

# Динамика антиферромагнетиков под действием сверхкоротких импульсов магнитного поля

А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов<sup>\*1)</sup>

*Институт магнетизма НАН Украины, 03142 Киев, Украина*

*Институт металлофизики НАН Украины, 03142 Киев, Украина*

*\* Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 10 июня 2008 г.

Сверхкороткий импульс магнитного поля, генерируемый лазерным импульсом, может возбуждать спиновые колебания в “чистом” антиферромагнетике даже в том случае, когда слабый ферромагнитный момент отсутствует. Спецификой этого механизма является то, что амплитуда спиновых колебаний не зависит от подрешеточной структуры и параметров антиферромагнетика и определяется только параметрами импульса поля.

PACS: 75.10.Hk, 75.50.Ee, 78.47.+r

Исследования последних десяти лет показали, что сверхкороткие (длительностью порядка сотен фемтосекунд) лазерные импульсы можно использовать для предельно быстрого воздействия на различные магнетики [1–3]. Использование такого метода открывает возможность повышения скорости работы магнитных систем записи и считывания информации. В случае ферромагнетиков такое воздействие реализуется, прежде всего, за счет разогрева магнитной подсистемы с характерными тепловыми временами, которые значительно превышают время действия импульса.

Недавние эксперименты [4, 5] продемонстрировали возможность нетеплового возбуждения лазерным импульсом немалых (с амплитудой до десяти градусов) спиновых колебаний в ортоферритах. Такое возбуждение связано с тем, что воздействие короткого (эффективная ширина порядка 200 фс) лазерного импульса света циркулярной поляризации на прозрачные антиферромагнетики (АФМ) эквивалентно генерации импульса магнитного поля за счет обратного эффекта Фарадея. Малая длительность импульса поля  $\Delta t$  порядка ширины импульса света и огромное значение поля в импульсе  $H_p$ , достигающее 1 Тл, позволяют манипулировать намагниченностью за времена порядка пикосекунд, без существенного разогрева образца, см. обзор [6].

Обратный эффект Фарадея, предсказанный для плазмы [7], не связан с магнитным порядком и является общим свойством конденсированных сред, см. подробнее [8]. Для эффектов, наблюдаемых в указан-

ных выше экспериментах, принципиально важен тот факт, что ортоферриты представляют собой типичные АФМ со слабым ферромагнетизмом, и возбуждение спиновой системы происходит благодаря взаимодействию импульса поля со слабым ферромагнитным моментом  $\mathbf{m}_0$ , присущим в основном состоянии материала. Однако для ряда АФМ слабый ферромагнитный момент, обусловленный взаимодействием Дзялошинского, отсутствует. Взаимодействие Дзялошинского может быть запрещено симметрией АФМ, как это имеет место, например, для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{NiO}$  или  $\text{GdAlO}_3$ , или не проявляться в данном спиновом состоянии, как для легкоосных АФМ типа  $\text{MnF}_2$  или  $\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$  ниже точки Морина [9]. В таком случае отмеченный выше механизм неэффективен.

В настоящей работе мы продемонстрируем возможность возбуждения спиновых колебаний сверхкоротким импульсом магнитного поля, генерируемым лазерным импульсом света циркулярной поляризации, для широкого класса “чистых” антиферромагнетиков, то есть таких материалов с антиферромагнитным упорядочением, в которых отсутствует слабый ферромагнитный момент.

1. Начнем с анализа простейшей модели АФМ с двумя подрешетками, намагниченности которых  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$ ,  $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ . Удобно ввести не-приводимые комбинации этих векторов, суммарную намагниченность  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = 2\mathbf{m}M_s$  и вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_s$ . Векторы  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  связаны соотношениями  $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ ,  $(\mathbf{m}, \mathbf{l}) = 0$ . Спиновую динамику АФМ удобнее всего описывать с использованием так называемой анизотропной сигма-модели ( $\sigma$ -модели) только для нормированного

<sup>1)</sup>e-mail: bivanov@i.com.ua

вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ , см. обзорные работы [10–12]. Важно, что уравнения  $\sigma$ -модели можно построить, исходя из симметрийных соображений [10]. Эти уравнения могут быть получены варьированием лагранжиана

$$L = \frac{\hbar}{\gamma H_e} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - \gamma (\mathbf{H}(\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t})) \right] - \widetilde{W}(\mathbf{l}), \quad (1)$$

