [13], а также в таких ферромагнитных полупроводниках, как n -EuO и n -HgCr₂Se₄. Имея в виду указанные обстоятельства, ниже рассматриваются два случая: (а) контакт немагнитного материала с полуметаллическим ферромагнетиком, (б) в ферромагнетике электроны находятся в обоих спиновых подзонах, но проводимости ферромагнетика и немагнитного материала равны. Для простоты мы будем также предполагать, что электроны движутся вдоль оси z с дрейфовой скоростью $V_z(t)$, которую будем считать зависящей от времени, но не зависящей от z ; иначе говоря, мы предполагаем, что магнитная структура «погружена» в проводящий материал.

В обеих контактирующих средах намагниченность $M_x(t, z)$ электронов проводимости определяется потоком намагниченности J_{zx} вдоль оси z и релаксацией. В полуметаллическом ферромагнетике

перенос заряда осуществляется электронами только с одним направлением спина, поэтому поток намагниченности при всех $z < 0$ целиком определяется электрическим током и поток J_{zx} можно считать заданной функцией времени; в немагнитном материале как J_{zx} , так и намагниченность электронов зависят не только от времени, но и от z . Во втором из рассматриваемых случаев зависимость J_{zx} и M_x от координаты имеет место как при $z < 0$, так и при $z > 0$.

Уравнение непрерывности для M_x можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} + \frac{\partial J_{zx}}{\partial z} = -\frac{M_x - M_x^{equ}}{\tau_s}, \quad (1)$$

где τ_s — время спиновой релаксации, M_x^{equ} — намагниченность электронного газа в равновесном состоянии. В общем случае (см., например, [6])

$$J_{zx} = V_z M_x - D \frac{\partial (M_x - M_x^{equ})}{\partial z}, \quad (2)$$

где первое слагаемое в правой части есть дрейфовый, а второе — диффузионный ток намагниченности, D — коэффициент диффузии. В немагнитном материале $M_x^{equ} = 0$, поскольку магнитное поле предполагается равным нулю.

3. СПИНОВЫЙ СКИН-ЭФФЕКТ

Начнем с рассмотрения неравновесной намагниченности $M_x(t, z)$ в немагнитном материале, т. е. при $z > 0$. Полагая в (1) $M_x^{equ} = 0$ и интегрируя от $z = 0$ до $z = \infty$, получаем уравнение для полного магнитного момента $\mathfrak{M}_x$ (в расчете на единицу площади контакта):

$$\frac{\partial \mathfrak{M}_x}{\partial t} - J_{zx}(z = 0, t) + \frac{\mathfrak{M}_x}{\tau_s} = 0. \quad (3)$$

Предположим, что через границу раздела сред течет переменный электрический ток, так что поток намагниченности $J_{zx}(z = 0, t)$ через границу раздела меняется гармоническим образом: $J_{zx}(z = 0, t) = J_0 \cos(\omega t)$. Тогда

$$\mathfrak{M}_x(t) = \frac{J_0 \tau_s}{(1 + \nu^2)^{1/2}} \cos(\omega t - \theta), \quad (4)$$

где

$$\nu = \omega \tau_s,$$

$$\cos \theta = \frac{1}{(1 + \nu^2)^{1/2}}, \quad \sin \theta = \frac{\nu}{(1 + \nu^2)^{1/2}}.$$

Таблица.

Время спиновой релаксации τ_s и длина
спиновой диффузии L_D при температуре T

Материал $n, \text{см}^{-3}$	$T, \text{К}$	$\tau_s, \text{нс}$	$L_D, \text{мкм}$	Работа
$n\text{-InSb}$ $n_e = 1.2 \cdot 10^{14}$	77	1.5	25	[14, 15]
$n\text{-GaAs}$ $n_e = 3 \cdot 10^{16}$	50	4	6	[16]
$n\text{-Si}$ $n_e = 10^{19}$	300	0.13	0.2	[17]
$p\text{-Si}$ $n_p = 10^{19}$	300	0.122	0.148	[18]
$n\text{-Ge}$ $n_e = 10^{19}$	8–125	0.1	0.7	[19]
Au	300	0.003	0.168	[20]
Ag	≤ 300	10	0.5	[21]

Из (4) следует, что имеется сдвиг фазы θ и амплитуда колебаний полного момента уменьшается при увеличении частоты. При $\omega\tau_s \gg 1$ полный момент пропорционален $1/\omega$. Можно сказать, что при возрастании частоты эффективность спиновой инжекции уменьшается.

