

СПИНОВАЯ ДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ И СВЕРХБЫСТРАЯ СПИНТРОНИКА

*Б. А. Иванов**

*Институт магнетизма Национальной академии наук и Министерства образования и науки Украины
03142, Киев, Украина*

*Национальный университет им. Тараса Шевченко
03127, Киев, Украина*

*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
119049, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 марта 2020 г.,
после переработки 3 марта 2020 г.
Принята к публикации 3 апреля 2020 г.

Дан краткий обзор физических свойств антиферромагнетиков (АФМ), которые могут применяться в качестве активных элементов наногенераторов терагерцевого и субтерагерцевого диапазонов, основанных на возбуждении спиновых колебаний под действием накачки спиновым током. Рассмотрены возможные схемы таких приборов. Рассмотрение проведено с единых позиций, на основе нелинейной сигма-модели для вектора антиферромагнетизма, с учетом магнитной симметрии реальных АФМ. Описаны специфические свойства АФМ, прежде всего, возможность более быстрой (по сравнению с ферромагнетиками) спиновой динамики, а также проявления антиферромагнитного упорядочения в гальваномагнитных и оптических эффектах. Кратко обсуждается история развития физики АФМ, прежде всего, тех ее аспектов, которые могут быть важными для практического применения АФМ, в частности, в спинтронике сверхвысоких частот.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. С. Боровика-Романова

DOI: 10.31857/S004445102007010X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования антиферромагнетиков (АФМ) начались в 30-е годы прошлого столетия [1–5]. Было установлено, что АФМ характеризуется магнитным порядком особого типа, которому отвечают отличные от нуля намагниченности различных групп магнитных ионов (магнитных подрешеток), но суммарная намагниченность \mathbf{M} равна нулю. В простейшем случае таких подрешеток две, их намагниченности \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 равны по длине, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, но ориентированы антипараллельно. При этом $\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = \mathbf{M} = 0$, но магнитный порядок определяется вектором антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$.

Значительные успехи физики АФМ надо отнести к 50-м годам, когда методами магнитной нейтроно-

графии было экспериментально доказано существование подрешеток. Открыто разрушение АФМ-порядка сильным магнитным полем $H = H_{ex}$, где H_{ex} — обменное поле АФМ, которое определяется обменным интегралом между спинами различных подрешеток J [6, 7]. Обменное поле является важным параметром АФМ, его значения огромные, от сотен килоэрстед для материалов с малым J (температура Нееля T_N порядка нескольких кельвинов) до десятков мегаэрстед при T_N порядка сотен кельвинов.

Особенно существенно, что в эти годы появилось понимание симметричных особенностей АФМ, в частности, особой роли магнитной симметрии. Ярким проявлением этих особенностей является существование слабого ферромагнетизма, обусловленного отклонением намагниченностей \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 от чисто антипараллельной ориентации и появлением достаточно малого магнитного момента $\mathbf{M} \perp \mathbf{L}$ даже в идеальной магнитной структуре АФМ [8]. Антифер-

* E-mail: bor.a.ivanov@gmail.com

ромагнетики со слабым ферромагнетизмом называют также скошенными (canted AFM). Теорию слабого ферромагнетизма АФМ на основе последовательного анализа магнитной симметрии построил Дзялошинский [9, 10]. Концепция магнитной симметрии оказалась чрезвычайно плодотворной для описания АФМ, в частности, позволила предсказать пьезомагнитный эффект в АФМ [11], обнаруженный экспериментально Боровиком-Романовым [12]. Фактически, тогда была заложена основа изучения «немагнитных» свойств АФМ, оптических, гальваномагнитных, акустических.

В эти же годы было установлено экспериментально, что частоты магнитного резонанса для АФМ значительно выше, чем для ферромагнетиков [13, 14]. Стало понятно, что АФМ обладают уникальными физическими свойствами, зачастую отсутствующими у ферромагнетиков или ферримагнетиков, и физика АФМ составляет значительную и важную часть фундаментальной физики магнетизма. В начале 60-х годов А. С. Боровиком-Романовым была написана первая монография, посвященная исключительно физике АФМ [15]. В этой монографии был, по сути, впервые, сформулирован критерий антиферромагнетизма, базирующийся не на условии $\mathbf{M} = 0$, а на симметричном определении АФМ. Согласно этому определению, магнетик является АФМ, если его подрешетки, связанные антиферромагнитным взаимодействием, эквивалентны кристаллографически и содержат эквивалентные магнитные ионы [15]. Более формально, в кристаллической группе АФМ есть как минимум один элемент симметрии, который переводит магнитные подрешетки друг в друга, см. подробнее монографию Турова с соавторами [16].

В последующие годы исследования антиферромагнетизма составляли значительную часть фундаментальной физики магнетизма. Были открыты интересные «чисто магнитные» свойства этих материалов, среди которых можно отметить «обменное усиление» параметров спиновой динамики (см. ниже) и широкий спектр спонтанных и индуцированных полем фазовых переходов «порядок–порядок» [17]. Не менее важны и проявления антиферромагнетизма в таких «немагнитных» свойствах материалов, как оптические [18–23], гальваномагнитные [19] и акустические [19, 24]. В частности, при исследовании рассеяния света в теллуриде европия EuTe был открыт новый «обменный» магнитооптический эффект, который характеризуется высокой симметрией и отсутствует в ферромагнетиках [25, 26]. Были обнаружены «чисто антиферромагнитные» эф-

фекты Фарадея и Холла, обусловленные вектором \mathbf{L} , а не намагниченностью АФМ [18–23]. Ниже мы вернемся к обсуждению роли подобных эффектов в спинтронике АФМ.

Для проблемы, рассмотренной в основной части нашей работы, особенно существенным оказалось исследование спиновой динамики АФМ. Экспериментальные [27–29] и теоретические [30–32] исследования показали, что предельная скорость доменных стенок в ортоферритах (типичных АФМ со слабым ферромагнетизмом) значительно выше, чем для ферромагнетиков. Значение этой скорости совпадает со скоростью магнонов c , оно определяется только обменным взаимодействием, в ортоферритах значение c равно 20 км/с. Было показано, что спиновая динамика АФМ может быть описана на основе универсального замкнутого (не содержащего намагниченности \mathbf{M}) уравнения для нормированного (единичного) вектора $\mathbf{l} = \mathbf{L}/|\mathbf{L}|$ [32–34]. Для этого уравнения (его принято называть уравнением сигма-модели) динамическая часть содержит вторую производную по времени, $(\partial^2 \mathbf{l} / \partial t^2) / \gamma H_{ex}$, где γ — гиромагнитное отношение (см. детали в следующем разделе). Таким образом, динамика вектора \mathbf{l} является инерционной, в отличие от гироскопической динамики намагниченности ферромагнетиков \mathbf{M} , для которых динамический член пропорционален $\partial \mathbf{M} / \partial t$ (и не содержит H_{ex}). Как следствие, динамические параметры АФМ содержат множителем огромную величину H_{ex} , и все динамические явления в АФМ происходят быстрее, чем соответствующие явления в ферромагнетиках. Более высокие частоты магнитного резонанса и скоростей доменных стенок в АФМ представляют собой частные случаи этого общего свойства АФМ, которое сейчас называют обменным усилением (exchange enhancement) динамических параметров АФМ (см. обзорные работы [35–38] и следующий раздел). В принципе, такое увеличение скорости движения стенок могло бы быть полезным для повышения быстродействия приборов твердотельной электроники, использующих динамику доменов, однако нам не известны примеры реального использования этих эффектов в технике в те годы.

Интересно обсудить эволюцию представлений о возможности практического использования АФМ. В монографии [15] такая возможность не упоминалась, и АФМ рассматривались только как интересные объекты фундаментальной физики магнетизма. В течение долгого времени АФМ использовались в магнитной электронике лишь в роли пассивных элементов для создания эффекта так называемого об-

менного подмагничивания (exchange bias) активных ферромагнитных элементов [39]. Однако уже к концу минувшего столетия возникла уверенность в том, что уникальные физические свойства АФМ, наряду с высокими температурами упорядочения, могли бы быть полезными для практического применения АФМ в электронике (см., например, монографию [19]). Однако эти возможности тогда не были реализованы.

Далее появились новые возможности исследования быстрой спиновой динамики. На рубеже столетий началось применение в физике магнетизма фемтосекундных лазеров, с величиной импульса менее 100 фс. В первых экспериментах на ферромагнитных металлах было выявлено, что воздействие импульса на металлические ферромагнетики приводит к сверхбыстрому размагничиванию ферромагнетика [41]. Далее были обнаружены различные механизмы нетеплового возбуждения спиновых колебаний в прозрачных АФМ [42–46]. Возможность такого возбуждения базировалась на использовании эффектов, обратных хорошо известным магнитооптическим эффектам Фарадея и Коттона – Муттона [40]. Эти наблюдения породили новую область физики магнетизма, получившую название фемтомагнетизма, которая базируется на использовании фемтосекундных лазерных импульсов для управления намагниченностью магнетиков [37, 38]. При длительности импульса порядка 100 фс можно эффективно возбуждать спиновые колебания с частотами до десятков терагерц. Помимо возбуждения малых (линейных) колебаний были обнаружены нелинейные режимы движения вектора \mathbf{l} , которые отвечают переключению состояния АФМ, т. е. «инерционному» перебору вектора \mathbf{l} из одного равновесного состояния в другое (динамическая спиновая переориентация) [47]. При этом угловая скорость вращения спинов достигает рекордного значения 0.5 рад/пс. Такая возможность открывает перспективу сверхбыстрой записи и обработки информации и создания чисто оптических систем памяти, базирующихся на применении АФМ [47, 48].

Возбуждение спиновых колебаний терагерцевого диапазона в АФМ фемтосекундными лазерными импульсами представляет практический интерес в связи с возможностью использования создания генераторов электромагнитных волн терагерцевого диапазона, к которым условно относятся волны с частотами от 300 ГГц до 3 ТГц (длина волны от микрона до 100 нм). Были реализованы схемы генераторов с оптической накачкой и чисто оптическим управлением параметрами излучения [49–51]. К на-

стоящему времени эти эффекты наблюдались как в АФМ со слабым ферромагнетизмом типа ортоферритов [42, 43] или бората железа [44, 45], собственные частоты которых составляют сотни ГГц, так и в чистом АФМ, оксиде никеля, в котором частоты спиновых колебаний равны 140 ГГц и 1 ТГц [46, 49–52], а также для трехподрешеточного неколлинеарного АФМ YMnO_3 [53, 54]. Для оксида кобальта, содержащего ионы Co^{2+} с незамороженным орбитальным моментом, наблюдалось возбуждение связанных колебаний спинового и орбитального моментов с более высокими частотами, 4.4 ТГц и 9 ТГц [55].

В последние годы потребность в освоении ТГц-волн возрастает. Ожидается, что они будут использоваться в перспективных телекоммуникационных системах, следующих за 5G (post-5G communications). Также предлагается их применение для систем обеспечения безопасности, в частности, поиска запрещенных материалов; неразрушающего контроля материалов, а также в астрофизике, биологии и медицине (см. обзор [56]).

В нашем столетии возникла новая область прикладной физики магнетизма, спинтроника (spintronics-SPINelectRONICS), в которой главная роль отводится не заряду, а спину электрона [57–59]. Ключевым понятием спинтроники является спиновый ток. Один из наиболее впечатляющих эффектов спинтроники состоит в том, что под действием постоянного спинового тока магнитный момент наночастицы может переходить в состояние устойчивых немалых колебаний. Это дает возможность создать так называемый наноосциллятор, в котором источником питания является обычный постоянный электрический ток, преобразованный в спиновый ток, а осцилляции намагниченности генерируют переменный ток, частота которого совпадает с частотой этих осцилляций. Изначально такие эффекты обсуждались для ферромагнетиков, в которых частоты спиновых колебаний не превышают десятков ГГц. Однако сравнительно недавно было показано, что эффекты спинового тока в АФМ также могут быть достаточно существенными [60]. В частности, соответствующие слагаемые в уравнении для нормированного (единичного) вектора намагниченности ферромагнетиков и вектора для АФМ имеют сравнимые величины (см. [60] и обзоры [61–63]). В связи с этим возникла идея спинтроники АФМ, в частности, создания наноосциллятора с накачкой спиновым током, работающего в диапазоне терагерц. Насколько нам известно, пока эта идея не реализована на практике, но число теоретических работ быстро растет [64–69]. Таким образом, физика АФМ все более ак-

тивно внедряется в прикладную область, в частности, такую актуальную, как создание эффективных и компактных источников ТГц-волн, работающих при комнатных температурах. Процессы внедрения теоретических идей в практику в настоящее время происходят достаточно быстро. Поэтому нам представляется, что полезно обсудить те аспекты физики антиферромагнетизма, которые могли бы быть полезными для спинтроники АФМ. Этому и посвящен настоящий обзор.

