Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 4, с. 247 – 252

Нарушение *P*- и *T*-симметрий и магнитогальванические эффекты в металлических антиферромагнетиках

З. В. Гареева[+1)], *К. А. Звездин*[*], *А. И. Попов*[×], *А. К. Звездин*[*∘1)]

[+]*Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения "Уфимский федеральный исследовательский центр Российской академии наук", 450075 Уфа, Россия*

[*]*ООО "Новые спинтронные технологии", 121205 Сколково, Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498 Зеленоград, Москва, Россия*

[∘]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 июня 2025 г.
После переработки 23 июля 2025 г.
Принята к публикации 23 июля 2025 г.

В работе исследован процесс генерации гальванических токов переменным магнитным полем в антиферромагнитных металлах и полуметаллах на примере Mn_2Au и CuMnAs. Показано, что в металлических антиферромагнетиках тетрагональной симметрии внешнее магнитное поле приводит к перераспределению зарядовой плотности, и, как следствие, к возникновению электрической поляризации и токов смещения. На основе методов теоретико-группового анализа и лагранжева формализма предложена модель для расчета магнитогальванических эффектов в данных материалах. Рассчитан электрический отклик системы на переменное магнитное поле, изменяющееся по линейному и гармоническому законам. Показано, что адиабатически меняющееся внешнее магнитное поле генерирует электрический ток, который исчезает в полях насыщения, а при гармонической модуляции поля возникает переменный электрический ток с отличным от нуля средним значением.

DOI: 10.31857/S0370274X25080212, EDN: PBUNIC

I. Введение. В последнее десятилетие активное развитие получило направление, связанное с использованием антиферромагнетиков в качестве основных компонент элементов спинтроники [1–3]. Антиферромагнитные материалы обладают рядом преимуществ по сравнению с ферромагнитными: в них отсутствуют поля рассеяния, реализуется высокочастотная динамика, существенно понижаются пороговые значения электрических токов, требуемых для переключения намагниченности. Отметим, что основные концепции спинтроники, связанные с использованием электрических токов для записи и считывания информации, были разработаны в основополагающих работах [4–7] и первоначально реализованы на ферромагнитных материалах. В магниторезистивных элементах, используемых для считывания информации, антиферромагнетики применялись в качестве компонент фиксирующего слоя для задания ориентации намагниченности в ферромагнитном слое за счет эффекта обменного смещения.

Однако, в работах [8–12] было показано, что спинтронные эффекты могут быть реализованы непосредственно в самих антиферромагнетиках, при этом они имеют свою специфику, связанную с наличием нескольких магнитных подрешеток и эффектов обменного усиления. Действие электрических токов на антиферромагнитные металлы (Cr, FeMn, NiMn), полупроводники CuMnSb, CuMn-V и диэлектрики (NiCoO), а также гетероструктуры на их основе, исследовалось в работах [10, 13–15]. Было обнаружено влияние магнитного упорядочения антиферромагнетиков на их транспортные свойства, исследованы процессы передачи спинового момента, аномальные эффекты Холла, анизотропное магнитосопротивление и спиновая накачка. В настоящее время известно большое число антиферромагнитных металлов и полуметаллов (Mn_3Ge, $MnSb_2Te_4$, $Mn_{1-x}Ge_xBi_2Te_4$), которые привлекают внимание исследователей в связи с широким разнообразием электронных свойств и фазовых переходов [16–18].

Антиферромагнитные материалы вида CuMnAs и Mn_2Au, которые относятся к классам полуметаллов и металлов, представляют большой интерес для

1)e-mail: zukhragzv@yandex.ru; zvezdin.ak@phystech.edu

спинтроники в связи с высокими температурами магнитного упорядочения и возможностью переключения магнитного состояния электрическим током, что было продемонстрировано в ряде экспериментальных и теоретических работ [19–24]. Действие электрического тока на магнитные состояния антиферромагнетиков данного типа достаточно хорошо изучено. Экспериментальные исследования подтвердили возможность переключения магнитного состояния антиферромагнетиков CuMnAs и Mn_2Au с помощью импульсов электрического тока [19, 21, 22, 24]. Физические механизмы и предпосылки, лежащие в основе процессов переключения намагниченности, были рассмотрены в работах [11, 12, 21, 23]. На основе этих исследований разработаны возможные приложения для устройств магниторезистивной памяти на антиферромагнетиках [20].