где  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  – гиромагнитное отношение,  $g$  – фактор Ланда,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $\mathbf{H}$  – внешнее магнитное поле,  $H_e$  – обменное поле АФМ, последнее слагаемое  $W(\mathbf{l})$  имеет смысл эффективной “потенциальной энергии” системы. Если внешнее поле достаточно мало,  $H \ll \sqrt{H_e H_a}$ , где  $H_a$  – поле анизотропии АФМ, то  $W(\mathbf{l})$  совпадает с энергией анизотропии АФМ, записанной через вектор  $\mathbf{l}$ . В рамках этого подхода вектор  $\mathbf{m}$  является подчиненной переменной и определяется формулой

$$\mathbf{H}_e \mathbf{m} = [\mathbf{H} - \mathbf{l}(\mathbf{H} \cdot \mathbf{l})] + \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right), \quad (2)$$

где первое слагаемое определяет статический скос подрешеток, который для “чистого” АФМ может быть вызван только магнитным полем, второе слагаемое описывает динамический вклад в вектор  $\mathbf{m}$ . Общепринято, что при использовании  $\sigma$ -модели для описания нелинейной динамики АФМ достигается такой же уровень универсальности, как при применении уравнения Ландау-Лифшица в случае ферромагнетика.

Динамика АФМ в терминах вектора  $\mathbf{l}$  существенно отличается от той, что известна для ферромагнетика. Лагранжиан (1) содержит типичный инерционный член, “кинетическую энергию”  $(M/2)(d\mathbf{l}/dt)^2$ , где “эффективная масса”  $M = \hbar/\gamma H_e$ . Присутствие постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  ведет к появлению аналога силы Кориолиса. Если же поле  $\mathbf{H}$  изменяется со временем,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}(t)$ , то в системе возникает дополнительный крутящий момент, пропорциональный  $d\mathbf{H}/dt$ . Этот эффект естественным образом возникает в  $\sigma$ -модели. Слагаемые с  $d\mathbf{H}/dt$  были выписаны уже в одной из первых работ, в которых была введена  $\sigma$ -модель [10]. Они обсуждались при описании динамики доменных стенок [13, 14], но их роль для стандартных резонансных экспериментов оказалась не очень существенной [14]. Можно ожидать, что для актуальной сейчас проблемы возбуждения спинов ультракороткими импульсами поля роль слагаемого с  $d\mathbf{H}/dt$  окажется намного более важной, особенно для случая “чистых” АФМ, в которых отсутствует прямое взаимодействие магнитного поля со слабым ферромагнитным моментом.

Рассмотрим воздействие короткого лазерного импульса длительностью  $\Delta t$  на плоскопараллельную пластину АФМ, расположенную в плоскости  $xy$ , при нормальном по отношению к пластине падении света, распространяющегося вдоль оси  $z$ . Будем считать, что толщина пластины  $L$  меньше, чем пространственный размер импульса  $\Delta z = c\Delta t$ ,  $L \ll \Delta z$ . В этом случае возбуждение происходит однородно в объеме образца,  $\mathbf{l} = \mathbf{l}(t)$ , и амплитуда колебаний не зависит от координат. Выберем легкую ось АФМ вдоль оси  $x$ , лежащей в плоскости пластины  $xy$ . Для анализа задачи удобно использовать стандартную угловую параметризацию  $\mathbf{l}$ ,  $l_z = \cos \theta$ ,  $l_x = -\sin \theta \cos \varphi$ ,  $l_y = \sin \theta \sin \varphi$ , основному состоянию отвечает  $\theta = \pi/2$  и  $\varphi = 0$ . При этой геометрии гирокинетическое слагаемое в лагранжиане (1) принимает вид  $\hbar(H/H_e) \cdot (\partial\varphi/\partial t) \cdot \sin^2 \theta$ . Нашей задачей будет определение характера спиновых колебаний, возникающих в магнетике после прохождения импульса света, который эквивалентен импульсу магнитного поля вида  $\mathbf{H} = H(t)\mathbf{e}_z$ .