При написании вводной части этой работы автор использовал возможность кратко рассмотреть историю развития физики антиферромагнетиков как уникальной части физики магнетизма, в развитие которой неопределимый вклад внес А. С. Боровик-Романов. Далее речь пойдет о современной проблеме, спинтронике АФМ. Мы ограничимся рассмотрением конкретного вопроса о возможности создания наногенератора на базе АФМ с накачкой спиновым током. Сначала обсуждаются теоретические аспекты нелинейной спиновой динамики АФМ (автор является теоретиком). В разд. 2 сформулирована сигма-модель как наиболее удобный метод анализа такой динамики. В разд. 3 описаны те режимы нелинейной спиновой динамики, которые могут реализоваться при спиновой накачке. Возможные варианты реализации такой динамики и проблема ее практического использования, в частности, преобразования энергии спиновых колебаний в полезный сигнал в виде переменного тока или электромагнитного излучения, рассмотрены в разд. 4. В этом же разделе приведены данные о физических свойствах тех реальных АФМ, которые могли бы использоваться в конкретных устройствах.

2. СПИНОВАЯ ДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ НА ОСНОВЕ СИГМА-МОДЕЛИ

Как уже упоминалось, динамику АФМ можно описать при помощи уравнения сигма-модели для единичного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} . Этот подход применим при условии малости намагниченности $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$, при этом вектор \mathbf{m} является подчиненной переменной, см. [32–36, 38, 70]. Применение этого уравнения существенно упрощает анализ динамических эффектов в АФМ. Для пояснения вывода сигма-модели вместо векторов намагниченностей подрешеток \mathbf{M} , \mathbf{L} удобно ввести нормированные векторы

$$\mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_0, \quad \mathbf{m} = \mathbf{M}/2M_0 \quad (1)$$

(M_0 — намагниченность подрешетки), которые связаны между собой соотношениями

$$\mathbf{l}^2 + \mathbf{m}^2 = l, \quad \mathbf{m}\mathbf{l} = 0. \quad (2)$$

Уравнения движения для векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} можно получить из системы уравнений Ландау – Лифшица и записать их в виде

$$\begin{aligned} \frac{2M_0}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} &= [\mathbf{m} \times \mathbf{h}_m] + [\mathbf{l} \times \mathbf{h}_l] + \mathbf{R}_m + \mathbf{T}_m, \\ \frac{2M_0}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} &= [\mathbf{h}_m \times \mathbf{l}] + [\mathbf{h}_l \times \mathbf{m}] + \mathbf{R}_l + \mathbf{T}_l. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь величины $\mathbf{h}_{m,l} = -\delta W/\delta(\mathbf{m}, \mathbf{l})$, где $W = W[\mathbf{l}, \mathbf{m}]$ — функционал энергии АФМ (неравновесный термодинамический потенциал), $\gamma = g\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение. Эффективные поля \mathbf{h}_m и \mathbf{h}_l имеют размерность плотности энергии, \mathbf{R}_m и \mathbf{R}_l — релаксационные слагаемые, слагаемые \mathbf{T}_m и \mathbf{T}_l описывают изменение намагниченности и вектора \mathbf{l} за счет накачки спина извне, т. е. действие спинового тока. Конкретные выражения для \mathbf{T}_m и \mathbf{T}_l получены в работе [60]. Поскольку не все неконсервативные слагаемые в (3) в итоге дадут вклад в искомое уравнение сигма-модели, мы не выписываем их явного вида.

Значение \mathbf{m} мало, и при записи энергии АФМ

$$W[\mathbf{l}, \mathbf{m}] = \int w \, d\mathbf{r},$$

где w — плотность энергии, можно опустить \mathbf{m} во всех слагаемых, кроме энергии однородного обмена и энергии во внешнем поле. В результате получается

$$w = H_{ex}M_0\mathbf{m}^2 + \frac{A}{2}(\nabla\mathbf{l})^2 + w_a(\mathbf{l}) - 2M_0\mathbf{m}\mathbf{H}^{(eff)}. \quad (4)$$

Здесь H_{ex} — обменное поле, одна из важнейших характеристик АФМ. Здесь мы ввели определение обменного поля так, что в изотропном АФМ во внешнем поле $H_0 = |\mathbf{H}_0|$ антиферромагнитный порядок существует ($\mathbf{l} \neq 0$) только при $H_0 \leq H_{ex}$. Если же $H_0 \geq H_{ex}$, то намагниченности подрешеток параллельны, значение $|\mathbf{M}| = 2M_0$ и $\mathbf{l} = 0$, т. е. антиферромагнитный порядок разрушен. Мы отмечаем это обстоятельство, потому что во многих работах используется другое определение обменного поля $H_E = H_{ex}/2$, которое в два раза меньше нашего. Чтобы избежать путаницы, при обсуждении значений обменного поля для реальных АФМ мы будем приводить оба значения, записывая $H_{ex} = 2H_E$. Далее в формуле (4) использованы следующие обозначения: A — константа неоднородного обмена, $w_a(\mathbf{l})$ —

энергия анизотропии. Эффективное поле $\mathbf{H}^{(eff)} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D$ — сумма внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 и поля Дзялошинского $\mathbf{H}_D = -\partial w_D / \partial \mathbf{M}$, w_D обозначает ту часть энергии АФМ, которая линейна по компонентам вектора \mathbf{M} и определяет слабый ферромагнетизм. Такие вклады в энергию АФМ получил Дзялошинский [9–11], Мория показал, что учет обменного и спин-орбитального взаимодействия может приводит к слагаемому вида $w_D = H_D(\mathbf{d}[\mathbf{M} \times \mathbf{l}])$ [71], и сейчас принято называть такие вклады в энергию АФМ взаимодействием Дзялошинского – Мории (ВДМ). Важно, что для такого вида ВДМ параметр H_D (поле Дзялошинского) является обменно-релятивистским и значительно превышает поле анизотропии (например, для ортоферритов $H_D = 160$ кЭ). Приведенное выше антисимметричное выражение для ВДМ описывает многие АФМ (например, гематит и борат железа), им также можно пользоваться при описании ортоферритов, причем при комнатных температурах точность этого приближения весьма высокая. Направление единичного вектора \mathbf{d} определяется симметрией АФМ, например, для ортоферритов вектор \mathbf{d} параллелен оси \mathbf{b} , для одноосных АФМ типа гематита или бората железа параллелен главной оси.

Легко видеть, что все слагаемые в уравнении для $\partial \mathbf{l} / \partial t$ являются билинейными по компонентам векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} (это справедливо и для неконсервативных слагаемых и диктуется наличием нечетного элемента группы симметрии, переставляющего подрешетки АФМ). При наличии обменного слагаемого $[\mathbf{h}_m \times \mathbf{l}] = 2H_{ex}M_0[\mathbf{m} \times \mathbf{l}]$ учет малых релятивистских слагаемых с той же структурой, а также учет неконсервативных слагаемых является превышением точности. Если опустить эти малые слагаемые, уравнение упрощается до вида

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = H_{ex}(\mathbf{l} \times \mathbf{m}) + (\mathbf{H}^{(eff)} \times \mathbf{l}),$$

что позволяет записать простое выражение для \mathbf{m} . Этот вектор выражается через вектор \mathbf{l} и его производную по времени [32–36, 38, 70]:

$$H_{ex} \mathbf{m} = \mathbf{H}^{(eff)} - \mathbf{l} \left(\mathbf{H}^{(eff)} \cdot \mathbf{l} \right) + \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right). \quad (5)$$

Уравнение сигма-модели при нулевом внешнем поле \mathbf{H}_0 (обсуждение роли эффективного поля $\mathbf{H}^{(eff)} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D$ в динамике АФМ будет дано ниже) можно записать в виде

$$\frac{1}{\omega_{ex}} \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial t^2} \right) = \frac{\gamma A}{2M_0} (\mathbf{l} \times \nabla^2 \mathbf{l}) - \frac{\gamma}{2M_0} \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial w_a}{\partial \mathbf{l}} \right) - \alpha_G \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right) + \tau (\mathbf{l} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{l})). \quad (6)$$

Здесь введена обменная частота $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$, $w_a = w_a(\mathbf{l})$ — плотность энергии анизотропии, в которой положено $\mathbf{m} = 0$. Слагаемое, пропорциональное $\partial \mathbf{l} / \partial t$, представляет собой диссипативное слагаемое в форме Гильберта с безразмерной константой α_G , оно эквивалентно обычному вязкому трению в механике. Последнее слагаемое в (6) описывает действие спинового тока с поляризацией спинов вдоль единичного вектора \mathbf{p} . Значение константы τ , которая пропорциональна плотности тока накачки j , $\tau = \sigma j$, определяется скоростью, с которой спин «накачивается» в систему от внешнего источника. Коэффициент σ зависит от способа накачки, см. разд. 4.

Для спинтроники АФМ предельно важно, что форма этого слагаемого, записанного через вектор \mathbf{l} , такая же, как для уравнения Ландау – Лифшица для ферромагнетика, записанного через нормированную намагниченность $\mathbf{m}_{FM} = \mathbf{M} / M_S$, где M_S — намагниченность насыщения ферромагнетика [60], см. также [61–63, 72]. Для константы σ в случае различных геометрий приборов спинтроники АФМ и методов накачки спина можно взять известные выражения для аналогичных устройств спинтроники ферромагнетиков, которые можно найти, например, в обзоре [58].

Теперь кратко обсудим основные особенности динамики АФМ, которые следуют из анализа уравнения сигма-модели (6), а именно, обменное усиление и наличие лоренц-инвариантности. Чтобы понять происхождение обменного усиления спиновой динамики, заметим, что уравнение Ландау – Лифшица для нормированной намагниченности $\mathbf{m}_{FM} = \mathbf{M} / M_S$ (здесь $M_S = 2M_0$) можно получить из уравнения (6), если заменить везде в правой части (6) вектор \mathbf{l} на \mathbf{m}_{FM} , а в левой части вместо «инерционного» динамического слагаемого $(\mathbf{l} \times \partial^2 \mathbf{l} / \partial t^2) / \omega_{ex}$ записать «гироскопическое» слагаемое $\partial \mathbf{m}_{FM} / \partial t$. Заметим, что уравнение Ландау – Лифшица вообще не содержит однородного обмена. Таким образом, для АФМ все динамические характеристики содержат величину «возвращающей силы» (правая часть уравнения (3)), умноженную на большой параметр ω_{ex} . В частности, для легкоосного ферромагнетика в нулевом внешнем поле частота однородных спиновых колебаний порядка γH_a , где H_a — поле анизотропии, а для АФМ имеем $\sqrt{\gamma H_a \omega_{ex}}$. Наличие формальной

лоренц-инвариантности значительно упрощает анализ нелинейной динамики, в частности, динамики магнитных солитонов. В уравнении (6) вторые производные по координатам и времени можно записать в виде лоренц-инвариантной комбинации $(\partial \mathbf{l} / \partial t)^2 - c^2 (\nabla \mathbf{l})^2$, где введена характерная скорость c , совпадающая со скоростью спиновой волны в АФМ на линейном участке спектра:

$$c = \gamma \sqrt{\frac{A H_{ex}}{2 M_0}}. \quad (7)$$

Заметим, что скорость c определяется только обменными взаимодействиями и значительно превышает характерную скорость магнонов для легкоплоскостного ферромагнетика, которая порядка $\gamma \sqrt{A H_a / M_S}$ (еще один пример обменного усиления динамических параметров). Внешнее магнитное поле, опущенное при записи (6), разрушает лоренц-инвариантность. Вклад магнитного поля в уравнение сигма-модели можно записать как вариацию слагаемого $(\gamma / \omega_{ex})(\mathbf{H}_0 \cdot [\mathbf{l} \times \partial \mathbf{l} / \partial t])$ [33, 34], и его вклад становится существенным только при значении поля, близком к значению поля спин-флоп-перехода $H_{sf} = \sqrt{H_{ex} H_a}$ (порядка сотни кЭ). Трудно ожидать, что такие сильные поля могут быть использованы в приборах спинтроники. Заметим также, что нелинейная динамика одноосного АФМ при наличии магнитного поля, параллельного избранной оси, демонстрирует специфическую ковариантность при применении преобразований Лоренца и допускает точный анализ, см. [73, 74] и обзор [70].