С этой точки зрения представляет интерес изучение обратного действия магнитного поля на электрические свойства антиферромагнетиков, а именно, процессов генерации электрических токов под действием изменяющегося во времени магнитного поля, которые можно отнести к классу магнитогальванических эффектов.

В данной работе мы исследуем возможность реализации обратных магнитогальванических (или магнитоиндуцированных гальванических) эффектов в антиферромагнетиках тетрагональной симметрии CuMnAs и Mn_2Au, определяем условия, необходимые для возникновения гальванических токов и исследуем их характерные особенности, проявляющиеся в отклике системы на линейное и гармоническое действие магнитного поля.

II. Модель. Рассмотрим кристаллическую структуру и магнитные свойства антиферромагнетиков CuMnAs и Mn_2Au. В элементарной ячейке содержится четыре молекулы CuMnAs и Mn_2Au, кристаллические структуры CuMnAs и Mn_2Au описываются пространственными группами симметрии соответственно D^7_{4h} и D^{17}_{4h}. В том и другом случаях ионы Mn^{3+} занимают позиции 4c в нотации Вайскопффа. Группы D^7_{4h} и D^{17}_{4h} содержат набор из 16 операций симметрии, из которых можно выделить независимые элементы 4^+_{2z}, 2_d, $\bar{1}$, а именно, винтовую ось вращения 4-го порядка (знак "+" указывает направление поворота (по часовой стрелке)), диагональную ось симметрии 2-го порядка и центр симметрии, в качестве генераторов группы. В дальнейшем, для иллюстрации рассмотрим антиферромагнетик CuMnAs. Вследствие симметрии полученные результаты будут справедливы и для Mn_2Au. Расположение элементов симметрии – винтовых осей второго порядка 2_{1x}, 2_{1y}, винтовой оси четвертого порядка 4^+_{2z}, оси второго порядка 2_d и инверсии $\bar{1}$ в элементарной ячейке CuMnAs, а также ее проекции на плоскость, перпендикулярную главной оси кристалла 4^+_{2z}, показаны на рис. 1.

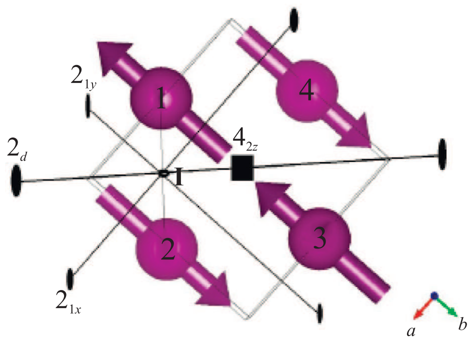

Рис. 1. (Цветной онлайн) Проекция элементарной ячейки CuMnAs на плоскость ab, положение основных элементов симметрии

С кристаллической структурой связан характер магнитного упорядочения. Согласно нейтронографическим данным ионы Mn^{3+} в CuMnAs образуют антиферромагнитно-упорядоченную структуру **G**-типа. В рамках приближения двухподрешеточного антиферромагнетика в качестве магнитных параметров порядка используем векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма $\mathbf{M} = (\mathbf{M_1} + \mathbf{M_2})/2$, $\mathbf{L} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2$, где $\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ – векторы намагниченностей магнитных подрешеток. Введем вектор электрической поляризации $\mathbf{P}$ и классифицируем его компоненты вместе с компонентами векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ в соответствии с неприводимыми представлениями группы симметрии D^7_{4h} (табл. 1). В таблице 1 использованы обозначения Турова [25] $\bar{1}(-)$, $2_d(-)$, $4^+_{2z}(+)$, где знак "$-$" указывает на то, что под действием соответствующей операции симметрии в элементарной ячейке магнитные ионы подрешеток меняются местами ($\mathbf{M_1} \leftrightarrow \mathbf{M_2}$).