Будем считать, что в системе присутствует только импульсное поле. Тогда уравнение для угла  $\theta(t)$  содержит поле только в комбинации  $(\partial\varphi/\partial t) \times \mathbf{H}(t) \sin \theta \cos \theta$  и не содержит производной  $d\mathbf{H}(t)/dt$ . В силу этого существует планарное решение вида  $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi = \varphi(t)$ . Динамика переменной  $\varphi(t)$  описывается уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\Gamma \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_0^2}{n} \sin(n\varphi) - \gamma \frac{dH(t)}{dt} = 0, \quad (3)$$

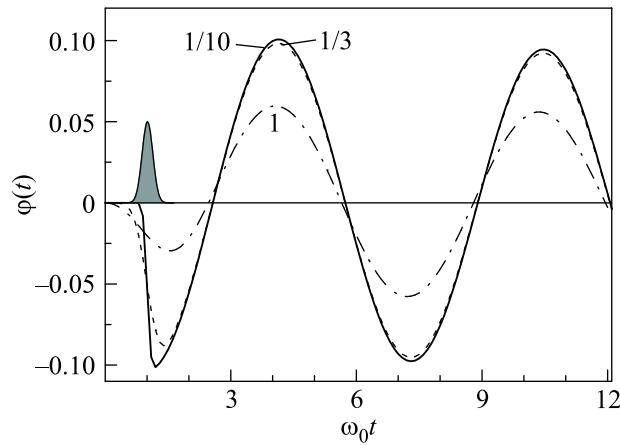
где  $n$  – четное число;  $n = 2, 4, 6$  для АФМ, в котором анизотропия в базисной плоскости  $xy$  определяется осью четного порядка и  $n = 6$  для ромбоэдрических АФМ,  $\omega_0$  – частота антиферромагнитного резонанса,  $\Gamma$  определяет декремент затухания магнонов.

Перейдем к конкретному анализу динамики спинов под действием короткого импульса магнитного поля с большой амплитудой  $H_p$  и шириной  $\Delta t$ ,  $H_p \cdot \Delta t = \int H(t)dt$ . Мы исходим из того, что ширина импульса мала по сравнению с характерным временем задачи  $1/\omega_0$ . Если считать, что  $\gamma dH/dt \sim \gamma H_p/\Delta t \gg \omega_0^2 \gg \omega_0 \Gamma$ , то можно приближенно описать поведение решения на начальном отрезке времени  $t < \Delta t \ll 1/\omega_0$ , опустив в (3) все слагаемые, кроме первого и последнего, что дает  $d\varphi/dt = \gamma H(t)$ . Поскольку до начала воздействия импульса значение  $\varphi = 0$ , после окончания импульса получается  $\varphi = \varphi_{in}$ , где

$$\varphi_{in} = \int_{-\infty}^{+\infty} H(t)dt = H_p \cdot \Delta t. \quad (4)$$

После окончания импульса, при временах  $t \gg \Delta t$  (что возможно даже при  $t \sim 1/\omega_0$ ) спиновая динамика описывается уравнением (3) без вынуждающей силы, с  $dH/dt = 0$  и начальным условием  $\varphi = \varphi_{in}$ ,  $d\varphi/dt = 0$ . Решение этого уравнения хорошо известно, в общем случае оно описывает затухающие нелинейные колебания, в линейном приближении решение имеет вид  $\varphi = \varphi_{in} \exp(-\Gamma t) \cdot \cos \omega t$ .

Отметим, что для реализации указанного типа динамики выполнение использованных выше условий,  $\omega_0 \Delta t \ll 1$  и  $(\gamma H_p / \omega_0^2 \Delta t) \gg 1$ , не является очень жестким. Численный анализ уравнения (3) при  $\gamma H_p \Delta t = 1/10$  и различных  $\omega_0 \Delta t$  показал, что даже при умеренных значениях  $\omega_0 \Delta t \sim 0.3$ , когда величина  $(\gamma H_p / \omega_0^2 \Delta t) \simeq 1$ , поведение решения практически такое же, как при малых значениях  $\omega_0 \Delta t$  и больших  $(\gamma H_p / \omega_0^2 \Delta t) \gg 1$ , см. рисунок. Только при  $\omega_0 \Delta t \geq 1$



Колебания спинов под действием импульсов магнитного поля гауссовой формы с центром при  $\omega_0 t = 1$  (импульс схематически представлен на рисунке для  $\omega_0 \Delta t = 1/3$ ) при различных значениях ширины импульса. Площадь всех импульсов выбрана одинаковой,  $\gamma H_p \Delta t = 1/10$ , значения  $\omega_0 \Delta t = 1/10; 1/3$  и 1, см. вставку, релаксационная константа  $\Gamma = 0.1\omega_0$

и, соответственно, малом ( $\gamma H_p / \omega_0^2 \Delta t \leq 0.1$ ) наблюдается уменьшение амплитуды вынужденных колебаний по сравнению с предельным значением (4).