Для поля Дзялошинского ситуация принципиально иная: при использовании стандартной антисимметричной формы ВДМ $\mathbf{H}_D \propto [\mathbf{d} \times \mathbf{l}]$ слагаемое $(\mathbf{H}_D \cdot [\mathbf{l} \times \partial \mathbf{l} / \partial t])$ сводится к полной производной по времени и не дает вклада в уравнение движения спинов [32]. В этом случае динамика вектора \mathbf{l} характеризуется лоренц-инвариантностью, но сопровождается изменением слабого ферромагнитного момента АФМ. Для других видов ВДМ лоренц-инвариантность разрушается, см. обзор [70].

Обсудим теперь неконсервативные процессы в системе, которые описываются двумя последними слагаемыми в уравнении (6). Легко видеть, что при выполнении условия $\alpha_G \partial \mathbf{l} / \partial t = \tau (\mathbf{p} \times \mathbf{l})$ их действие взаимно компенсируется. Заметим, что для ферромагнетика это условие имеет тот же вид, $\alpha_G \partial \mathbf{m}_{FM} / \partial t = \tau (\mathbf{p} \times \mathbf{m}_{FM})$. Это и определяет два обстоятельства, принципиально важных для дальнейшего анализа. Во-первых, спиновая накачка может играть роль антизатухания, «отрицательного

трения», создавая условия для существования незатухающей динамики спинов (а также неустойчивости некоторых состояний). Во-вторых, воздействие спиновой накачки на вектор \mathbf{l} АФМ может быть столь же сильным, как для намагниченности ферромагнетика. Точная компенсация затухания в каждый момент времени выполняется только для однородной прецессии вектора \mathbf{l} вокруг направления поляризации тока \mathbf{p} с постоянной частотой $\omega = \sigma j / \alpha_G$, которая пропорциональна плотности тока. Чтобы такая прецессия отвечала реальному динамическому состоянию магнетика, нужно, чтобы она была решением бездиссипативного уравнения динамики спинов, уравнению Ландау – Лифшица для \mathbf{m}_{FM} ферромагнетика или уравнению сигма-модели для вектора \mathbf{l} АФМ. В принципе, незатухающие колебания возможны и без выполнения этого условия; важно только, чтобы такая компенсация имела место в среднем за период колебания. Поэтому возникает вопрос об исследовании нелинейных колебаний вектора \mathbf{l} . Для анализа нелинейной динамики АФМ удобно записать вектор \mathbf{l} через угловые переменные, $l_x = \sin \theta \cos \varphi$, $l_y = \sin \theta \sin \varphi$, $l_z = \cos \theta$. Эти уравнения для переменных θ и φ можно записать в виде

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\omega_{ex}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \theta \right) - \frac{1}{\omega_{ex}} \sin \theta \cos \theta \times \\ & \times \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 - (c^2 \nabla \varphi)^2 \right] + \frac{\gamma}{2 M_0} \frac{\partial w_r}{\partial \theta} + \alpha_G \frac{\partial \theta}{\partial t} + \\ & + \tau \sin^2 \theta (p_x \sin \varphi - p_y \cos \varphi) = 0, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\omega_{ex}} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - c^2 \nabla (\sin^2 \theta \nabla \varphi) \right] + \\ & + \frac{\gamma}{2 M_0} \frac{\partial w_a}{\partial \varphi} + \alpha_G \frac{\partial \varphi}{\partial t} \sin^2 \theta - \\ & - \tau p_z \sin^2 \theta \cos \theta (p_x \cos \varphi + p_y \sin \varphi) = 0. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь единичный вектор \mathbf{p} , определяющий направление спиновой поляризации, записан через свои компоненты. Указанному выше прецессионному движению соответствует направление \mathbf{p} вдоль оси z , $p_z = 1$, $p_x = 0$, $p_y = 0$ и решение вида $\theta = \theta_0 = \text{const}$, $\varphi = \omega t$, $\omega = \tau / \alpha_G$.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОДНОРОДНЫЕ СПИНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Рассмотрим теперь те виды нелинейных спиновых колебаний для АФМ, которые могут быть существенными для реализации наносциллятора. По-

лезно вначале обсудить простейший случай с прецессией, указанный в предыдущем разделе. В принципе, для чисто одноосных моделей магнетиков, как АФМ, так и ферромагнетиков, такое динамическое состояние с нелинейной однородной прецессией вокруг главной оси магнетика возможно. Здесь полезно сравнить случаи АФМ и ферромагнетика, и мы рассмотрим эти случаи параллельно, используя соответственно индексы АФМ и ФМ. Выбирая главную ось магнетика вдоль оси z , получаем, что энергия анизотропии должна быть функцией соответственно $m_{FM,z}^2$ или l_z^2 . Таким образом, $w = w(\theta)$ и не зависит от φ . Прецессия вокруг оси z с частотой ω определяется формулами $\theta = \theta_0 = \text{const}$, $\varphi = \omega t$, и значение частоты определяется видом энергии анизотропии (для ферромагнетика полезно также включить в рассмотрение внешнее магнитное поле H_0 , параллельное главной оси). Для ферромагнетика и АФМ соответствующие частоты $\omega_{FM}(\theta_0)$ и $\omega_{AFM}(\theta_0)$ определяются выражениями

$$\begin{aligned}\omega_{FM} \sin \theta &= \gamma H_0 + \frac{\gamma}{M_S} \frac{dw(\theta)}{d\theta}, \\ \omega_{AFM}^2 \sin \theta &= \omega_{ex} \frac{\gamma}{M_S} \frac{dw(\theta)}{d\theta}.\end{aligned}\quad (10)$$

Здесь M_S — намагниченность насыщения для ферромагнетика, для АФМ $M_S = 2M_0$, для краткости опущен индекс «0» и $w(\theta)$ — энергия анизотропии. Уравнение (10) и соотношение $\omega = \tau/\alpha_G = \sigma j/\alpha_G$ определяют связь между частотой и амплитудой незатухающих колебаний и величиной спиновой накачки. Оказывается, что результаты для АФМ и ферромагнетика при том же виде магнитной анизотропии различаются не только количественно (для АФМ частота выше), но и качественно.

Обычно для одноосных магнетиков энергию анизотропии $w(\theta)$ выбирают в виде

$$w(\theta) = (K/2) \sin^2 \theta, \quad (11)$$

где K — константа анизотропии. Положительным $K > 0$ отвечает анизотропия типа легкая ось (ЛО), отрицательным $K < 0$ — анизотропия типа легкая плоскость (ЛП). Удобно ввести поле анизотропии H_a , $H_a M_S = |K|$. Для ферромагнетика ситуация достаточно ясная, например, в случае ЛО-анизотропии $\omega_{FM} = \gamma(H_0 + H_a \cos \theta_0)$, и незатухающая прецессия имеет место при $\alpha_G \gamma H_0 < j\sigma < \alpha_G \omega_{0,FM}$, где $\omega_{0,FM} = \gamma(H_0 + H_a)$ — частота линейного ферромагнитного резонанса, см., например, [75]. Колебания существуют при величине тока j (значении параметра $\tau = \sigma j$), превышающей некоторое поро-

говое значение j_{th} , но этот порог пропорционален малому параметру α_G .

Для АФМ ситуация абсолютно иная: уравнение (10) для частоты при использовании простейшей формы энергии анизотропии (11) можно переписать в виде $(\omega_{AFM}^2 - \omega_{0,AFM}^2) \sin \theta_0 \cos \theta_0$, где $\omega_{0,AFM} = \sqrt{\omega_{ex} \gamma H_a}$ — частота линейного антиферромагнитного резонанса. Для прецессии с любым углом $\theta_0 \neq \pi/2$ получается, что частота свободных нелинейных колебаний не зависит от значения ее амплитуды θ_0 . Это достаточно необычная ситуация: обычно для нелинейных систем частота зависит от амплитуды θ_0 , $\omega = \omega(\theta_0)$. Это свойство демонстрирует специфическое вырождение АФМ с энергией анизотропии вида (11) как нелинейной системы. Такое вырождение проявляется для многих нелинейных эффектов. В частности, в такой модели отсутствуют неоднородные динамические солитоны [70, 73].

Далее ферромагнетики не обсуждаются, и мы опускаем индекс АФМ в формулах, записывая $\omega_{0,AFM} \rightarrow \omega_0$. Для случая автоколебаний с накачкой спиновым током частота определяется условием $\omega \alpha_G = \sigma j$, и трудно ожидать точного выполнения соотношения $\sigma j = \alpha_G \omega_0$. Для всех других значений тока $\omega^2 \neq \omega_0^2$, и в рамках простой модели для энергии анизотропии (11) возможно только значение $\cos \theta_0 = 0$, т. е. чисто планарное вращение вектора l с частотой $\omega = \sigma j/\alpha_G$ [60]. Как мы покажем ниже, эта ситуация не очень благоприятная для реализации АФМ спинтронного генератора. В частности, при использовании спинового эффекта Холла такое движение вектора l не создает переменного сигнала. Таким образом, конструкции, эффективные для ферромагнитных наногенераторов, не могут быть автоматически применены для случая АФМ. Мы рассмотрим эти вопросы в следующем разделе.

Указанное выше вырождение пропадает при учете более общего вида энергии анизотропии, например, при учете константы анизотропии четвертого порядка K_4 [70]:

$$w_a(\theta) = \frac{K}{2} \sin^2 \theta + \frac{K'}{4} \sin^4 \theta. \quad (12)$$

В таком случае, помимо решения с $\theta_0 = \pi/2$, которое может быть при любой частоте, существуют решения с $0 < \theta_0 < \pi/2$, для которых частота нелинейной прецессии зависит от ее амплитуды θ_0 :

$$\omega^2(\theta_0) = \omega_{ex}(\omega_a + \omega'_a \sin^2 \theta_0). \quad (13)$$

Здесь введены обозначения:

$$\omega_a = \gamma K/2M_0, \quad \omega'_a = \gamma K'/2M_0. \quad (14)$$

Значение $\omega_0 = \sqrt{\omega_{ex}\omega_a}$ определяет частоту одно-родного линейного антиферромагнитного резонанса ($\theta_0 \rightarrow 0$) ЛО АФМ. Однако уравнение (14) справедливо и для ЛО ($\omega_a > 0$), и для ЛП ($\omega_a < 0$) АФМ. Легко видеть, что решение с $\theta_0 \neq \pi/2$ существует только в интервале частот от $\omega^2 = \omega_{ex}\omega_a$ (при $\theta_0 \rightarrow 0$) до $\omega^2 = \omega_{ex}(\omega_a + \omega'_a)$ (при $\theta_0 \rightarrow \pi/2$). Если K' мало по сравнению с K , ширина этого интервала мала; кроме того, это решение возможно только для ЛО АФМ. Однако при сравнимых значениях K' и K состояние с конусной прецессией возможно в более широком интервале частот, который определяется только естественными неравенствами $\omega^2 \geq 0$ и $\sin^2 \theta > 0$. Для ЛП АФМ возможны и состояния с $\omega \rightarrow 0$, возбуждение которых происходит при сравнительно малых значениях тока. Однако ситуация не столь простая, поскольку в этом интервале частот есть два динамических состояния, с $\theta_0 \neq \pi/2$ и $\theta_0 = \pi/2$. В этом случае возникает вопрос об устойчивости одного из них.

Простой анализ показал, что конусная прецессия с $\theta_0 \neq \pi/2$ устойчива при $\omega'_a > 0$, причем при выполнении этого неравенства она устойчива при всех допустимых значениях частоты, когда в уравнении (13) $\omega^2(\theta_0) \geq 0$. Для ЛО АФМ ($\omega_a > 0$) частота лежит в интервале $\omega_{ex}\omega_a < \omega^2 < \omega_{ex}(\omega_a + \omega'_a)$ и возможны все значения θ_0 от нуля до $\pi/2$. Для ЛП АФМ ($\omega_a < 0$) конусное состояние возможно только при $|\omega_a| < \omega'_a$; в этом случае частота меняется в пределах от $\sqrt{\omega_{ex}(\omega_a + \omega'_a)}$ при $\theta_0 \rightarrow \pi/2$ до нуля, когда угол прецессии достигает своего наименьшего значения $\sin^2_{0,min} = |\omega_a|/\omega'_a$. При всех остальных значениях частоты (напомним, что частота прецессии однозначно определяется значением тока) устойчиво только состояние с плоским вращением и $\theta_0 = \pi/2$.