Перейдем к рассмотрению зависимости неравновесной намагниченности M_x от z . Из (1) и (2) следует уравнение

$$\frac{\partial M_x}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 M_x}{\partial \zeta^2} + M_x = -\frac{l_d}{L_D} \frac{\partial M_x}{\partial \zeta}, \quad (5)$$

где $\tau = t/\tau_s$, $\zeta = z/L_D$, $L_D = \sqrt{D\tau_s}$ — диффузионная длина, $l_d = V_z\tau_s$ — дрейфовая длина. Для удобства читателя в таблице представлены данные о длине спиновой диффузии L_D и времени спиновой релаксации τ_s для некоторых полупроводников и металлов, используемых в спинтронных устройствах. Заметим, что результаты разных авторов сильно различаются; нами использовались данные тех публикаций, в которых приводятся как L_D , так и τ_s .

Используя данные, приведенные в таблице, можно оценить величину отношения l_d для металлов и полупроводников. Подвижность носителей заряда в серебре, которое имеет наибольшую проводимость, не превышает $10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, поэтому в не слишком сильном электрическом поле (например, 10 В/см) дрейфовая длина l_d не превосходит 0.1 нм , тогда как $L_D \approx 500 \text{ нм}$. В сильно легированных германии и кремнии (с концентрацией электронов порядка $10^{18}\text{--}10^{19} \text{ см}^{-3}$) подвижность электронов оказывается порядка $10^2\text{--}10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$

[22], а поскольку $\tau_s \sim 10^{-10} \text{ с}$, дрейфовая длина в указанном поле оказывается порядка $1\text{--}10 \text{ нм}$, что много меньше L_D . В $n\text{-GaAs}$ при концентрации носителей $10^{16}\text{--}10^{17} \text{ см}^{-3}$ подвижность превышает $10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [21], время спиновой релаксации $\tau_s \sim 10^{-9} \text{ с}$, поэтому дрейфовая длина l_d превышает 1 мкм при диффузионной длине $L_D = 5 \text{ мкм}$.

Сделанные оценки показывают, что в металлах и сильно легированных полупроводниках неравенство $l_d \ll L_D$ выполняется практически всегда, тогда как в полупроводниках с невысоким уровнем легирования это неравенство справедливо только в достаточно слабом электрическом поле.

Считая неравенство $l_d \ll L_D$ выполненным, рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial M_x}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 M_x}{\partial \zeta^2} + M_x = 0. \quad (6)$$

Переход от (5) к (6) означает пренебрежение дрейфовым током намагниченности. Если зависимости от времени нет, $\omega = 0$, то, очевидно,

$$M_x \propto \exp(-\zeta) = \exp(-z/L_D).$$

Если через границу течет переменный ток с частотой ω , то решение уравнения (6) естественно искать в виде

$$M_x \propto \exp[i(\kappa\zeta - \nu\tau)].$$

Легко показать, что частота ν и волновой вектор $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ связаны соотношением

$$\kappa^2 + 1 = i\nu,$$

откуда следует

$$\kappa = \pm(\kappa_1 + i\kappa_2),$$

где

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \sqrt{\frac{(1 + \nu^2)^{1/2} - 1}{2}}, \\ \kappa_2 &= \sqrt{\frac{(1 + \nu^2)^{1/2} + 1}{2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Вещественное ограниченное при всех $\zeta > 0$ решение уравнения (6) можно представить в следующем виде:

$$M_x(\tau, \zeta) = C^>(\nu) \exp(-\kappa_2\zeta) \cos(\kappa_1\zeta - \nu\tau + \phi^>), \quad (8)$$

где коэффициент $C^>(\nu)$ и сдвиг фазы $\phi^>(\nu)$ определяются из граничных условий.