Отметим, что компоненты плотности тока преобразуются по неприводимым представлениям группы так же, как и компоненты электрической поляризации $\mathbf{P}$, хотя они несимметричны по отношению к операции обращения времени. Используя табл. 1 и правило перемножения неприводимых представлений, можно получить инвариантные комбинации произведений компонент магнитных и электрических параметров порядка: $L_z(M_xP_x + M_yP_y), M_z(L_xP_x + L_yP_y), P_z(L_xM_x + L_yM_y)$, которые указывают на возможность реализации магнитогальванических эффектов.

Таблица 1. Неприводимые представления группы симметрии D_{4h}^7 и базисные функции

	$\bar{1}(-)$	$\{4_{2z}^+(+)\}$	$\{2_d\}(-)$	Базисные функции M_i, L_i, P_i	Комбинации компонент M_i, L_i, P_i
Γ1	1	1	1		$M_zL_zP_z$ $L_z(M_xP_x + M_yP_y)$, $M_z(L_xP_x + L_yP_y)$, $P_z(M_xL_x + M_yL_y)$
Γ2	1	1	−1	M_z	
Γ3	−1	1	1	L_z	$P_xM_x + P_yM_y$
Γ4	−1	1	−1	P_z, J_z	$L_xM_x + L_yM_y$
Γ8	$\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}M_x\\ M_y\end{pmatrix}$	$P_z\begin{pmatrix}L_x\\ L_y\end{pmatrix}$, $L_z\begin{pmatrix}P_x\\ P_y\end{pmatrix}$
Γ9	$\begin{pmatrix}0 & -1\\ -1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0 & -1\\ -1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}L_x\\ L_y\end{pmatrix}$	$P_z\begin{pmatrix}M_x\\ M_y\end{pmatrix}$, $M_z\begin{pmatrix}P_x\\ P_y\end{pmatrix}$
Γ10	$\begin{pmatrix}-1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}P_x\\ P_y\end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix}j_x\\ j_y\end{pmatrix}$	$L_z\begin{pmatrix}M_x\\ M_y\end{pmatrix}$, $M_z\begin{pmatrix}L_x\\ L_y\end{pmatrix}$

Для обоснования данного утверждения рассмотрим уравнения Максвелла

$$\nabla\times\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\ \ \nabla\times\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J}+\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t},\ \ \mathbf{D} = \mathbf{E}+4\pi\mathbf{P}. \tag{1}$$

В (1) $\mathbf{P} = \mathbf{P}_0+\mathbf{P}_m$, где $\mathbf{P}_0$ – поляризация, вызванная вихревым полем $\mathbf{E}_0$ ($\nabla\times\mathbf{E_0} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}$), $\mathbf{P}_m$ – поляризация, обусловленная магнитоэлектрическим эффектом (см. табл. 1). Аналогично, в (1) $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0+\mathbf{E}_m$, $\mathbf{E}_m$ – однородное электрическое поле, возникающее из-за $\mathbf{P}_m$. Соотвественно, плотность электрического тока $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E} = \mathbf{j}_0+\mathbf{j}_m$, здесь σ – проводимость, $\mathbf{j}_0 = \sigma\mathbf{E}_0$ – вихревой ток, $\mathbf{j}_m = \sigma\mathbf{E}_m$ – однородный ток. В случае однородного магнитного поля и отсутсвия $\mathbf{P}_m$ система (1) сводится к виду

$$\frac{4\pi}{c}\mathbf{j_0}+\frac{1}{c}\frac{\partial(\mathbf{E}_0+4\pi\mathbf{P}_0)}{\partial t} = 0, \nabla\times\mathbf{E_0} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}. \tag{2}$$

Уравнения (1) при учете (2) приводят к

$$\mathbf{j}_m+\frac{1}{4\pi\sigma}\frac{\partial\mathbf{j}_m}{\partial t}+\frac{\partial\mathbf{P}_m}{\partial t} = 0. \tag{3}$$

Решение уравнения (3) можно представить в виде

$$\mathbf{j}_m = -4\pi\sigma\int_0^t \exp(-4\pi\sigma\tau)\mathbf{P}'_m(t-\tau)d\tau. \tag{4}$$

Здесь и ниже $\mathbf{P}'_m(x) = \frac{d\mathbf{P}_m(x)}{dx}$.