Отметим, что знак величины ω'_a , т. е. знак константы K' , непосредственно связан с вопросом о поведении АФМ во внешнем магнитном поле H , параллельном легкой оси, см. [16, 17, 76]. Мы обсудим этот вопрос в следующем разделе, где речь пойдет о поиске реальных АФМ, допускающих конусную прецессию, и их использовании как активных элементов наногенератора.

Знак этого параметра важен и для существования неоднородных солитонов типа магнанных капель в АФМ [70]. Такие солитоны могут существовать в ЛО АФМ, им отвечает неоднородная прецессия вектора \mathbf{l} вида $\theta = \theta(r)$, $\varphi = \omega t$, где $r = |\mathbf{r}|$ и функция $\theta(r) \rightarrow 0$ вдали от солитона. Оказалось, они существуют только при $K' < 0$ ($\omega'_a < 0$), при этом частота прецессии в солитоне лежит в интервале $\omega_{ex}(\omega_a - |\omega'_a|) < \omega^2 < \omega_{ex}\omega_a$. Такие солитоны

(магнанные капли) с неоднородной прецессией намагниченности \mathbf{M}_{FM} возможны в ферромагнетиках [77–79], они обнаружены экспериментально при накачке спиновым током и имеют определенные преимущества для создания спинтронных генераторов, работающих на частотах порядка 10 ГГц [75]. Магнанные АФМ-капли также могут быть интересны для приложений, включая ТГц-автоосцилляторы, см. [80]. Отметим, что условие существования этих двух режимов нелинейной динамики несовместны: для данного АФМ могут существовать или неоднородные солитоны, или конусная прецессия.

Общим свойством рассмотренных выше простых типов автоколебаний в чисто одноосных АФМ является то, что пороговое значение тока пропорционально малому параметру. Иными словами, наличие порога связано только с преодолением трения, что является неизбежным условием для существования любых автоколебаний. Как правило, такое пороговое значение плотности тока невелико (порядка 10^8 А/см²), при том что в уже реализованных приборах спинтроники ферромагнетиков плотность тока достигает значений 10^9 А/см [81–85]. Однако при учете анизотропии в базисной плоскости, которая важна для реальных спинтронных АФМ-генераторов (см. следующий раздел), оказывается, что порог связан с преодолением этой анизотропии.

Рассмотрим теперь нелинейные колебания спинов в ромбической АФМ-симметрии, энергию анизотропии выберем в виде

$$\omega_a = \frac{K}{2} l_z^2 + \frac{K_p}{2} l_y^2, \quad (15)$$

где K и K_p — константы соответственно одноосной анизотропии и анизотропии в базисной плоскости. Будем считать, что $K > K_p > 0$, тогда ось z является наиболее трудной осью, а ось x — наиболее легкой осью, лежащей в анизотропной легкой плоскости xy . Еще в работе [32] было показано, что в этом случае имеет место класс решений с планарной динамикой вектора \mathbf{l} , когда он движется в более легкой плоскости. Для однородных колебаний это решение имеет вид $\theta = \pi/2$, $\varphi = \varphi(t)$. Зависимость угла φ от времени для АФМ с учетом диссипации и накачки спиновым током определяется уравнением

$$\frac{1}{\omega_{ex}} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha_G \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \omega_p \sin\varphi \cos\varphi - \tau = 0, \quad (16)$$

где обозначено $\omega_p = \gamma K_p/2M_0$, частота $\omega_0 = \sqrt{\omega_{ex}\omega_p}$ совпадает с частотой линейных колебаний вектора \mathbf{l} в базисной плоскости.

Это уравнение описывает ряд физически интересных систем. В частности, уравнение (16), записанное для переменной $\phi = 2\varphi$, совпадает с уравнением физического маятника, материальной точки на подвесе, движущейся в поле тяжести при учете обычного вязкого трения. Роль массы играет величина $1/\omega_{ex}$, что отражает тот факт, что спиновая динамика в АФМ является инерционной. Слагаемое с τ в рамках такой механической аналогии соответствует действию некоторой вихревой силы, перпендикулярной радиус-вектору материальной точки в каждый момент времени.

Можно указать еще одну важную и полезную аналогию [65]: фаза сверхпроводящего параметра порядка ϕ в точечном контакте Джозефсона описывается уравнением, которое после замены $\phi = 2\varphi$ точно совпадает с уравнением (16), см., например, [86–89]. Здесь роль электрического сопротивления контакта играет затухание, а емкость контакта играет роль инерционного члена. Как показано в работе [32], при учете пространственной неоднородности, т. е. зависимости от пространственной переменной x , уравнение для $\phi = \phi(x, t)$ представляет собой известное синусоидальное уравнение Клейна–Гордона (уравнение синус-Гордон, sine-Gordon equation). Это уравнение определяет также и динамику фазы в протяженном джозефсоновском контакте [87]. Важно также, что выходной сигнал для этих двух систем пропорционален скорости изменения переменных, $d\varphi/dt$ или $d\phi/dt$. Таким образом, планарная динамика вектора \mathbf{l} в АФМ полностью воспроизводит динамику фазы ϕ в джозефсоновских системах [65], однако, в отличие от последних, реализация «джозефсоновской» динамики в АФМ не требуют использования криогенных температур.

Эта глубокая аналогия позволяет использовать в спинтронике АФМ большое количество разработок, уже предложенных для электроники терагерцевого диапазона на основе джозефсоновских систем, как точечных, так и протяженных [87]. Заметим также, что уравнение синус-Гордон для $\phi = \phi(x, t)$ без учета затухания является точно интегрируемым методом обратной задачи рассеяния, см., например, [87, 90], что позволяет построить многосолитонные решения, описывающие динамику нескольких солитонов типа джозефсоновских солитонов типа кинков с переменной ϕ , которым соответствуют 180-градусные доменные стенки в АФМ. Приведем вид уравнения для угла φ для двухосного АФМ:

$$\frac{1}{\omega_{ex}} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi \right) + \alpha_G \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \omega_p \sin \varphi \cos \varphi - \tau = 0.$$

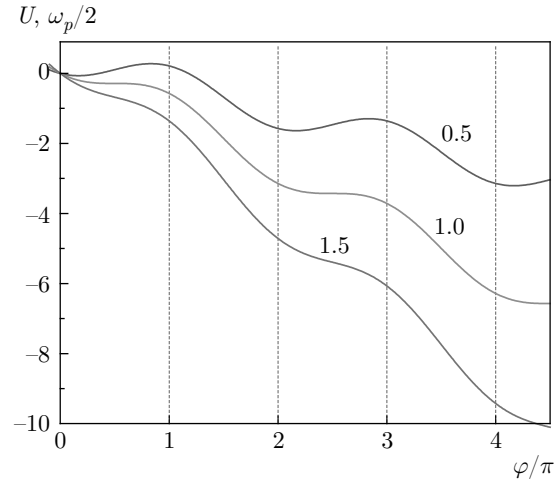


Рис. 1. Зависимость эффективного потенциала $U(\varphi)$ от φ при $j/j_c = 0.5, 1, 1.75$

Вернемся к исследованию спиновой динамики двухосного АФМ на базе уравнения (16). Без учета затухания Гильберта (но с полным учетом действия спиновой накачки) оно имеет первый интеграл, который отвечает сохранению механической энергии E , которая включает обычную кинетическую энергию и эффективный потенциал $U(\varphi)$:

$$E = \frac{1}{2\omega_{ex}} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + U(\varphi), \tag{17}$$

$$U(\varphi) = \frac{\omega_p}{2} \sin^2 \varphi - \tau \varphi.$$

Тот факт, что «сила», определяемая спиновой накачкой τ , является вихревой, проявляется в нарушении естественной периодичности потенциала, $U(\varphi) - U(\varphi + \pi) = \pi\tau$. Таким образом, $U(\varphi)$ можно наглядно представить как потенциал массивной частицы, движущейся в поле тяжести вдоль рельефа типа «наклонной стиральной доски», см. рис. 1. Полное уравнение движения с учетом трения можно записать в виде уравнения баланса энергии,

$$\frac{d}{dt} E = -\alpha_G \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2, \tag{18}$$

что дает возможность провести полный качественный анализ динамики системы. Кроме того, при малом затухании $\alpha_G \ll 1$ (для наноосциллятора на основе оксида никеля эффективное значение α_G , полученное с учетом затрат энергии на генерацию сигнала, порядка 10^{-3}) можно использовать условие $E = \text{const}$ и найти решение в неявном виде (записать его через квадратуры). Однако полученные выражения громоздки и малоинформативны и удобнее

найти необходимые характеристики решения численно, см. следующий раздел.

Сейчас рассмотрим задачу качественно. Характер движения определяется соотношением параметров системы, прежде всего параметра спиновой накачки $\tau = \sigma j$ (фактически, тока j) и возвращающей силы ω_p , а также τ (тока j) и константы релаксации α_G .

Для достаточно больших токов потенциал $U(\varphi)$ не имеет экстремумов. Следовательно, уравнение (16) не имеет стационарных решений, и вектор \mathbf{l} находится в состоянии постоянного вращения. Это происходит в случае, тогда плотность тока превышает пороговое значение, которое естественно назвать порогом зажигания (ignition threshold) $j_1^{(th)} = \omega_p/2\sigma$ [65]. В отличие от рассмотренного выше случая чисто одноосного АФМ, это значение порога $j_1^{(th)}$ определяется только величиной анизотропии в базисной плоскости и не зависит от затухания.

Важно, что при достаточно малом затухании незатухающее движение может реализоваться и при $j < j_1^{(th)}$, когда потенциал $U(\varphi)$ немонотонно зависит от φ и имеет минимумы и максимумы, расстояние между эквивалентными экстремумами равно π . Такому движению соответствует «инерционное» преодоление барьеров потенциала $U(\varphi)$. Установившееся движение при $j < j_1^{(th)}$ возможно, если потеря энергии ΔE на трение при повороте вектора \mathbf{l} от одного максимума потенциала при $\varphi = \bar{\varphi}$ до другого при $\varphi = \bar{\varphi} + \pi$,

$$\Delta E = \alpha_G \int_{\bar{\varphi}}^{\bar{\varphi} + \pi} (d\varphi/dt) d\varphi,$$

совпадает с величиной $U(\varphi) - U(\varphi + \pi) = \pi\tau$. Понятно, что такое движение может существовать, если ток j превышает другое пороговое значение, порог поддержания $j_2^{(th)}$, величина $j_2^{(th)}$ пропорциональна α_G . При малых $\alpha_G \ll \sqrt{\omega_p/\omega_{ex}} < 10^{-2}$ можно также считать, что мало τ , при этом $\bar{\varphi}$ мало и получается [65]

$$j_2^{(th)} = \frac{2\alpha_G}{\pi\sigma} \sqrt{\omega_{ex}\omega_p}. \quad (19)$$

Таким образом, при малом α_G величина порога $j_2^{(th)}$ существенно меньше, чем порог зажигания [65].

Наличие периодического рельефа потенциала приводит к тому, что вращение вектора \mathbf{l} не является равномерным во времени, $\omega(t) = d\varphi(t)/dt \neq \text{const}$. Это является важной особенностью динамики двухосного АФМ. Как мы обсудим в следующем разделе, сигнал, получаемый от генератора

на основе двухосного АФМ, пропорционален величине $d\varphi/dt$ и наличие переменной компоненты $\omega(t)$ принципиально важно [65]. Основная тенденция поведения $\varphi(t)$ очевидна: амплитуда переменной части $d\varphi/dt = \omega(t)$ убывает с ростом частоты колебаний, что ограничивает возможности такого генератора. Более детальный анализ будет приведен в следующем разделе.