Формула (8) показывает, что переменный электрический ток возбуждает в немагнитном материале волны намагниченности, которые затухают на

длине порядка L_D/κ_2 . Легко видеть, однако, что если $\nu \ll 1$, т.е. $\omega\tau_s \ll 1$, период колебаний значительно превышает длину затухания, которая остается близкой к L_D , так что координатная зависимость намагниченности практически сохраняет экспоненциальный характер. В этом случае вблизи интерфейса

$$M_x(\tau, \zeta) = C^>(\nu) \exp(-\kappa_2 \zeta) \cos(\nu\tau - \phi^>).$$

Если $\nu \gg 1$, то $\kappa_1 = \kappa_2 = \sqrt{\nu/2}$. В этом случае волновой вектор имеет зависимость от частоты, как в случае обычного скин-эффекта, в частности, длина затухания волны намагниченности, описываемой уравнением (6), имеет такую же зависимость от частоты, как и глубина скин-слоя в теории скин-эффекта, см., например, [23]. Можно сказать, что при $\nu \gg 1$ имеет место *спиновый скин-эффект*.

Область частот, где выполняется условие $\omega\tau_s \ll 1$, естественно назвать областью спиновой диффузии, а область, где $\omega\tau_s \gg 1$, — областью спинового скин-эффекта.

Координатная зависимость намагниченности при $z < 0$ находится аналогичным образом. Если спиновый инжектор является полуметаллическим ферромагнетиком (случай (а)), то намагниченность электронов и поток намагниченности при $z < 0$ являются заданными величинами, не зависящими от z . В случае (б) из (2) следует уравнение для

$$\delta M_x = M_x - M_{xF}^{equ},$$

M_{xF}^{equ} — равновесная намагниченность электронов в ферромагнетике, которое совпадает с (5), поскольку

$$\frac{\partial M_{xF}^{equ}}{\partial z} = 0.$$

Полагая опять

$$l_d \frac{\partial \delta M_x}{\partial z} \approx 0,$$

находим

$$M_x(\tau, \zeta) = C^<(\nu) \exp(\kappa_2 \zeta) \cos(\kappa_1 \zeta + \nu\tau + \phi^<). \quad (9)$$

Перейдем к вычислению фигурирующих в (8) и (9) постоянных. Будем считать, что релаксации намагниченности на границе сред не происходит и поток намагниченности является непрерывной функцией z :

$$J_{zx}(\zeta = -0) = J_{zx}(\zeta = +0).$$

Этого условия достаточно, если спиновый инжектор — полуметаллический ферромагнетик (случай (а)); в случае (б) нужно еще добавить условие

$$\delta M_x(\zeta = -0) = M_x(\zeta = +0).$$

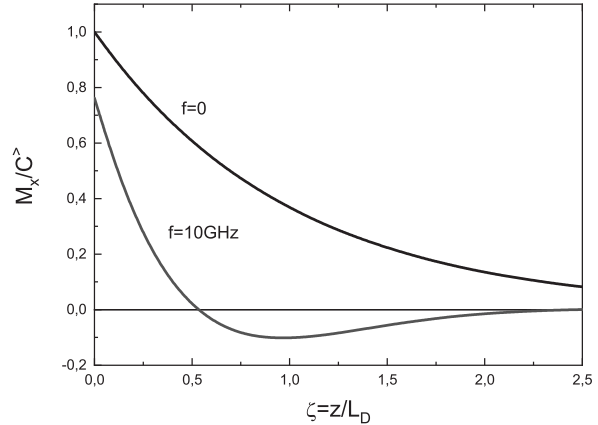


Рис. 1. Координатная зависимость намагниченности инжектированных электронов при $t = 0$. Время релаксации спина $\tau_s = 100$ пс

Для интересующей нас намагниченности в немагнитном материале результат получается следующий. В случае (а), полагая

$$J_{zx}(\zeta = 0) = J_0 \cos \omega t,$$

получаем

$$C^> = \frac{J_0 \tau_s}{L_D (1 + \nu^2)^{1/4}}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \cos \phi^> &= \frac{\kappa_2}{\sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}}, \\ \sin \phi^> &= \frac{\kappa_1}{\sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Легко видеть, что при $\nu \gg 1$ коэффициент $C^> \propto 1/\nu^{1/2}$. Сдвиг фазы при $\nu = \omega\tau_s \ll 1$ оказывается малым: $\phi^> \ll 1$, а если $\nu \gg 1$, то $\phi^> = \pi/4$.