При больших σ (для полуметаллов $\sigma\sim 10^{14}-10^{16}$ 1/c) функция $\exp(-4\pi\sigma\tau)$ становится практически везде равной нулю вне узкой области $\Delta\tau\sim\frac{1}{4\pi\sigma}$, внутри которой относительно слабо меняющуюся функцию $\mathbf{P}'_m(t-\tau)$ можно полагать, равной ее значению при $\tau = 0$.

В этом случае выражение (4) сводится к соотношению $\mathbf{j}_m = -4\pi\sigma\mathbf{P}'_m(t)\int_0^t\exp(-4\pi\sigma\tau)d\tau = -\mathbf{P}'_m(t)(1-\exp(-4\pi\sigma t))$, которое при $t>\frac{1}{4\pi\sigma}$ принимает вид

$$\mathbf{j}_m = -\frac{\partial\mathbf{P}_m}{\partial t}, \tag{5}$$

соответсвующий решению уравнения (3) при пренебрежении вторым слагаемым ($\sigma\to\infty$).

III. Магнитогальванический эффект. Задача о динамике намагниченности в антиферромагнетике может быть решена с использованием техники лагранжева формализма. Функция Лагранжа и диссипативная функция Рэлея имеют вид [26]:

$$L = \sum_{i=1}^{2}\frac{M_0}{\gamma}(1-\cos\theta_i)\dot{\phi}_i-\Phi, \tag{6}$$

$$R = \sum_{i=1}^{2}\frac{\alpha M_0}{\gamma}(\dot{\theta}_i^2+\sin^2\theta_i\dot{\phi}_i^2), \tag{7}$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, $\theta_{1,2}$, $\phi_{1,2}$ – полярный и азимутальный углы, определяющие направление магнитных моментов подрешеток. Φ – свободная энергия системы:

$$\Phi = \frac{a}{2}\mathbf{m}^2-K_1(l_x^2+l_y^2)+K_2l_z^4-M_0\mathbf{m}\cdot\mathbf{H}, \tag{8}$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$, $\mathbf{l} = \mathbf{L}/M_0$, M_0 – намагниченность подрешетки ионов Mn^{3+}, K_1, K_2 – константы магнитной анизотропии, $\mathbf{H}$ – внешнее магнитное поле. В дальнейшем мы будем рассматривать адиабатически изменяющееся переменное магнитное поле $\mathbf{H}(t)$, действие которого в магитоэлектрических проводниках приводит к возникновению электрического тока. Формула (8) определяет основное состояние системы, согласно которому направлением оси легкого намагничивания является направление [110].

Для определенности рассмотрим антиферромагнетик CuMnAs в магнитном поле $\mathbf{H}||[001]$, приложенном перпендикулярно оси легкого намагничивания [110]. В этом случае функция Лагранжа (6) и диссипативная функция Рэлея (7) примут вид:

$$L = \frac{X_\perp}{2}\dot\theta^2 + \frac{X_\perp}{2}\sin^2\theta\left(\frac{H}{\gamma} - \dot\phi\right)^2 + \\ + K_1\sin^2\theta - K_2\sin^4\theta(\cos^4\phi + \sin^4\phi), \qquad (9)$$

$$R = \frac{\alpha M_0}{\gamma}(\dot\theta^2 + \dot\phi^2\sin^2\theta), \qquad (10)$$

где θ, ϕ – угловые переменные, характеризующие положение вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$. Считая, что магнитное поле также приводит к скосу магнитных подрешеток, характеризуемым вектором ферромагнетизма $\mathbf{m}$, определим его положение с помощью углов ϵ, β. При малых углах $\epsilon \ll 1$, $\beta \ll 1$:

$$\mathbf{m} = \big(\epsilon\cos\theta\cos\phi - \beta\sin\theta\sin\phi, \\ \epsilon\cos\theta\cos\phi + \beta\sin\theta\cos\phi, \\ \epsilon\sin\theta\big). \qquad (11)$$

Устойчивые положения $\mathbf{m}$, $\mathbf{l}$ находятся из решений уравнения Эйлера–Лагранжа:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial\dot\theta} - \frac{\partial L}{\partial\theta} = -\frac{\partial R}{\partial\dot\theta}, \qquad (12)$$

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial\dot\phi} - \frac{\partial L}{\partial\phi} = -\frac{\partial R}{\partial\dot\phi}. \qquad (13)$$