4. СХЕМЫ АВТООСЦИЛЛЯТОРОВ СО СПИНОВОЙ НАКАЧКОЙ

Как мы обсуждали, спиновый ток, втекая в образец АФМ, может возбуждать в нем различные типы спиновой динамики. Для создания осциллятора на основе этого эффекта надо найти способ пропустить спиновый ток через частицу АФМ и затем преобразовать энергию спиновых колебаний в переменный сигнал в удобной форме, например, в форме электрического тока. Для осцилляторов, использующих ферромагнетики, эти задачи можно решить несколькими способами. Рассмотрим эти схемы и обсудим, в какой мере их можно использовать для наногенераторов с применением АФМ.

Спиновый вентиль. В идейном плане, наиболее простой метод создания спиновой накачки основан на применении спин-поляризованного тока, т. е. электрического тока, в котором спины электронов проводимости частично или полностью поляризованы. Реализовать такую накачку можно, пропуская электрический ток через систему нанослоев так, что сначала электроны проходят через слой ферромагнитного металла с фиксированной намагниченностью (этот слой называют поляризатором), а затем попадают в свободный слой (активный слой), создавая в последнем эффект спиновой накачки, см. рис. 2. Обычно между магнитными слоями помещают тонкую (1–2 нм) прослойку нормального металла. Такую наноструктуру часто называют магнитной наноклонкой (magnetic nanopillar); используется также термин магнитный нановентиль (magnetic nanovalve), поскольку в силу эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) сопротивление такой системы можно менять, изменяя направление намагниченности в свободном слое [57–59].

Для спиновой накачки с помощью спин-поляризованного тока оценка параметра $\tau_{SPC} = \sigma_{SPC} j$, входящего в динамическое уравнение (6), достаточно проста и наглядна, см., например, [58, 72]:

$$\tau_{SPC} = \varepsilon \frac{g\mu_B}{2eL} j. \quad (20)$$

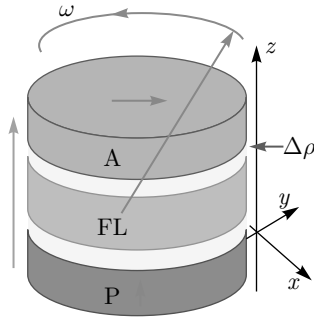


Рис. 2. (В цвете онлайн) Схема магнитной наноконки, допускающей использование эффекта ГМС для получения переменного сигнала. Вертикальная оранжевая стрелка показывает направление движения электронов, красные стрелки показывают направление намагниченности в слоях и прецессию намагниченности с частотой ω в свободном слое: P — поляризатор, FL — свободный слой, A — анализатор, между ними показаны прослойки немагнитного металла. Буквами $\Delta\rho$ со стрелкой указан контакт свободного слоя и анализатора, в котором формируется сигнал ГМС

Здесь j — плотность электрического тока (часто используется запись через полный ток $I = jS$, S — площадь контакта), множитель $g\mu_B/2e \approx \mu_B/e$ равен отношению магнитного момента электрона к величине его заряда $e > 0$, множитель ε определяет значение спиновой поляризации, $\varepsilon = (n_\uparrow - n_\downarrow)/(n_\uparrow + n_\downarrow)$, где n_\uparrow и n_\downarrow — плотности электронов в токе со спинами соответственно параллельными и антипараллельными среднему направлению спина (поляризации \mathbf{p}). Наличие множителя $1/L$, где L — толщина активного слоя, показывает, что привнесенный в активный слой спиновый момент электронов распределяется равномерно по толщине слоя. Это предположение справедливо, если толщина L превышает длину спиновой диффузии в магнетике активного слоя (порядка 10 нм), что обычно реализуется на практике.

В рамках подобной схемы можно преобразовать энергию осцилляций магнитного момента в переменный электрический ток. Наиболее простой является схема с применением эффекта гигантского магнитосопротивления на границе двух магнетиков. Эта добавка в сопротивление границы может быть записана в виде $\Delta\rho_{GMR} = \Delta\rho(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)$, где $\Delta\rho$ определяется свойствами материалов, \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 — единичные векторы, определяющие направления намагниченностей по обе стороны границы [57–59]. Если намагниченность свободного слоя \mathbf{m}_{FL} прецессирует, то возможно изменение $\Delta\rho_{GMR}$ со вре-

менем, сопротивление системы становится переменным, $\rho = \rho_0 + \Delta\rho_{GMR}(t)$, и возникает полезный сигнал генератора в виде переменного тока.

Для простой круговой прецессии намагниченности вокруг вектора поляризации \mathbf{p} , рассмотренной выше, $(\mathbf{m}_{FL} \cdot \mathbf{m}_p) = \cos\theta_0 = \text{const}$ и $\Delta\rho_{GMR}$ на контакте поляризатора и активного слоя не зависит от времени. Удобно добавить третий слой, анализатор A (см. рис. 2) с намагниченностью \mathbf{m}_A , ортогональной \mathbf{m}_p [91,92]. При этом полезный сигнал возникает на границе свободного слоя и анализатора, этот сигнал пропорционален $(\mathbf{m}_{FL} \cdot \mathbf{m}_A) = \sin\theta_0 \cos\omega t$. Такой же эффект в эксперименте можно получить и для простой двухслойной системы, где сигнал ГМС создается на контакте свободного слоя и поляризатора, но при этом намагниченность поляризатора должна быть наклонена к плоскости слоев и анализатор становится менее прозрачным.

Обсудим теперь, может ли применяться сходная схема с АФМ в качестве активного слоя. Естественно, такое применение возможно только для проводящих АФМ. Известен ряд металлических АФМ, например, хром Cr, FeMn, IrMn. Сейчас большое внимание уделяется новому металлическому АФМ, Mn_2Au , который обладает высокой температурой Нееля, превышающей 1000 К [93,94], и может быть приготовлен в виде эпитаксиальных тонких пленок высокого качества [95,96]. Для этого материала наблюдается большое обменное поле, порядка $H_{ex} = 2H_E = 26$ МЭ [97], и имеется сильная одноосная анизотропия типа легкая плоскость, причем анизотропия четвертого порядка в ЛП предельно слабая (менее 10 Э). Частота резонанса для планарных колебаний низкая, 120 ГГц, а частота колебаний с выходом из плоскости имеет огромную величину, порядка 3.7 ТГц [97].

В металлических АФМ можно возбуждать прецессию спинов, пропуская через них электрический ток с поляризацией спинов электронов. Однако существует принципиальная сложность применения таких АФМ в описанных выше генераторах типа спинового вентиля. Проблема связана с тем, что для «чистых» АФМ отсутствуют эффекты ГМС. Это обычно объясняется так: полная проводимость контакта «ферромагнетик–АФМ» равна сумме парциальных проводимостей, обусловленных рассеянием носителей на спинах подрешеток АФМ. Поскольку подрешетки полностью эквивалентны, при их антипараллельной ориентации вклад в ГМС равен нулю [98]. Этот факт можно понять и из простых соображений: в силу наличия для АФМ нечетного элемента симметрии слагаемое типа $(\mathbf{l} \cdot \mathbf{m}_A)$, где \mathbf{m}_A —

намагниченность ферромагнитного слоя, запрещено симметрией. В принципе, симметрия допускает другой эффект магнитосопротивления, при котором сопротивление контакта АФМ–анализатор имеет вид $\Delta\rho = \Delta\rho(\mathbf{l} \cdot \mathbf{m}_A)^2$. Этот вклад в сопротивление — билинейный по компонентам вектора \mathbf{l} , он допустим для всех АФМ, вопрос только в том, насколько он велик.

В принципе, эффект ГМС стандартного вида возможен за счет существования слабого момента \mathbf{m}_{WFM} АФМ, он определяется слагаемым $(\mathbf{m}_{WFM} \cdot \mathbf{m}_A)$. Величина момента \mathbf{m}_{WFM} мала, но в случае АФМ со слабым ферромагнетизмом симметрия допускает также и существование \mathbf{l} -зависимого эффекта ГМС, который описывается формулой $\Delta\rho \propto \overline{D}_{ik} l_i m_{A,k}$, где симметрия тензора \overline{D}_{ik} такая же, как и тензора взаимодействия Дзялошинского D_{ik} , который описывает слабый момент АФМ, $m_{WFM,i} = D_{ik} l_k$. Здесь ситуация похожа на ту, что имеет место для хорошо известного \mathbf{l} -зависимого эффекта Фарадея, который описывается инвариантом $\alpha_{ik} l_i (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_k$ (ср. со стандартным $\mathbf{m} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)$), см. [16,21]. Симметрия тензора \overline{D}_{ik} для \mathbf{l} -зависимого эффекта ГМС такая же, как и симметрия тензора α_{ik} , данные для которого можно найти в монографии [16]. Известно, что величина эффекта Фарадея для АФМ может быть не малой, и для ортоферритов может достигать значений 3900 град/см [35,36], что сравнимо со значениями, характерными для ферромагнетиков. Возможность \mathbf{l} -зависимого эффекта ГМС интересна теоретически и могла бы быть полезной, но нам не известны примеры АФМ с металлической проводимостью, допускающей слабый ферромагнетизм.

Хотя это и выходит за рамки краткого обзора, заметим, что указанные выше ограничения не проявляются для другого класса магнетиков с «антиферромагнитной» спиновой динамикой, а именно, для ферримагнетиков, находящихся в точке компенсации спинов подрешеток, см. недавний обзор [72]. Как и для АФМ, в этой точке присутствует обменное усиление спиновой динамики, но магнитные подрешетки образованы различными магнитными ионами, их парциальные вклады в гальваномагнитные эффекты могут быть существенно разными. В качестве примера приведем аморфный сплав GdFeCo, в котором подсистемы переходных и редкоземельных элементов упорядочены антиферромагнитно, и возможна компенсация их спинов. Для этого сплава эксперимент показал, что все гальваномагнитные эффекты определяются исключительно подсистемой переходных элементов [99], и эффекты ГМС

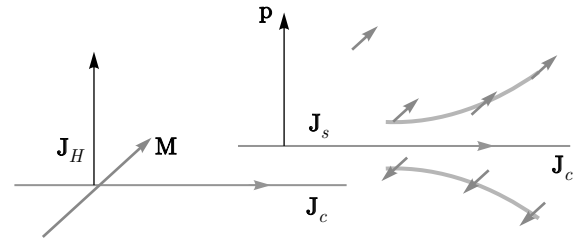


Рис. 3. Взаимная ориентация векторов \mathbf{j}_c , \mathbf{j}_s и \mathbf{p} для спинового эффекта Холла. Слева для сопоставления симметрии задач приведены направления электрического тока \mathbf{j}_c и холловского тока \mathbf{j}_H для эффекта Холла, вызванного намагниченностью \mathbf{M}

не малы. Это открывает широкие возможности создания наногенераторов терагерцевого диапазона с использованием схемы нановентилля, см. теоретические оценки в работах [100, 101].

Применение спинового эффекта Холла. Стандартные АФМ, такие как ортоферриты, оксиды переходных металлов типа NiO, MnO, гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и борат железа Fe_2BO_3 являются диэлектриками. Однако спиновая накачка может осуществляться и без электрического тока, за счет чистого спинового тока, который может быть получен за счет так называемого спинового эффекта Холла, см. [82, 83, 102–104]. Этот эффект был предсказан много лет назад [105, 106] и состоит в том, что при протекании электрического тока \mathbf{J}_c вдоль тонкой пленки нормального металла возникает спиновый ток, направленный перпендикулярно току проводимости \mathbf{J}_c , см. рис. 3. Направления электрического тока \mathbf{J}_c в пленке, спинового тока \mathbf{J}_s и вектора поляризации спинового тока \mathbf{p} представляют собой ортогональную тройку векторов такого же типа, как направление электрического тока \mathbf{J}_c , холловского тока \mathbf{J}_H и магнитного поля \mathbf{H} (или намагниченности \mathbf{M}) для стандартного эффекта Холла, см. рис. 3. Интенсивность эффекта определяется спин-орбитальным взаимодействием, поэтому в качестве носителя тока выбирают тяжелые металлы, для которых это взаимодействие сильное, обычно платину. Поскольку спиновый ток течет перпендикулярно поверхности контакта магнетика и металла, направление вектора поляризации \mathbf{p} в спиновом токе параллельно поверхности активного слоя.