В случае (б) выражение для $C^>$ получается из (10) заменой

$$J_0 \rightarrow V_z M_{xF}^{equ} / 2,$$

тогда

$$C^< = C^>, \phi^< = -\phi^>,$$

а сдвиг фазы $\phi^>$, как и в случае (а), дается (11). Таким образом, зависимости коэффициента $C^>$ и сдвига фазы $\phi^>$ от частоты переменного тока в обоих рассмотренных случаях совпадают.

Из полученных формул следует, что снижение эффективности спиновой инжекции происходит по двум причинам — при увеличении частоты, во-первых, уменьшается длина затухания колебаний намагниченности и, во-вторых, убывает амплитуда этих колебаний. На рис. 1 показаны зависимости $M_x(z)$ для случая постоянного и переменного токов

(в момент $t = 0$); величина времени спиновой релаксации принята равной $\tau_s = 100$ пс, которая близка к значениям для Si и Ge, см. таблицу.

4. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Реальные спинтронные устройства необходимо включать и выключать. Ранее в работе [24] были рассмотрены переходные процессы при включении и выключении постоянного тока. Ниже рассматривается выключение переменного тока.

Предположим, что в момент $t = 0$ ток выключается и спиновая инжекция прекращается. Из уравнения (3) следует, что при $t > 0$ зависимость полного магнитного момента от времени имеет простой экспоненциальный вид:

$$\mathfrak{M}_x(t) = \mathfrak{M}_x(0) \exp(-t/\tau_s).$$

Зависимость M_x от времени в каждой точке пространства имеет более сложный вид. Пусть при $t < 0$ зависимость намагниченности электронов описывается соотношением (8), а в момент $t = 0$ ток выключается и спиновая инжекция прекращается. Эволюция M_x при $t > 0$ по-прежнему описывается уравнением (6), но на границе раздела сред $\partial M_x / \partial \zeta = 0$. Начальное условие, очевидно, имеет вид

$$M_x(\tau = 0, \zeta) = C^> \exp(-\kappa_2 \zeta) \cos(\kappa_1 \zeta + \phi^>).$$

Решение уравнения (6) при указанных условиях нетрудно найти методом разделения переменных. Результат имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{M_x}{C^>} &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{-(1+\kappa^2)\tau} \times \\ &\times \left[\frac{\kappa_2 \cos \phi^> - (\kappa_1 + \kappa) \sin \phi^>}{\kappa_2^2 + (\kappa_1 + \kappa)^2} + \right. \\ &\left. + \frac{\kappa_2 \cos \phi^> - (\kappa_1 - \kappa) \sin \phi^>}{\kappa_2^2 + (\kappa_1 - \kappa)^2} \right] \cos(\kappa \zeta) d\kappa. \end{aligned} \quad (12)$$

Если $\nu = 0$, то [23]

$$\begin{aligned} \frac{M_x}{C^>} &= \frac{1}{2} \left[e^{-\zeta} \operatorname{Erfc} \left(\sqrt{\tau} - \frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}} \right) + \right. \\ &\left. + e^{\zeta} \operatorname{Erfc} \left(\sqrt{\tau} + \frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}} \right) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где функция ошибок определяется следующим образом:

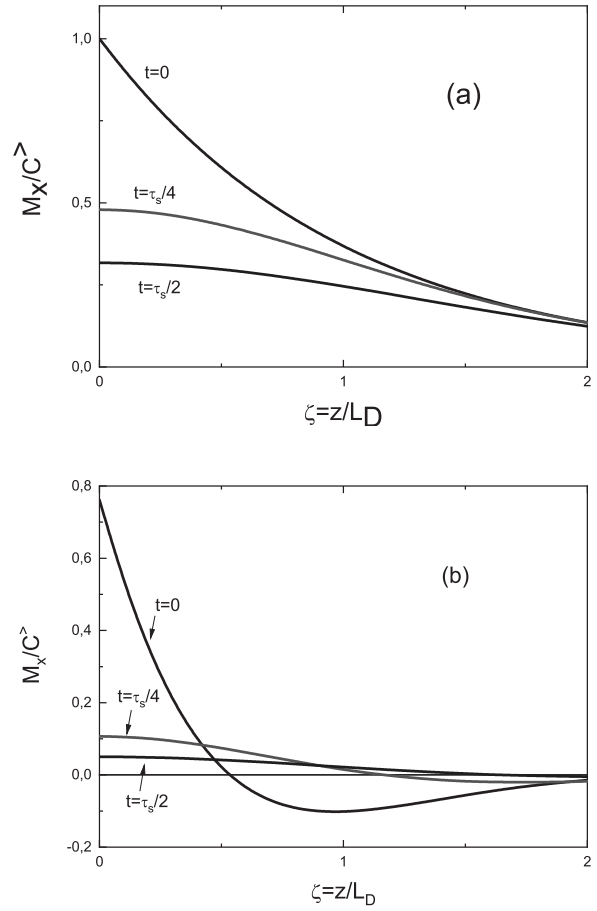


Рис. 2. Координатная зависимость намагниченности после отключения в момент $t = 0$ (а) постоянного тока и (б) переменного тока частотой 10 ГГц. Время спиновой релаксации $\tau_s = 100$ пс

$$\operatorname{Erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-\xi^2} d\xi. \quad (14)$$

На рис. 2 а показана зависимость намагниченности электронов от z для некоторых моментов времени после отключения постоянного тока, рассчитанная по формуле (13). Вблизи интерфейса намагниченность меняется быстрее, чем при удалении от него (например, при $z = 2L_D$). Такая разница имеет место потому, что M_x меняется не только из-за релаксации, но и благодаря диффузии намагниченности вглубь немагнитного материала, а производная $\partial M_x / \partial z$ максимальна при $z = 0$.

При отключении высокочастотного тока, см. рис. 2 б, функция $M_x(z)$ меняется заметно быстрее, чем при отключении постоянного. Очевидно, это происходит из-за более резкой зависимости намаг-

ниченности от координаты z , что вызывает больший по величине поток ток намагниченности, который к тому же может быть направлен не только от интерфейса, но и в противоположном направлении.

5. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ДРЕЙФОВЫМ ТОКОМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

До сих пор мы не учитывали слагаемое в правой части уравнения (5), что означает пренебрежение дрейфовым вкладом в ток намагниченности. Выше было показано, однако, что в некоторых полупроводниках дрейфовая длина l_d может быть того же порядка, что и L_D , поэтому необходимо выяснить, что нового дает учет дрейфового вклада. Ниже предполагается, что

$$V_z = V_{z0} \cos \omega t,$$

т. е.

$$l_d = V_z \tau_s = l_{d0} \cos \nu \tau.$$

Кроме того, будем считать выполненными неравенства $\lambda = l_{d0}/L_D \ll 1$ и $\lambda \ll \nu$.

Уравнение (5) принимает вид

$$\frac{\partial M_x}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 M_x}{\partial \zeta^2} + \lambda \cos(\nu \tau) \frac{\partial M_x}{\partial \zeta} + M_x = 0. \quad (15)$$

Полное исследование решения этого уравнения выходит за рамки настоящей работы. Наша цель — показать, к каким новым эффектам приводит наличие слагаемого $\lambda \cos(\nu \tau) \frac{\partial M_x}{\partial \zeta}$, описывающего дрейфовый вклад.