Можно показать, что для функций Лагранжа и Рэлея, имеющих вид (9), (10), уравнения (12), (13) имеют точное решение, которое определяется значениями полярного угла $\theta = \frac{\pi}{2}$ и азимутального угла φ, удовлетворяющего уравнению:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} - \frac{1}{4}\omega_r^2\sin 4\varphi = \frac{d\omega_H}{dt} - \omega_a\frac{d\varphi}{dt}, \qquad (14)$$

где $\omega_r^2 = \omega_{an2}\omega_{ex}$, $\omega_{an2} = 2\gamma H_{an2}$, $\omega_{ex} = 2\gamma H_{ex}$, $\omega_a = \gamma\alpha H_{ex}$, $\omega_H(t) = \gamma H(t)$, $H_{ex} = \frac{a}{M_0}$, $H_{an2} = \frac{K_2}{M_0}$.

Уравнение вида (14), позволяющее описывать динамику антиферромагнетиков и слабых ферромагнетиков, получено в работе [24]. Значения углов θ и $\varphi(t)$ определяют положение антиферромагнитного вектора $\mathbf{l}$ в момент времени t. Для определения положения ферромагнитного вектора $\mathbf{m}$ в соответствии с соотношением (11) также требуются угловые переменные $\epsilon(t)$ и $\beta(t)$, которые находятся из уравнений (12), (13) и в случае $\mathbf{H} \parallel [001]$ имеют вид:

$$\epsilon(t) = -\frac{1}{H_{ex}}\sin\theta\left(\frac{\dot\phi}{\gamma} - H(t)\right), \quad \beta = 0. \qquad (15)$$

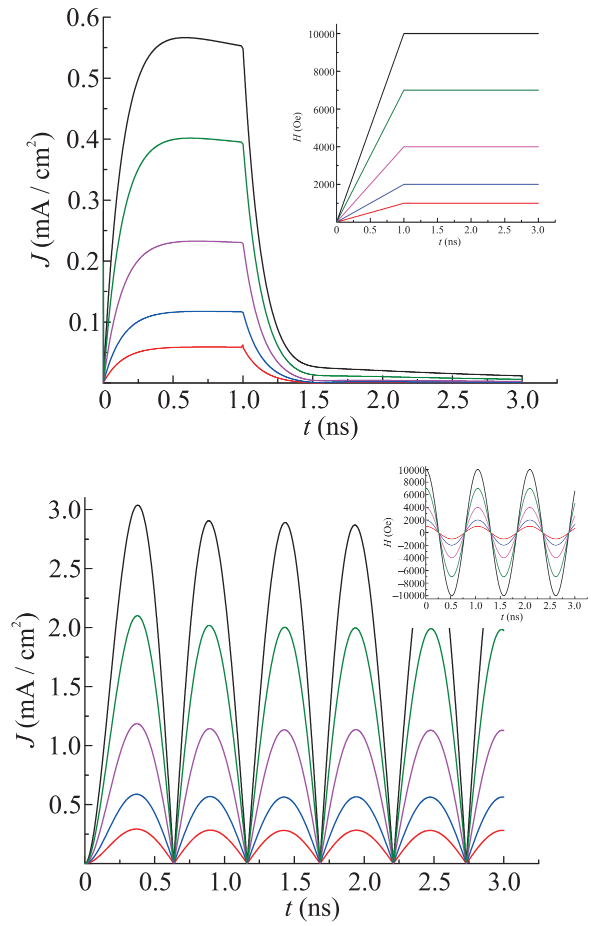

Рис. 2. (Цветной онлайн) Графики зависимостей величины тока от времени $J(t) = \sqrt{j_x^2(t) + j_y^2(t)}$ при различных режимах включения магнитного поля $\mathbf{H}(t)$, направленного вдоль оси [001]: (a) – линейное изменение магнитного поля

$$H(t) = \begin{cases} H_0(t/t_0), & 0 \le t < t_0, \\ H_0, & t > t_0; \end{cases}$$