Если пленка с током граничит с пленкой магнетика, то поток спина проникает в слой магнетика и создает в нем эффект спиновой накачки. Поэтому спиновый эффект Холла можно использовать для спиновой накачки слоя магнитного матери-

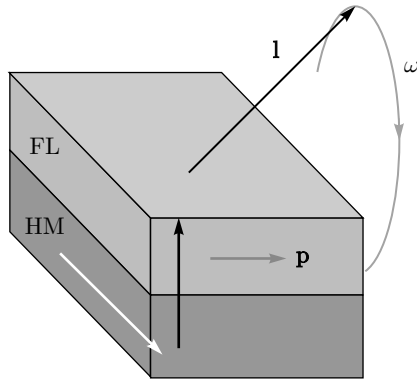


Рис. 4. (В цвете онлайн) Схема спиновой накачки активного магнитного элемента (свободного слоя, FL) за счет спинового эффекта Холла при протекании электрического тока через слой тяжелого металла (HM). Горизонтальная белая стрелка указывает направление тока в тяжелом металле, вертикальная черная стрелка указывает направление течения спинового тока, поляризация которого \mathbf{p} обозначена горизонтальной красной стрелкой внутри свободного слоя. Указана прецессия вектора \mathbf{l} свободного слоя вокруг \mathbf{p} с частотой ω

ала в двухслойной системе «нормальный тяжелый металл–магнетик», см. рис. 4.

Формула для характерной константы $\tau = \tau_{SHE} = \sigma_{SHE}j$ в уравнении (6), которая определяет эффективность спиновой накачки, имеет вид [103]

$$\sigma_{SHE} = g_r \theta_{SH} \frac{e\gamma\lambda\rho}{2\pi M_0 L_{FL}} \operatorname{th} \frac{L_{HM}}{2\lambda}. \quad (21)$$

Это выражение не столь наглядно, как (20); оно содержит характеристики обоих слоев, а также значение так называемой проводимости спинового смешивания g_r (spin-mixing conductance), характеризующей эффективность перехода избыточного спина между магнетиком и тяжелым металлом, см. [103]. Спин-холловский угол определяется отношением нормированных значений тока проводимости и спинового тока в тяжелом металле, для платины $\theta_{SH} \sim 0.1$ рад [104], ρ и λ — удельное электрическое сопротивление и длина спиновой диффузии для тяжелого металла, L_{FL} и L_{HM} — толщины слоев соответственно магнетика и тяжелого металла. Полезно отметить роль спиновой диффузии: если λ больше, чем толщина слоя тяжелого металла, то эффект спиновой накачки не зависит от λ :

$$\sigma_{SHE} = g_r \theta_{SH} \frac{e\gamma\rho L_{HM}}{4\pi M_0 L_{FL}}. \quad (22)$$

Если же спиновая диффузия существенна ($\lambda \ll L_{HM}$), то спиновый ток в магнетик формируется

в тонком слое металла с толщиной порядка λ , эффект не зависит от толщины слоя тяжелого металла и пропорционален малому параметру λ ,

$$\sigma_{SHE} = g_r \theta_{SH} e\gamma\lambda\rho / (2\pi M_0 L_{FL}).$$

Поэтому оптимальным является выбор толщины слоя тяжелого металла $L_{HM} \sim \lambda$. Для часто применяемого спин-холловского металла, платины, значения $\lambda = 7.2$ нм, $\rho = 4.8 \cdot 10^{-7}$ Ом·м [104] и $g_r = 6.9 \cdot 10^{-18}$ м⁻² [107]. Важно также отметить, что в рамках такой схемы для свободного АФМ-слоя появляется дополнительный канал релаксации, связанный со спиновой накачкой слоя тяжелого металла. Эти потери можно учесть, используя в уравнении сигма-модели (6) эффективный параметр затухания α_{eff} :

$$\alpha_{eff} = \alpha_G + g_r \frac{\gamma\hbar}{4\pi M_0 L_{FL}}. \quad (23)$$

Принцип получения полезного высокочастотного сигнала в рамках конструкции, изображенной на рис. 4 (ее называют спин-холловским наноосциллятором), также более сложный, чем для спинового вентиля. Он базируется на том, что вращение вектора \mathbf{l} в магнетике за счет механизма спиновой накачки в слое тяжелого металла генерирует спиновый ток \mathbf{j}_{sp} (обратный спиновый ток)

$$\mathbf{j}_{sp} = (\hbar g_r / 2\pi) (\mathbf{l} \times \partial \mathbf{l} / \partial t), \quad (24)$$

см. детали в работах [108, 109]. Далее за счет обратного спинового эффекта Холла этот спиновый ток порождает в тяжелом металле электрический ток \mathbf{j}_{ISH} , текущий в направлении, перпендикулярном \mathbf{j}_{sp} ; их отношение определяется спин-холловским углом, $j_{ISH} = \theta_{SH} j_{sp}$. Если спиновый ток является переменным, получается полезный сигнал в виде переменного тока. Такие системы реализованы для ферромагнетиков и доказана их высокая эффективность [82–85].

Для получения переменного спинового тока и полезного сигнала в случае АФМ необходимо выполнить достаточно жесткое условие, которое мы сейчас обсудим. Как отмечалось в предыдущем разделе, движение вектора \mathbf{l} представляет собой прецессию вокруг выбранной оси (оси z) с постоянным значением полярного угла θ . При этом в АФМ обычно получается чисто планарная динамика, т. е. $\theta = \pi/2$. Как обсуждалось в предыдущем разделе, для чисто одноосного случая возможна коническая прецессия с $\theta \neq \pi/2$, но ее реализация требует существования

весьма специфического вида магнитной анизотропии. Для двухосных АФМ также возможна планарная динамика с $\theta = \pi/2$, но она не сводится к равномерной прецессии с $\varphi = \omega t$, зависимость $\varphi = \varphi(t)$ более сложная. Все эти практически важные случаи можно описать, не конкретизируя вид функции $\varphi = \varphi(t)$, но считая, что $\theta = \text{const}$. При этом обратный спиновый ток (24) можно представить в виде

$$\mathbf{j}_{sp} = \frac{\hbar g_r}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \times [\sin^2 \theta \mathbf{e}_z - \sin \theta \cos \theta (\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi)]. \quad (25)$$

Для чисто одноосного АФМ имеет место равномерное вращение вектора \mathbf{l} с постоянной частотой $\partial \varphi / \partial t = \omega = \text{const}$. Как отмечалось выше, в этом случае порог возбуждения определяется только преодолением диссипации и $\omega = j\sigma/\alpha_G$. Однако, если рассмотреть стандартный случай, планарное равномерное вращение вектора \mathbf{l} с $\theta = \pi/2$, $\varphi = \omega t$, то обратный холловский ток \mathbf{j}_{sp} не зависит от времени. В этом случае полезный переменный сигнал отсутствует и вектор \mathbf{l} вращается как бы вхолостую.

Переменный сигнал с частотой ω возникает в том случае, если имеет место коническая прецессия вектора \mathbf{l} с $\theta \neq \pi/2$. Как отмечалось в предыдущем разделе, это возможно при специальном выборе формы энергии анизотропии. В этом случае амплитуда сигнала пропорциональна $\sin \theta \cos \theta$, т.е. оптимальным значением раствора конуса является $\theta = \pi/4$. Фактически, тот же эффект, что и для спинового вентиля получается более сложным путем: если к системе приложить постоянное напряжение, в ней за счет наличия спиновых колебаний возникает переменный ток. Такая возможность представляется весьма перспективной. Однако, к сожалению, мы не можем указать ни одного примера реального АФМ, для которого бы выполнялись условия существования конической прецессии с немалым θ . Напомним, что для ее реализации необходимо, чтобы вторая константа анизотропии K' в (12) была бы положительной.

Проблема состоит прежде всего в том, что значение этой константы K' далеко не всегда известно. Дело в том, что значение частоты антиферромагнитного резонанса определяется величиной $d^2 w_a(\theta)/d^2 \theta$ при $\theta = \theta_0$, где θ_0 — равновесное значение угла θ . Для каждой из возможных состояний, ЛО или ЛП, эта величина представляет собой вполне определенную комбинацию констант K и K' , но определить их парциальные вклады при анализе данных только для одной фазы не удается,

см. подробнее монографии [16, 17]. Для независимого определения констант K и K' из данных по АФМР или другими методами (например, по изменению крутящих моментов при изменении внешнего магнитного поля, см. [17]) необходимо использовать сильные поля, порядка $\sqrt{H_{ex} H_a} \sim \omega_0/\gamma$, где ω_0 — величина частоты АФМР (для ЛП АФМ надо использовать более высокую частоту, которая связана с выходом вектора \mathbf{l} из легкой плоскости). Для упомянутого перспективного металлического АФМ Mn_2Au значение ω_0 порядка 3.7 ТГц [97], т.е. требуются очень высокие поля, более МЭ. Для стандартных АФМ типа ортоферритов или гематита эти поля меньше, порядка 100 кЭ, но такие измерения тоже не простые.

Отметим интересную возможность измерения знака K' . Известно, что в ЛО АФМ во внешнем поле, параллельном ЛО, при увеличении поля имеет место переориентация вектора \mathbf{l} от легкой оси ($\theta_0 = 0$) в базисную плоскость ($\theta_0 = \pi/2$). При этом характер переориентации определяется знаком K' . Эти ЛО- и ЛП-фазы АФМ устойчивы соответственно при

$$H < H_1 = \sqrt{H_{ex} K / 2M_0}$$

и

$$H > H_2 = \sqrt{H_{ex} (K + K') / 2M_0}.$$

Если $K' < 0$, имеем $H_2 < H_1$, т.е. области сосуществования ЛО- и ЛП-фаз, $H_2 < H < H_1$, перекрываются, и при

$$H = H_{SF} = \sqrt{H_{ex} (K + K'/2) / 2M_0}$$

имеет место переход первого рода со скачкообразной переориентацией вектора \mathbf{l} от легкой оси ($\theta_0 = 0$) в базисную плоскость ($\theta_0 = \pi/2$) — спин-флоп-переход. Если же $K' > 0$, то $H_1 < H_2$ и переориентация вектора \mathbf{l} происходит путем плавного разворота в конечном интервале поля, $H_1 < H < H_2$. Для многих АФМ (фторида марганца, гематита в ЛО-состоянии, которое существует ниже температуры Морина, $T_M = 260$ К, при которой меняет знак константа K) известен спин-флоп-переход первого рода, следовательно, константа K' имеет «неправильный» знак и конусная прецессия невозможна. Гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ известен как перспективный материал АФМ-спинтроники: он обладает высокой температурой Нееля (порядка 1000 К) и большим значением обменного поля $H_{ex} = 2H_E = 18$ МЭ при весьма низком уровне собственной диссипации, $\alpha_G < 10^{-4}$, и малой анизотропии в базисной плоскости (поле анизотропии менее одного Эрстеда), слабый ферромагнитный магнитный момент

$m_{DMI} = 2M_0H_D/H_{ex} = 2.1$ Гс [110]. Детальный анализ, проведенный в работе [110], показал, что поведение магнитной анизотропии гематита достаточно сложное: обе константы анизотропии зависят от температуры. При комнатной температуре константа K' отрицательна, но она меняет знак при $T = 330$ К. Следовательно, в широкой области температур, от 330 К до температуры Нееля, выполняются условия существования конусной прецессии. Отметим также, что для большинства ортоферритов константа $K' > 0$ и имеет место непрерывная переориентация спинов. Важно также заметить, что значения констант анизотропии известны для массивных образцов, но они могут существенно измениться при переходе к пленкам с толщиной порядка нанометров. Поиск одноосных магнетиков, имеющих достаточно большое и положительное значение константы анизотропии $K' > 0$ и допускающих конусную прецессию вектора \mathbf{l} , представляет интерес для создания спинтронных АФМ-генераторов.

Вернемся к обсуждению возможности использования планарного вращения вектора \mathbf{l} . В случае вращения вектора \mathbf{l} в легкой плоскости чисто одноосного АФМ со слабым ферромагнетизмом (типа гематита или бората железа) можно получить полезный сигнал, используя магнитное дипольное излучение вращающегося слабого ферромагнитного момента

$$\mathbf{M}_{WFM} = 2M_0H_D(\mathbf{e}_z \times \mathbf{l})/H_{ex}.$$

Интенсивность магнитного дипольного излучения растет с ростом частоты как ω^4 , и такой механизм для наноосцилляторов становится эффективным для частот выше 100 ГГц [111]. Эта величина значительно превышает обычные значения частот для ферромагнетиков, однако для АФМ, в которых частоты выше и есть проблема с извлечением полезного сигнала, такой механизм может стать предпочтительным [112].