Таким образом, короткий импульс магнитного поля, направленный перпендикулярно легкой оси двухподрешеточного АФМ, возбуждает колебания спинов. Амплитуда этих колебаний не зависит от характера анизотропии и параметров АФМ (таких, как поле анизотропии или обменное поле) и определяется только параметрами импульса поля. Эффект не связан с наличием слабого момента АФМ  $\mathbf{m}_0$  и существует даже для “чистых” антиферромагнетиков, для которых  $\mathbf{m}_0 = 0$ .

**2.** Как мы отмечали, указанные выше закономерности проявляются для АФМ любой симметрии, а выражение для амплитуды колебаний не содержит параметров АФМ. На первый взгляд, тут содержится противоречие: спиновые колебания вида  $l_x + il_y \propto \exp(i\varphi)$ ,  $\varphi = \varphi(t)$  сопровождаются колебаниями  $z$ -проекции магнитного момента,  $m_z(t) = -(d\varphi/dt)/\gamma H_e$ , см. (2). Для чисто одноосной модели АФМ с выделенной осью вдоль оси  $z$  и магнитным полем, параллельным этой же оси, суммарное значение  $z$ -проекции магнитного момента должно сохраняться, в то время как формула (4) дает конечное значение  $\varphi_{in}$  даже в этом случае. Разберем вопрос о сохранении суммарного момента АФМ подробнее, тем более, что этот вопрос часто возникает при обсуждении экспериментов, см. [4–6].

Выражение (4) получено в пренебрежении всеми релятивистскими взаимодействиями АФМ, кроме земановского взаимодействия спинов с импульсным магнитным полем. Как отмечалось, это справедливо на малом интервале времени порядка  $\Delta t \ll 1/\omega_0$ . Используя (2), легко видеть, что в этом приближении  $H_e m_z(t) = H - (d\varphi/dt)/\gamma$ , так что статический и динамический вклады в намагниченность компенсируют друг друга. На указанном коротком интервале времени динамика спинов является достаточно необычной для физики магнетизма и, в частности, для  $\sigma$ -модели: во время действия импульса поля спины подрешеток движутся, не выходя из плоскости, перпендикулярной полю, и оставаясь антипараллельными друг другу. Такая картина справедлива с точностью до малого параметра задачи  $\omega_0/\gamma H_p$  и поддерживается только быстрым изменением поля со временем. Результатом действия импульса является отклонение спинов от их начального положения. Дальнейшая динамика происходит уже более медленно, с характерным временем  $1/\omega_0$ , за счет анизотропии в базисной плоскости, и сопровождается стандартными осцилляциями  $m_z(t)$ .

**3.** Наличие отмеченной выше универсальности ставит вопрос о том, насколько результат зависит от сделанного нами модельного предположения, что АФМ содержит только две магнитные подрешетки. Увеличение числа подрешеток при условии, что в магнетике имеется четное число колinearных подрешеток, попарно антипараллельных друг другу, не меняет уравнений  $\sigma$ -модели, достаточно отметить успешное применение  $\sigma$ -модели для описания ортоферритов, содержащих четыре подрешетки ионов железа [11]. Поэтому фактически возникает вопрос о том, как указанный эффект проявляется для неколлинеарных АФМ.

При описании неколлинеарных АФМ в рамках представлений о локализованных спинах число подрешеток может быть достаточно велико, и их подрешеточная структура отличается большим разнообразием. Как пример, отметим АФМ с треугольной магнитной структурой, в которых три подрешетки образуют правильный треугольник [9], четырехподрешеточные антиферромагнетики  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  и  $\text{UO}_2$ , с компланарным и некомпланарным расположением подрешеток, соответственно, и шестиподрешеточные редкоземельные манганиты  $\text{YMnO}_3$  и  $\text{HoMnO}_3$ . Андреев и Марченко показали [10], что для описания неколлинеарных многоподрешеточных антиферромагнитных структур (то есть структур, не имеющих спонтанной намагниченности в основном состоянии) анализ эволюции всех подрешеток в большинстве случаев является избыточным. В статическом случае каждая такая структура характеризуется определенной обменной симметрией и может быть описана тремя взаимно перпендикулярными магнитными векторами. Низкочастотная макроскопическая спиновая динамика для неколлинеарных антиферромагнитных структур также может быть описана феноменологически тремя динамическими переменными  $\varphi_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ), осуществляющими параметризацию группы спиновых вращений. Для описания поворота на угол  $\theta$  вокруг некоторой оси  $\mathbf{n}$  удобно ввести величину  $\varphi = \mathbf{n} \tan(\theta/2)$  [10]. При построении макроскопических динамических уравнений для переменных  $\varphi$  достаточно задать обменную симметрию системы. Условие применимости этого подхода не слишком жесткое, важно только, чтобы магнитное поле было мало по сравнению с обменным полем  $H_e$ , а характерные частоты малы по сравнению с  $\gamma H_e$ . Этот подход применим не только к кристаллическим, но и к аморфным магнетикам, в том числе к описанию структуры В-фазы сверхтекучего гелия-3, а также спинового стекла, которое формально отвечает бесконечному числу подрешеток.