(b) – гармоническое изменение магнитного поля $H(t) = H_0\cos(\omega t)$. Графики $J(t)$ построены при значениях $H_0 = 10^3$ Э, $2\cdot10^3$ Э, $3\cdot10^3$ Э, $4\cdot10^3$ Э, $7\cdot10^3$ Э, 10^4 ,Э, соответствующие зависимости $H(t)$ показаны на вкладках к рисункам. Параметры CuMnAs [27]: $\chi_\perp \approx \approx 2\cdot10^{-4}$, $M_0 = 780$ Гс, $\gamma = 1.76\cdot10^{-7}\,\frac{\text{рад}}{\text{с}\cdot\text{Э}}$, $\alpha = 0.02$, $K_2 = 2\cdot10^4$ эрг/см^3

Используя табл. 1 и формулу (5), найдем компоненты электрического тока, индуцированного действием переменного магнитного поля $\mathbf{H}(t) \parallel [001]$:

$$j_x = \frac{\partial}{\partial t}(g_1 l_z m_x + g_2 m_z l_x), \\ j_y = \frac{\partial}{\partial t}(g_1 l_z m_y + g_2 m_z l_y), \\ j_z = 0, \qquad (16)$$

где g_1 и g_2 – магнитоэлектрические коэффициенты, которые, как было показано в работе [27], имеют порядок 10^{-3}.

Уравнение вида (14), является нелинейным дифференциальным уравнением вида синус-Гордона [24]. Хотя это уравнение допускает некоторые аналитические и приближенные решения, для понимания сути дела достаточно использовать его численное решение, подстановка которого в формулы (11), (15), (16) позволяет определить компоненты тока $\mathbf{j}$ и построить временные зависимости модуля $|\mathbf{j}| = \sqrt{j_x^2 + j_y^2}$ при разных режимах включения магнитного поля (рис. 2). Проведенные оценки показывают, что для кристаллов Mn_2Au наблюдаются аналогичные зависимости.

В случае линейно возрастающего магнитного поля (рис. 2a) ток резко возрастает при включении поля, быстро достигает своего максимального значения, которое практически не меняется в процессе роста поля вплоть до достижения его насыщения, после чего столь же резко уменьшается до практически нулевых значений. В свою очередь, переменное магнитное поле, изменяющееся по гармоническому закону (рис. 2b), приводит к установившимся осцилляциям гальванического тока, которые сохраняются в течении действия магнитного поля. Величина гальванического тока, индуцированного гармоническим магнитным полем в максимуме, превышает величину тока, возникающего под действием линейного магнитного поля.

Можно показать, что при действии гармонического магнитного поля малой амплитуды $H_0 \ll H_{an}$ решение уравнения (14) можно представить в виде разложения $\varphi(t) = \varphi_0 + \varphi_1(t) + ...$, тогда усредненные компоненты электрического тока (16), определяются соотношениями $<j_x> \approx g_2 \frac{\gamma^2 H_0^2 \omega}{H_{ex}\omega_{an}^2} \sin(2\varphi_0)$, $<j_y> \approx g_2 \frac{\gamma^2 H_0^2 \omega}{H_{ex}\omega_{an}^2} \cos(2\varphi_0)$. Направление усредненного тока определяется ориентацией антиферромагнитного вектора $\mathbf{l}$, направленного вдоль осей, заданных кристаллической симметрией (в данном случае $[1\bar{1}0]$). Постоянная составляющая возникает из-за нелинейного отклика системы: гармоническое поле вызывает асимметричные колебания, что приводит к ненулевому усредненному току. Эффект напоминает выпрямление тока в нелинейных системах, таких как: спиновое гальваническое выпрямление (spin galvanic effect) [28], где переменное поле создает постоянный спин-поляризованный ток, фотовольтаический эффект в сегнетоэлектриках, где осциллирующая поляризация генерирует постоянное напряжение. Направление тока контролируется кристаллической симметрией и начальной ориентацией $\mathbf{l}$, а его величина – амплитудой и частотой магнитного поля.

IV. Заключение. Установлено, что в проводниках, обладающих магнитоэлектрическими свойствами, переменное магнитное поле помимо вихревых токов, порождает также и однородный электрический ток. Данное явление представлет собой новый тип магнитогальванического эффекта.

В отличие от классических магнитогальванических явлений, где ток создается постоянным магнитным полем, здесь переменное магнитное поле генерирует постоянный электрический ток за счет динамики намагниченности и нелинейного отклика антиферромагнитной системы, при этом направление тока определяется ориентацией антиферромагнитного вектора и зависит от симметрии кристалла. Ключевым фактором является наличие магнитоэлектрической связи, разрешенной симметрией.