Детальный расчет с использованием параметров гематита показал, что использование гематита как активного элемента в сочетании с диэлектрическим резонатором с проницаемостью $\varepsilon \sim 10$ и высокой добротностью $Q = 750$ можно получить полезный сигнал с частотой 1–2 ТГц и приемлемой мощностью до нескольких микроватт [66]. Однако такая система достаточно сложна технологически, и ее размер, определяемый длиной волны сигнала, достаточно большой (десятки микрон). Все-таки для нанотехники предпочтительны схемы с использованием чисто спинтронных элементов.

Интересная перспектива создания чисто «спин-холловского» генератора, в котором и

возбуждение спиновой динамики, и извлечение полезного сигнала обусловлены спиновым эффектом Холла, связана с использованием планарного, но неравномерного во времени вращения вектора \mathbf{l} . Такая динамика характерна для двухосных магнетиков, см. предыдущий раздел. Хорошим примером таких АФМ является оксид никеля NiO, который характеризуется достаточно высокой температурой Нееля (520 К) и сильным однородным обменом (обменная частота 27.5 ТГц). Этот АФМ обладает достаточно сильной анизотропией типа ЛП (характерная частота внеплоскостных колебаний порядка 1 ТГц), но, в отличие от обсуждавшихся выше почти одноосных АФМ, Mn₂Au, гематита и бората железа, оксид никеля обладает заметной анизотропией в базисной плоскости (поле анизотропии порядка 600 Э), что определяет достаточно высокую частоту планарных колебаний $\omega_0 = \sqrt{\omega_{ex}\omega_p} = 150\text{--}200$ ГГц, см. [46, 49–52].

АФМ-аналог эффекта Джозефсона. Планарная динамика спинов в оксиде никеля определяется уравнением (16) из предыдущего раздела. Для нее характерно существование режима с вращением вектора \mathbf{l} в анизотропной легкой плоскости, которое не является равномерным во времени,

$$\omega(t) = d\varphi(t)/dt \neq \text{const.}$$

В соответствии с уравнением (25) обратная спиновая накачка пропорциональна величине $g_r(d\varphi/dt)$. Эту величину удобно представить через величину электрического поля E , индуцированного в слое тяжелого металла, в следующем виде [113]:

$$E = \theta_{SH}g_r \frac{e\lambda\rho}{2\pi L_{HM}} \frac{d\varphi}{dt} \text{th} \frac{L_{HM}}{2\lambda} = \kappa \frac{d\varphi}{dt}, \quad (26)$$

где для оксида никеля коэффициент пропорциональности $\kappa = 1.35 \cdot 10^{-9}$ (В/м)/(рад/с) [65]. Здесь и далее все численные данные представлены с учетом выписанных выше реальных параметров оксида никеля, платины и их контакта, а также для выбранных в работе [65] толщин $L_{HM} = 20$ нм и $L_{FL} = 5$ нм.

Напомним, что только переменная часть этого поля представляет собой полезный сигнал. Поэтому важно знать явный вид функции $\varphi(t)$, но его удается получить только в случае (не самом интересном), когда ток существенно превышает порог зажигания $j_1^{(th)}$ и $\omega \gg \sqrt{\omega_{ex}\omega_p}$. В этом приближении решение уравнения (16) имеет вид

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega + \frac{\omega_{ex}\omega_p}{8\omega} \cos 2\omega t. \quad (27)$$

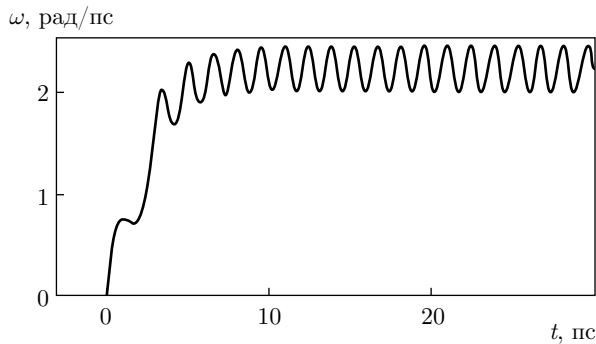


Рис. 5. Зависимость угловой скорости вращения вектора **l** в легкой плоскости АФМ $\omega = d\varphi/dt$, вызванная резким включением при $t = 0$ тока j , превышающего порог зажигания $j > j_1^{(th)}$ [65]

Эта формула показывает, что рабочая частота генератора ω_g в два раза превышает среднее значение частоты вращения вектора **l**, которая в этом же приближении определяется выражением $\omega = \sigma j / \alpha_G$. Таким образом, частота генерации не ограничена собственной частотой резонанса АФМ, а определяется только соотношением спиновой накачки и затухания. Это свойство такое же, как для джозефсоновского генератора, для которого частота генерации зависит от тока, а не от джозефсоновской плазменной частоты.

Относительная часть переменной составляющей $d\varphi/dt = \omega(t)$ растет при уменьшении тока до значений $j_1^{(th)} \geq j > j_2^{(th)}$, и для этого случая анализ был проведен численно [65]. Для реальных значений параметров задачи пороговые значения плотности тока различаются почти в два раза. Колебания возбуждаются, если ток превышает порог зажигания, $j_1^{(th)} = 2 \cdot 10^8$ А/см², и динамика может затем поддерживаться при меньших значениях тока, превышающих величину $j_2^{(th)} = 1.1 \cdot 10^8$ А/см². Частота генерации не ограничена собственной частотой резонанса АФМ (150–200 ГГц) и определяется величиной тока.

Включение тока $j > j_1^{(th)}$ «зажигает» динамику вектора **l**, и система достаточно быстро выходит на стационарный режим, см. рис. 5. В этом режиме искомая величина $d\varphi/dt$ осциллирует с частотой $\omega_g = 2\omega$, где ω совпадает со средним значением угловой скорости $d\varphi/dt$. Видно также, что для таких больших токов амплитуда этих осцилляций невелика.

Более интересный режим отвечает инерционной спиновой динамике АФМ, которая имеет место при достаточно слабых токах, когда $j < j_1^{(th)}$, но незна-

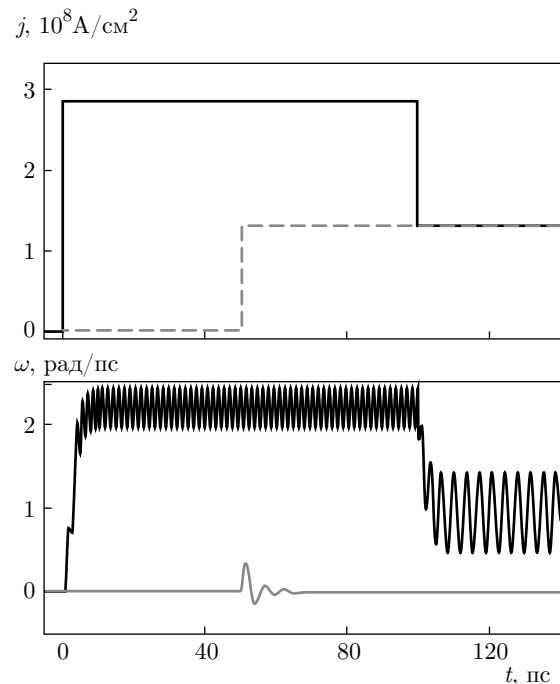


Рис. 6. (В цвете онлайн) Численный анализ инерционной спиновой динамики АФМ для двух различных режимов включения тока [65]. На верхнем рисунке показана зависимость плотности тока j от времени. На нижнем рисунке приведена угловая скорость вращения спинов $\omega = d\varphi/dt$

чительно превышает второе пороговое значение, порог поддержания $j_2^{(th)}$. Численное моделирование такого режима представлено черными кривыми на рис. 6. Сначала на короткое время (100 пс в моделировании) включается сильный ток, величина которого превышает порог «зажигания» $j_1^{(th)}$. Этот начальный импульс тока инициирует вращение спинов. Затем величина тока понижается до «рабочего» уровня j_{work} , который незначительно превышает $j_2^{(th)}$, но величина которого почти в два раза ниже, чем $j_1^{(th)}$. Этот ток поддерживает вращение вектора **l**, при этом амплитуда переменного сигнала значительно больше, чем для начального этапа. Красные кривые на этом же рисунке соответствуют случаю, когда в некоторый момент времени (50 пс в моделировании) включается ток с тем же значением j_{work} , в этом случае установившееся движение не возникает.

Общей тенденцией наноосциллятора, основанной на неоднородной прецессии вектора двухосного АФМ является рост частоты генерации при повышении тока (рис. 7), однако при этом уменьшается амплитуда переменного сигнала (рис. 8).

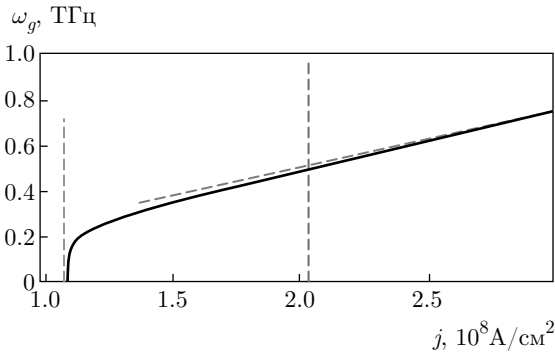


Рис. 7. (В цвете онлайн) Частота генерации $\omega_g = 2\omega$ как функция плотности постоянного тока [65]. Черная сплошная линия показывает результат численного моделирования, красная штриховая линия получена из приближенной формулы (7), вертикальные синяя и зеленая штриховые линии показывают положения пороговых плотностей тока соответственно $j_1^{(th)}$ и $j_2^{(th)}$

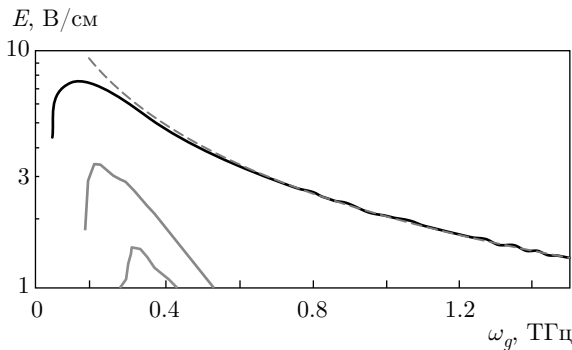


Рис. 8. (В цвете онлайн) Амплитуда выходного переменного электрического поля E генератора как функция частоты генерации ω_g [65]. Сплошные линии показывают результаты численного моделирования (черная линия — амплитуда основной гармоники, красная и синяя линии — соответственно вторая и третья гармоники). Штриховая оранжевая линия соответствует приближенной аналитической теории, основанной на формуле (17)

Одной из наиболее важных характеристик генератора является его выходная мощность, которая зависит от характеристик материалов и размеров элементов. Размер генератора должен быть меньше, чем длина волны электромагнитного излучения λ_{EM} на рабочей частоте генератора. Для частоты 1.5 ТГц величина λ_{EM} составляет 200 мкм. Если размер активного элемента равен L , выходную мощность W можно оценить по формуле $W = E^2 L^2 L_{Pt} / \rho_{Pt}$. Расчет показал, что для предлагаемой схемы наноосциллятора с размером активного

слоя оксида никеля порядка 10 мкм выходное напряжение изменяется в пределах от 6 мВ до 1 мВ, а мощность — в пределах от 1.5 мкВт до 40 нВт при повышении частоты от 100 ГГц до 2 ТГц. Таким образом, данная схема, основанная на хорошо известных свойствах спинового эффекта Холла (прямого и обратного) и значениях реальных параметров хорошо изученного АФМ, оксида никеля, позволяет достичь весьма высоких частот генерации (до 1 ТГц) при использовании разумных значений тока, см. рис. 7. С другой стороны, наибольшие величины сигнала можно получить для частоты генерации ω_g , сравнимой со значением собственной частоты планарных колебаний вектора \mathbf{l} (порядка 200 ГГц для оксида никеля); при повышении частоты амплитуда сигнала быстро падает, см. рис. 8. Отметим, что джозефсоновские генераторы, работающие в ТГц-диапазоне частот, имеет аналогичный диапазон мощности [88], но меньшее выходное напряжение (16 мкВ, см. [89]); для их работы нужны криогенные температуры. Естественно, огромным преимуществом спин-холловского АФМ-генератора с накачкой спиновым током является то, что он может работать при комнатной температуре.