Структуры уравнений для всех типов неколлинеарных АФМ, в том числе неупорядоченных, во многом похожи. В обменном приближении соответствующие лагранжианы квадратичны по  $\partial\varphi/\partial t$ , они отличаются только симметрией тензоров, характеризующих “вращательную жесткость” АФМ. Учет релятивистских взаимодействий приводит к появлению “потенциальной энергии”  $W_r = W(\varphi)$  в лагранжиане, вид функции  $W(\varphi)$  определяется симметрией АФМ. Наиболее высокая симметрия свойственна уравнениям, описывающим спиновое стекло, и мы начнем именно с этого случая.

Для спинового стекла в силу полной изотропии задачи направление поля  $\mathbf{H}$  является единственным выделенным направлением. Будем, как и выше, считать, что импульсное магнитное поле имеет вид  $\mathbf{H} = H(t)\mathbf{e}_z$ . Легко убедиться, что уравнения для поперечных компонент  $\varphi$  не содержат  $dH/dt$  и допускают решение  $\varphi_x = 0, \varphi_y = 0$ . (Для демонстрации этого факта достаточно использовать линеаризованную версию уравнений, выписанных с учетом изменения  $H$  со временем.) Далее, уравнение для продольной компоненты  $\varphi_z = \tan(\theta/2)$  удобно представить через угловую переменную  $\theta$ ,

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\Gamma \frac{d\theta}{dt} + \omega_0^2 \frac{\partial w_r(\theta)}{\partial \theta} - \gamma \frac{dH(t)}{dt} = 0, \quad (5)$$

где  $\omega_0$  – частота продольно поляризованных (по отношению к магнитному полю) спиновых колебаний, функция  $w_r(\theta)$  пропорциональна энергии релятивистских взаимодействий, нормированной таким образом, что  $w_r(\theta) \rightarrow \theta^2/2$  при  $\theta \rightarrow 0$ . Здесь также написано простейшее релаксационное слагаемое с константой  $\Gamma$ . Фактически, это уравнение отличается от (3) лишь обозначением переменной и видом функции  $w_r(\theta)$ , поэтому для него возникает тот же результат: воздействие импульса магнитного поля приводит к возбуждению спиновых колебаний, амплитуда которых  $\theta_{in}$ , то есть угол начального отклонения спинов от равновесного направления определяется полученной выше формулой (4),  $\theta_{in} = \gamma H_p \Delta t$ . Разделение спиновых колебаний на продольные и поперечные имеет место для всех основных типов неколлинеарных АФМ с более низкой симметрией, чем для спинового стекла, при условии, что магнитное поле направлено вдоль одной из осей симметрии [10]. Ясно, что при выполнении этого условия для неколлинеарных АФМ с более низкой симметрией, чем в случае спинового стекла, также будет существовать планарное решение вида  $\varphi = \tan(\theta/2)\mathbf{e}_z$ , и будет справедлив результат (4) для амплитуды колебаний, возбуждаемых импульсом магнитного поля.

Сравним предложенный в нашей работе механизм возбуждения колебаний спинов в АФМ с теми, что уже обсуждались в литературе. Рассматриваемый ранее [4–6] механизм возбуждения спиновых колебаний для слабых ферромагнетиков характерен тем, что намагниченность материала в основном состоянии  $m_0$  отлична от нуля. Тогда действие импульса поля эквивалентно действию короткого импульса силы на частицу в обычной динамике, и импульс поля формирует величину “начальной скорости”  $d\varphi/dt$ , а не координаты  $\varphi_{in}$ , как в нашем случае. Для тако-

го механизма амплитуда колебаний пропорциональна величине слабого ферромагнитного момента  $m_0$ .