Данный эффект (появление постоянного тока при действии переменного магнитного поля) представляет собой аналог диодного эффекта – "выпрямления на спиновом уровне", который открывает возможности для создания принципиально новых устройств спинтроники: энергоэффективных запоминающих элементов, где информация записывается магнитным полем, а считывается током, высокочастотных детекторов магнитного поля, спиновых генераторов, преобразующих магнитные колебания в электрический ток. Принципиально важно, что эти перспективные приложения могут быть реализованы без использования ферромагнетиков, что устраняет проблему паразитных полей и значительно снижает энергопотребление.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 22-12-00367-П.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. A D. Din, O. J. Amin, P. Wadley, and K. W. Edmonds, Npj Spintronics **2**, 1 (2024).
2. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Nature Nanotech **11**, 3 (2016).
3. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
4. F. Saurenbach, U. Walz, L. Hinchey, P. Grünberg, and W. Zinn, J. Appl. Phys. **63**, 3473 (1988).
5. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Giant Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
6. J. C. Slonczewski, Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989).

7. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
8. P. M. Haney, D. Waldron, R. A. Duine, A. S. Núñez, H. Guo, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **75**, 174428 (2007).
9. A. S. Núñez, R. A. Duine, P. Haney, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **73**, 214426 (2006).
10. E. V. Gomonay and V. M. Loktev, Low Temp. Phys. **40**, 17 (2014).
11. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Rev. Lett. **117**, 017202 (2016).
12. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Rev. B **98**, 104430 (2018).
13. F. Máca, J. Mašek, O. Stelmakhovych, X. Martí, H. Reichlová, K. Uhlířová, P. Beran, P. Wadley, V. Novák, and T. Jungwirth, J. Magn. Magn. Mater. **324**, 1606 (2012).
14. N. V. Dai, N. C. Thuan, L. V. Hong, N. X. Phuc, Y. P. Lee, S. A. Wolf, and D. N. H. Nam, Phys. Rev. B **77**, 132406 (2008).
15. X. L. Tang, H. W. Zhang, H. Su, Y. L. Jing, and Z. Y. Zhong, Phys. Rev. B **81**, 052401 (2010).
16. H. Zhang, W. Yang, Y. Wang, and X. Xu, Phys. Rev. B **103**, 094433 (2021).
17. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, Rev. Mod. Phys. **90**, 015001 (2018).
18. A. M. Shikin, N. L. Zaitsev, T. P. Estyunina et al. (Collaboration), Sci. Rep. **15**, 1741 (2025).
19. P. Wadley, B. Howells, J. Železný et al. (Collaboration), Science **351**, 587 (2016).
20. K. Olejník, V. Schuler, X. Martí, V. Novák, Z. Kašpar, P. Wadley, R. P. Campion, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, J. Garces, M. Baumgartner, P. Gambardella, and T. Jungwirth1, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
21. J. Železný, P. Wadley, K. Olejník, A. Hoffmann, and H. Ohno, Nature Phys. **14**, 3 (2018).
22. J. Godinho, H. Reichlová, D. Kriegner, V. Novák, K. Olejník, Z. Kašpar, Z. Šobáň, P. Wadley, R. P. Campion, R. M. Otxoa, P. E. Roy, J. Železný, T. Jungwirth, and J. Wunderlich, Nat. Commun. **9**, 4686 (2018).
23. J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. Lett. **113**, 157201 (2014).
24. S. Y. Bodnar, L. Šmejkal, I. Turek, T. Jungwirth, O. Gomonay, J. Sinova, A. A. Sapozhnik, H.-J. Elmers, M. Kláui, and M. Jourdan, Nat. Commun. **9**, 348 (2018).
25. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, МАИК "Наука/Интерпериодика" (2001).
26. А. К. Звездин, Письма в ЖЭТФ **29**, 605 (1979); arXiv:1703.01502 [Cond-Mat] (2017).
27. R. Dubrovin, A. V. Kimel, and A. K. Zvezdin, arXiv preprint arXiv:2502.11793..
28. S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'Kov, S. A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl, Nature **417**, 153 (2002).