Как и в разд. 3, ограничимся рассмотрением периодических по времени решений. Будем искать $M_x(\tau, \zeta)$ в виде ряда Фурье:

$$M_x(\zeta, \tau) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos n\nu\tau + B_n \sin n\nu\tau), \quad (16)$$

где A_0 , A_n и B_n — функции от ζ , ограниченные при всех $\zeta \geq 0$. Подставляя (16) в (15), получаем для этих функций бесконечную систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 A_0}{\partial \zeta^2} + A_0 + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial A_1}{\partial \zeta} &= 0, \\ -\frac{\partial^2 A_n}{\partial \zeta^2} + A_n + n\nu B_n + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial A_{n-1}}{\partial \zeta} + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial A_{n+1}}{\partial \zeta} &= 0, \quad (17) \\ -\frac{\partial^2 B_n}{\partial \zeta^2} + B_n - n\nu A_n + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial B_{n-1}}{\partial \zeta} + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial B_{n+1}}{\partial \zeta} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь $n = 1, 2, \dots$ и $B_0 = 0$. Из этих формул следует, что при $\lambda \neq 0$ колебания на различных частотах оказываются связанными. В нашем случае — инжекции неравновесной намагниченности переменным током с частотой ω и $\lambda \ll 1$ — в основном должны возбуждаться колебания с этой же частотой, поэтому при нахождении $A_1(\zeta)$ и $B_1(\zeta)$ можно положить $\lambda = 0$; тогда из (9) следует

$$A_1 = C^> e^{-\kappa_2 \zeta} \cos(\kappa_1 \zeta + \phi^>),$$

$$B_1 = C^> e^{-\kappa_2 \zeta} \sin(\kappa_1 \zeta + \phi^>).$$

Легко видеть, что

$$A_0 \propto \lambda \frac{\partial A_1}{\partial \zeta},$$

а A_2 и B_2 определяются линейной комбинацией $\lambda \frac{\partial A_1}{\partial \zeta}$ и $\lambda \frac{\partial B_1}{\partial \zeta}$. Функции A_n и B_n , очевидно, пропорциональны λ^n , поэтому возбуждением колебаний с $n > 2$ можно пренебречь практически всегда.

Другим следствием наличия дрейфового вклада в поток намагниченности является изменение волнового вектора. Чтобы понять, насколько существенно это изменение, выпишем три первых уравнения из (17) и отбросим слагаемые, содержащие A_2 и B_2 :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 A_0}{\partial \zeta^2} + A_0 + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial A_1}{\partial \zeta} &= 0, \\ -\frac{\partial^2 A_1}{\partial \zeta^2} + A_1 + \nu B_1 + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial A_0}{\partial \zeta} &= 0, \quad (18) \\ -\frac{\partial^2 B_1}{\partial \zeta^2} + B_1 - \nu A_1 &= 0. \end{aligned}$$

Полагая, как обычно,

$$A_0, A_1, B_1 \propto e^{i\kappa \zeta},$$

находим дисперсионное уравнение

$$(\kappa^2 + 1) \left[(\kappa^2 + 1)^2 + \nu^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 \kappa^2 \right] = 0. \quad (19)$$

Первый корень уравнения (19) есть, очевидно, $\kappa = i$. Второй корень находим, приравнявая нулю выражение в квадратных скобках:

$$\kappa = \sqrt{-1 + i\nu + \frac{\lambda^2}{4}}.$$

Видно, что учет дрейфового вклада в поток намагниченности приводит лишь к весьма слабому ($\sim \lambda^2$) изменению волнового вектора, которым можно пренебречь.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показывают, что спиновая инжекция, обусловленная протеканием переменного электрического тока через границу ферромагнетика с немагнитным материалом, возбуждает в последнем сильно затухающие волны намагниченности. Если выполнено неравенство $\omega\tau_s \ll 1$, длина волны значительно превышает длину затухания, которая остается близкой к длине спиновой диффузии L_D , в результате чего координатная зависимость намагниченности практически сохраняет экспоненциальный характер. Область частот $\omega\tau_s \ll 1$ естественно назвать областью спиновой диффузии. Если же выполнено неравенство $\omega\tau_s \gg 1$, волновой вектор имеет такую зависимость от частоты, как и в случае обычного скин-эффекта, поэтому можно сказать, что при $\omega\tau_s \gg 1$ имеет место спиновый скин-эффект.