Предложенный в настоящей работе механизм не является единственным, приводящим к возбуждению колебаний вектора  $\mathbf{l}$  в АФМ лазерным импульсом без непосредственного участия слабого ферромагнитного момента. Возбуждение спиновых колебаний возможно также за счет динамической модификации магнитной анизотропии под действием импульса линейно поляризованного света, что наблюдалось в антиферромагнитном борате железа  $\text{FeBO}_3$  [15], см. также обсуждение в работе [16]. В определенном смысле, это есть проявление эффекта, обратного магнитному двупреломлению света. Для бората железа, характеризующегося рекордно высокой константой изотропного двупреломления (до  $2 \cdot 10^{-2}$ , см. [17]) амплитуда возбужденных колебаний была порядка градуса. В отличие от механизма, предложенного в настоящей работе, такой механизм не специфичен для АФМ, и может проявляться также в ферромагнетиках и ферримагнетиках, он наблюдался в пленках ферритов-гранатов [18]. Он должен проявляться только для линейно поляризованного света, с характерной периодической (с периодом  $180^\circ$ ) зависимостью амплитуды вынужденных колебаний от угла между плоскостью поляризации света и равновесным направлением спинов.

Таким образом, воздействие короткого (с длительностью  $\Delta t \ll 1/\omega_0$ , где  $\omega_0$  – частота свободных колебаний спинов) импульса магнитного поля на антиферромагнетик приводит к быстрому отклонению спинов от равновесного положения и, в результате, к возбуждению спиновых колебаний. Амплитуда вынужденных колебаний не зависит от подрешеточной структуры и параметров АФМ и определяется универсальным выражением (4), включающим только интегральную характеристику импульса поля  $H_p\Delta t = \int H(t)dt$ . Для импульсов поля, генерируемых лазерным импульсом, амплитуда поля  $H_p$  пропорциональна  $(E_\omega \times E_\omega^*)$ , где  $E_\omega$  есть амплитуда циркулярно поляризованного света в импульсе. Поэтому величина  $H_p\Delta t$  и амплитуда колебаний спинов  $\varphi_{in}$  пропорциональны полной энергии импульса. Подчеркнем, что эффект не связан с наличием слабого ферромагнитного момента  $m_0$  и присутствует даже для “чистых” АФМ с  $m_0 = 0$ . Оценка показывает, что значение амплитуды вынужденных спиновых колебаний  $\varphi_{in}$  для экспериментально реализуемых параметров импульса,  $H_p \leq 1 \text{ Т}$  и  $\Delta t \approx 200 \text{ фс}$ , поряд-

ка нескольких градусов, и такие колебания надежно регистрируются экспериментально с использованием техники пробных импульсов, синхронизированных с импульсом накачки, см. [6].

Мы благодарны Е.Г. Галкиной за помощь в работе, В.Г. Барьяхтару, А.В. Кимелю, Андрею Кирилюку, Р.В. Писареву и Тео Рейзингу за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом # INTAS-05-1000008-8112 и совместным грантом # Ф25.2/081 Фонда фундаментальных исследований и Министерства образования и науки Украины.

1. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. **76**, 4250 (1996).
2. A. Scholl, L. Baumgarten, R. Jacquemin, and W. Eberhardt, Phys. Rev. Lett. **79**, 5146 (1997).
3. J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren, and K. H. Bennemann, Phys. Rev. Lett. **78**, 4861 (1997).
4. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov et al., Nature **429**, 850 (2004).
5. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev et al., Nature **435**, 655 (2005).
6. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen et al., J. Phys.: Condens. Matter **19**, 043201 (2007).
7. L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP **12**, 1008 (1961).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
9. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, М.: Физматлит, 2001.
10. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
11. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985); V. G. Baryakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. N. Gadetskii, *Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory*, Springer Tract in Modern Physics **139**, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
12. H.-J. Mikeska and M. Steiner, Adv. Phys. **40**, 191 (1991).
13. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, В. Ф. Лапченко, В. А. Львов, ФНТ **13**, 551 (1987).
14. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, П. Д. Ким и др., Письма в ЖЭТФ **37**, 35 (1983).
15. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 167205 (2007).
16. V. N. Gridnev, Phys. Rev. B **77**, 094426 (2008).
17. П. А. Марковин, А. М. Калашникова, Р. В. Писарев, Т. Рейзинг, Письма в ЖЭТФ **86**, 822 (2007).
18. F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **95**, 047402 (2005).