Все проведенные выше оценки базировались на использовании параметров оксида никеля NiO как хорошо известного материала, который можно приготовить в виде пленок с толщиной в несколько нанометров. Однако предлагаемый механизм генерации может быть реализован в других АФМ с двухосной анизотропией. Для увеличения полезного сигнала на более высоких частотах генерации можно использовать магнетики с более сильной анизотропией в легкой плоскости. К таким материалам относятся, например, ортоферриты, для которых стандартное значение более низкой частоты магнитного резонанса ω_0 (частоты колебаний вектора \mathbf{l} в более легкой плоскости ac) при комнатных температурах порядка 350–400 ГГц. Соответственно, возрастает эффективное значение частоты генерации, но большее значение анизотропии в легкой плоскости приведет к соответствующему увеличению пороговых значений тока. Полезно сравнить эффект увеличения этих значений для двух АФМ со сходными величинами всех параметров, кроме анизотропии в базисной плоскости. Порог зажигания $j_1^{(th)}$ пропорционален K_p , т. е. ω_0^2 , в то время как порог поддержания $j_2^{(th)}$ пропорционален ω_0 , см. (19). Таким образом, наиболее критическим является рост порога зажигания.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спинтроника антиферромагнетиков является быстро развивающейся областью прикладной физики, имеющей большое влияние на развитие фундаментальной физики магнетизма. В этой области к настоящему времени получено огромное количество результатов и уже опубликован ряд фундаментальных обзорных работ. Среди многих направлений в этой области автор выбрал одно, касающееся наногенераторов терагерцевого и субтерагерцевого диапазонов, основанных на возбуждении нелинейных спиновых колебаний в малых частицах АФМ под действием накачки спиновым током. Экспериментальные прототипы таких наногенераторов, активными элементами которых являются магнитомягкие ферромагнетики, созданы во многих лабораториях мира. Их рабочие частоты попадают в диапазон единиц или десятков гигагерц. В настоящий момент возлагаются большие надежды на то, что применение АФМ позволит создать наногенераторы, работающие на частотах выше 100 ГГц. Однако, насколько известно автору, эффекты генерации для антиферромагнетиков пока не наблюдались. Делать прогнозы в такой быстро развивающейся области физики (напомню, что первые работы в этом направлении появились несколько лет назад) достаточно сложное и рискованное занятие. Однако автор надеется, что систематическое изложение различных аспектов спиновой динамики АФМ и ее возбуждения спиновой накачкой поможет заинтересованному читателю лучше понять специфику проблемы и увидеть возможные пути ее реализации и практического применения.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы НИТУ «МИСиС» (проект № К2-2019-006).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Néel, Ann. Phys. (Paris) **17**, 61 (1932).
2. L. D. Landau, Phys. Zs. Sowjetunion **4**, 675 (1933).
3. L. Néel, Ann. Phys. (Paris) **5**, 232 (1936).
4. О. Н. Трапезникова, Л. В. Шубников, Phys. Zs. Sowjetunion **6**, 66 (1935).
5. О. Н. Трапезникова, Л. В. Шубников, Г. А. Милютин, Phys. Zs. Sowjetunion **7**, 237 (1936).
6. H. Bizette, C. Terrier, and B. Tsai, Comptes Rendus **243**, 1295 (1956).
7. А. С. Боровик-Романов, Н. М. Крейнес, ЖЭТФ **35**, 1053 (1958).
8. А. С. Боровик-Романов, М. П. Орлова, ЖЭТФ **31**, 579 (1956).
9. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
10. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **33**, 807 (1958).
11. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **33**, 1454 (1958).
12. А. С. Боровик-Романов, М. П. Орлова, ЖЭТФ **31**, 579 (1956).
13. J. Ubbink, J. A. Poulis, H. J. Gerritsen et al., Physica **18**, 361 (1952).
14. S. Foner, J. de Phys. et le Radium **20**, 336 (1959).
15. А. С. Боровик-Романов, *Антиферромагнетизм*, Итоги науки, Изд-во АН СССР (1962).
16. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001) [E. A. Turov, A. V. Kolchanov, M. I. Kurkin et al., *Symmetry and Physical Properties of Antiferromagnets*, Cambridge International Science Publishing, Ltd (2010)].
17. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
18. В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко, Ю. Г. Литвиненко, В. М. Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова Думка, Киев (1989).
19. Е. А. Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, Изд-во УрО РАН, Свердловск (1990).
20. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, УФН **89**, 3 (1969).
21. G. A. Smolenskii, R. V. Pisarev, and I. G. Sinii, Usp. Fiz. Nauk **116**, 231 (1975).
22. А. К. Звездин and V. A. Kotov, *Modern Magneto-Optics and Magneto-Optical Materials*, IoP Publishing, Bristol (1997).
23. А. С. Боровик-Романов and N. M. Kreines, Phys. Rep. **81**, 351 (1982).
24. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, УФН **140**, 429 (1983).
25. С. О. Демокритов, Н. М. Крейнес, В. И. Кудинов, Письма в ЖЭТФ **41**, 38 (1985).

26. A. S. Borovik-Romanov, N. M. Kreines, and V. I. Kudinov, *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57**, 1181 (1986).
27. М. В. Четкин, А. Де ла Кампа, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 168 (1978).
28. М. В. Четкин, А. И. Ахуткина, А. Де ла Кампа, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 761 (1980).
29. M. V. Chetkin, A. I. Akhutkina, and A. P. Kuzmenko, *J. Appl. Phys.* **53**, 7864 (1982).
30. V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and A. L. Sukstanskii, *JETP Lett.* **27**, 211 (1978).
31. А. К. Звездин, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 605 (1979).
32. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **78**, 1509 (1980).
33. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *ФНТ* **5**, 759 (1979).
34. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).
35. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
36. V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory*, Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag (1994), v. 129.
37. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
38. B. A. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **40**, 91 (2014).
39. W. H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* **33**, 1328 (1962).
40. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
41. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov et al., *Nature* **429**, 850 (2004).
42. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev et al., *Nature (London)* **435**, 655 (2005).
43. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
44. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al., *Phys. Rev. B* **78**, 104301 (2008).
45. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
46. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Издание второе, переработанное и дополненное Е. М. Лифшицем, Л. П. Питаевским, Наука, Москва (1982).
47. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev et al., *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
48. D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. Kirilyuk et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097401 (2016).
49. J. Nishitani, K. Kozuki, T. Nagashima, and M. Hangyo, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 221906 (2010).
50. J. Nishitani, T. Nagashima, and M. Hangyo, *Phys. Rev. B* **85**, 174439 (2012).
51. T. Higuchi, N. Kanda, H. Tamaru, and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 047401 (2011).
52. C. Tzschaschel, K. Otani, R. Iida et al., *Phys. Rev. B* **95**, 174407 (2017).
53. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi et al., *Nat. Photon.* **9**, 25 (2014).
54. C. Tzschaschel, T. Satoh, and M. Fiebig, *Nat. Commun.* **10**, 3995 (2019) //doi.org/10.1038/s41467-019-11961-9.
55. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi et al., *Nat. Commun.* **8**, 638 (2017).
56. S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 043001 (2017).
57. D. C. Ralph and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008) DOI:10.1016/j.jmmm.2007.12.019.
58. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
59. S. D. Bader and S. S. P. Parkin, *Spintronics*, ed. by J. S. Langer, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 71 (2010). DOI: 10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123.
60. H. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Phys. Rev. B* **81**, 144427 (2010).
61. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al., *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
62. E. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014).
63. M. B. Jungfleisch, W. Zhang, and A. Hoffmann, *Phys. Lett. A* **382**, 865 (2018).
64. R. Cheng, D. Xiao, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 207603 (2016).
65. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tyberkevych et al., *Sci. Rep.* **7**, 43705 (2017).
66. O. R. Sulymenko, O. V. Prokopenko, V. S. Tiberkevich et al., *Phys. Rev. Appl.* **8**, 064007 (2017).

67. V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri et al., *Phys. Rev. B* **99**, 024405 (2019).
68. R. E. Troncoso, K. Rode, P. Stamenov et al., *Phys. Rev. B* **99**, 054433 (2019).
69. O. Gomonyay, V. Baltz, A. Brataas, and Y. Tserkovnyak, *Nat. Phys.* **14**, 213 (2018).
70. E. G. Galkina and B. A. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **44**, 618 (2018).
71. T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
72. B. A. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **45**, 935 (2019).
73. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *ЖЭТФ* **85**, 328 (1983).
74. B. A. Ivanov and A. K. Kolezhuk, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1859 (1995).
75. S. M. Mohseni, S. R. Sani, J. Persson et al., *Science* **339**, 1295 (2013).
76. B. A. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **31**, 635 (2005).
77. B. A. Ivanov and A. M. Kosevich, *JETP Lett.* **24**, 454 (1976).
78. A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, *JETP Lett.* **25**, 486 (1977).
79. Б. А. Иванов, А. М. Косевич, *ЖЭТФ* **72**, 2000 (1977).
80. R. Khymyn, E. Galkina, B. Ivanov, and J. Akerman, *Spin-torque Nano-Oscillator Based on Magnetic Textures in Antiferromagnets*, Int. Conf. *Nanomagnetism and Spintronics-Sol-SkyMag 2018*, San Sebastian, Spain, June 18-22 (2018).
81. S. Bonetti, P. Muduli, F. Mancoff et al., *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102507 (2009).
82. V. E. Demidov, S. Urazhdin, H. Ulrichs et al., *Nat. Mater.* **11**, 1028 (2012).
83. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 172410 (2014).
84. Z. Duan, A. Smith, L. Yang et al., *Nat. Commun.* **5**, 5616 (2014).
85. M. Collet, X. de Milly, O. d'Allivy Kelly et al., *Nat. Commun.* **7**, 10377 (2016).
86. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley-VCH (1982).
87. S. Savel'ev, V. A. Yampol'skii, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, *Rep. Prog. Phys.* **73**, 026501 (2010).
88. M. Darula, T. Doderer, and S. Beuven, *Supercond. Sci. Technol.* **12**, R1 (1999).
89. B. Ulrich and E. Kluth, *Proc. IEEE* **61**, 51 (1973).
90. A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, *Phys. Rep.* **194**, 117 (1990).
91. D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, et al., *Nat. Mater.* **6**, 447 (2007).
92. A. Dussaux, E. Grimaldi, B. Rache Salles et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 022404 (2014).
93. H.-C. Wu, Z.-M. Liao, R. G. Sumesh et al., *Adv. Mater.* **24**, 6374 (2012).
94. V. M. T. S. Barthem, C. V. Colin, H. Mayaffre et al., *Nat. Commun.* **4**, 2892 (2013).
95. M. Jourdan, H. Bräuning, A. Sapozhnik et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 385001 (2015).
96. S.Yu. Bodnar, L. Šmejkal, I. Turek et al., *Nature Commun.* **9**, 348 (2018).
97. M. Arana, F. Estrada, D. S. Maior et al., *Appl. Phys. Lett.* **111**, 192409 (2017).
98. A. H. MacDonald and M. Tsoi, *Philos. Trans. R. Soc. A* **369**, 3098 (2011).
99. T. Okuno, K. J. Kim, T. Tono et al., *Appl. Phys. Express* **9**, 073001 (2016).
100. C. E. Zaspel, E. G. Galkina, and B. A. Ivanov, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 044019 (2019).
101. I. Lisenkov, R. Khymyn, J. Akerman et al., *Phys. Rev. B* **100**, 100409(R) (2019).
102. L. Liu, C.-F. Pai, D. C. Ralph et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 186602 (2012).
103. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Baue et al., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
104. H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 197201 (2014).
105. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *JETP Lett.* **13**, 467 (1971).
106. J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
107. R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 057601 (2014).

- 108.** Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
- 109.** J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich et al., *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- 110.** Л. В. Велихов, С. В. Миронов, Е. Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **75**, 1110 (1978).
- 111.** O. Prokopenko, E. Bankowski, T. Meitzler et al., *IEEE Magn. Lett.* **2**, 3000104 (2011).
- 112.** O. R. Sulymenko, O. V. Prokopenko, V. S. Tyberkevych et al., *IEEE Magn. Lett.* **9**, 3104605 (2018).
- 113.** H. Nakayama, K. Ando, K. Harii et al., *Phys. Rev. B* **85**, 144408 (2012).