При росте частоты происходит снижение эффективности спиновой инжекции, во-первых, из-за уменьшения длины затухания колебаний намагниченности и, во-вторых, из-за уменьшения амплитуды этих колебаний.

При отключении высокочастотного тока намагниченность электронов внутри немагнитного материала вблизи интерфейса, вообще говоря, меняется быстрее, чем при отключении постоянного тока, что обусловлено более интенсивной диффузией неравновесной намагниченности.

Пренебрежение дрейфовым вкладом в поток намагниченности оправдано, если инжекция намагниченности идет в немагнитный металл или сильно легированный полупроводник, однако в случае слабо легированного полупроводника, например, GaAs, когда подвижность электронов достаточно высока, дрейфовый вклад может обусловить генерацию колебаний не только на частоте переменного тока, но и на удвоенной частоте.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема «Спин» («Spin»), номер госрегистрации 122021000036-3).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Spin Physics in Semiconductor*, ed. by M. I. Dyakonov, Second Edition, Springer Int. Publ. AG (2017).
2. *Spin Current*, ed. by S. Maekawa, S. O. Valenzuelo, S. Saitoh, and T. Kimura, United Kingdom, Oxford Univ. Press, Oxford (2017).
3. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, and B. Hillebrands, *J. Magn. Magn. Mater.* **509**, 166711 (2020).
4. A. Fert and H. Jaffrès, *Phys. Rev. B* **64**, 184420 (2001).
5. E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **62**, R16267 (2000).
6. J. Walowski and M. Münzenberg, *J. Appl. Phys.* **120**, 140901 (2016).
7. A. I. Nikitchenko and N. A. Pertsev, *Phys. Rev. App.* **14**, 034022 (2020).
8. E. A. Karashtin and D. A. Tatarskiy, *J. Phys.: Condens. Matter* **32**, 095303 (2020).
9. A. V. Kobayakov, G. S. Patrin, V. I. Yushkov, Y. G. Shiyan, R. Yu. Rudenko, N. N. Kosyrev, and S. M. Zharkov, *Magnetochemistry* **8**, 130 (2022).
10. D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C. H. Back, and G. Woltersdorf, *Nature Commun.* **5**, 3768 (2014).
11. Н. Г. Бебенин, *Письма в ЖЭТФ* **118**, 338 (2023).
12. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
13. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, *УФН* **164**, 705 (1994).
14. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, S. O. Demokritov, A. O. Shorikov, N. G. Bebenin, V. M. Tsvetikhovskaya, T. N. Pavlov, and E. I. Patrakov, *Phys. Rev. B* **96**, 235303 (2017).
15. Н. А. Виглин, Ю. В. Никулин, В. М. Цвелиховская, Т. Н. Павлов, В. В. Проглядо, *ЖЭТФ* **134**, 866 (2022).
16. X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell, *Nature Phys.* **3**, 197 (2007).
17. O. M. van't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas, C. H. Li, J. T. Robinson, and B. T. Jonker, *Nature Nanotechnol.* **7**, 737 (2012).
18. E. Shikoh, K. Ando, K. Kubo, E. Saitoh, T. Shinjo, and M. Shiraish, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 127201 (2013).

-
19. Y. Fujita, M. Yamada, S. Yamada, T. Kanashima, K. Sawano, and K. Hamaya, Phys. Rev. B **94**, 245302 (2016).
20. J.-H. Ku, J. Chang, and H. Kim, Appl. Phys. Lett. **88**, 172510 (2006).
21. H. Idzuchi, Y. Fukuma, and Y. Otani, Physica E **68**, 239 (2015).
22. В. И. Фистуль, *Сильно легированные полупроводники*, Наука, Москва (1967).
23. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
24. N. G. Bebenin, Sol. St. Electron. **186**, 108174 (2021).