

СВЕРХБЫСТРАЯ МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА В МЕТАЛЛАХ И ДИЭЛЕКТРИКАХ

Р. В. Писарев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, С. Петербург

План

1. Магнетизм и свет – магнитооптика вчера и сегодня.
2. “Сверхбыстрый” магнетизм.
3. Размагничивание металлов фемтосекундным лазерным импульсом.
4. Опто-магнитные явления в ортоферритах $R\text{FeO}_3$.
4. Стимулированное Рамановское рассеяние в FeVO_3 .
5. Свето-индуцированные магнитные фазовые переходы.
6. Лазерное переключение магнитных доменов.
6. Орбитальные и спиновые явления в купратах $R_2\text{CuO}_4$.
7. Заключение.

Магнитные и оптические явления сосуществуют, по-видимому, с момента рождения Вселенной (Большой взрыв). Однако их влияние друг на друга было обнаружено М. Фарадеем лишь в 1845 г.

После этого был открыт большой ряд магнитооптических явлений. Новая жизнь магнитооптики началась после изобретения лазеров и синхротронов как источников интенсивного, когерентного и перестраиваемого по длине волны излучения.

«Сопряженные явления»

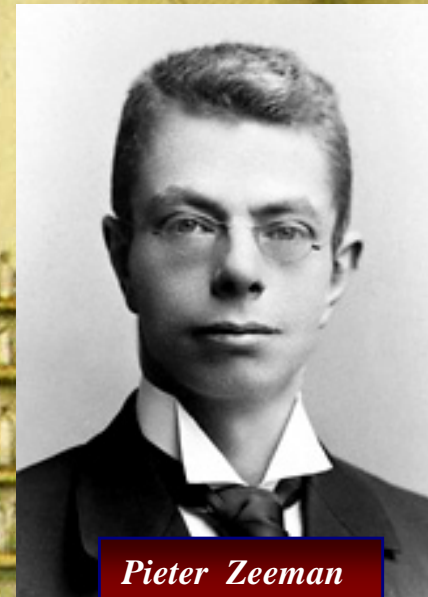
1. Магнитооптика - Намагниченность или поле влияют на свет.
2. Фотомагнетизм, оптомагнетизм - Свет влияет на магнитные свойства веществ.



John Kerr
(1824-1907)



Michael Faraday
1791-1867



Pieter Zeeman
1865 - 1943



Основатели магнитооптики

- 1. Открыты новые магнитооптические явления –**
оптическая накачка в газах (Castler), оптическая ориентация, магнитное двупреломление света, магнитооптика в сверхсильных полях (~ 100 Т), магнитооптика как зонд сверхбыстрых явлений, и др.
- 2. Нелинейная лазерная магнитооптика –**
обратный эффект Фарадея, генерация магнитных гармоник
рассеяние света на магнонах, и др.
- 3. Магнитооптика в рентгеновском диапазоне –**
магнитный круговой и линейный дихроизм, и др.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИЗМЕ

Time scale (seconds)

Nano → milli

Pico → nano

Femto → pico

Domain wall motion : nucleation-propagation **1 kHz - 1 GHz**

$(10^{-9} \rightarrow 10^{-3} \text{ s})$

$H \rightarrow$

Precession of magnetization and damping **10 GHz - 100 GHz**

(10^{-11} s)

$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times H_{\text{eff}}$

$T = \frac{2\pi}{\gamma H_{\text{eff}}}$

(10^{-9} s)

$\left(\frac{dM}{dt}\right)_{\text{relax}} = \begin{cases} \frac{dM}{dt} & \text{(Bloch)} \\ \frac{c}{M_0} M \nabla \frac{dM}{dt} & \text{(Gilbert)} \end{cases}$

$(10^{-14} \rightarrow 10^{-12} \text{ s})$ Femtomagnetism

Spin-orbit coupling: Coulomb exchange : $U n_{\uparrow} n_{\downarrow}$

Magneto-crystalline anisotropy : $\sum_k V_k C_{\sigma}^{\dagger} C_{k\sigma'}$

Coupling with photons: TeraHertz emission

Основными задачами изучения магнитной динамики являются процессы, приводящие к изменению углового момента, являющегося физической сущностью намагниченности.

К сверхбыстрой магнитной динамике относят процессы в диапазоне времен ниже 100 пс (10^{-11} c).

Фемтомагнетизм – $10^{-12} - 10^{-14} \text{ c}$

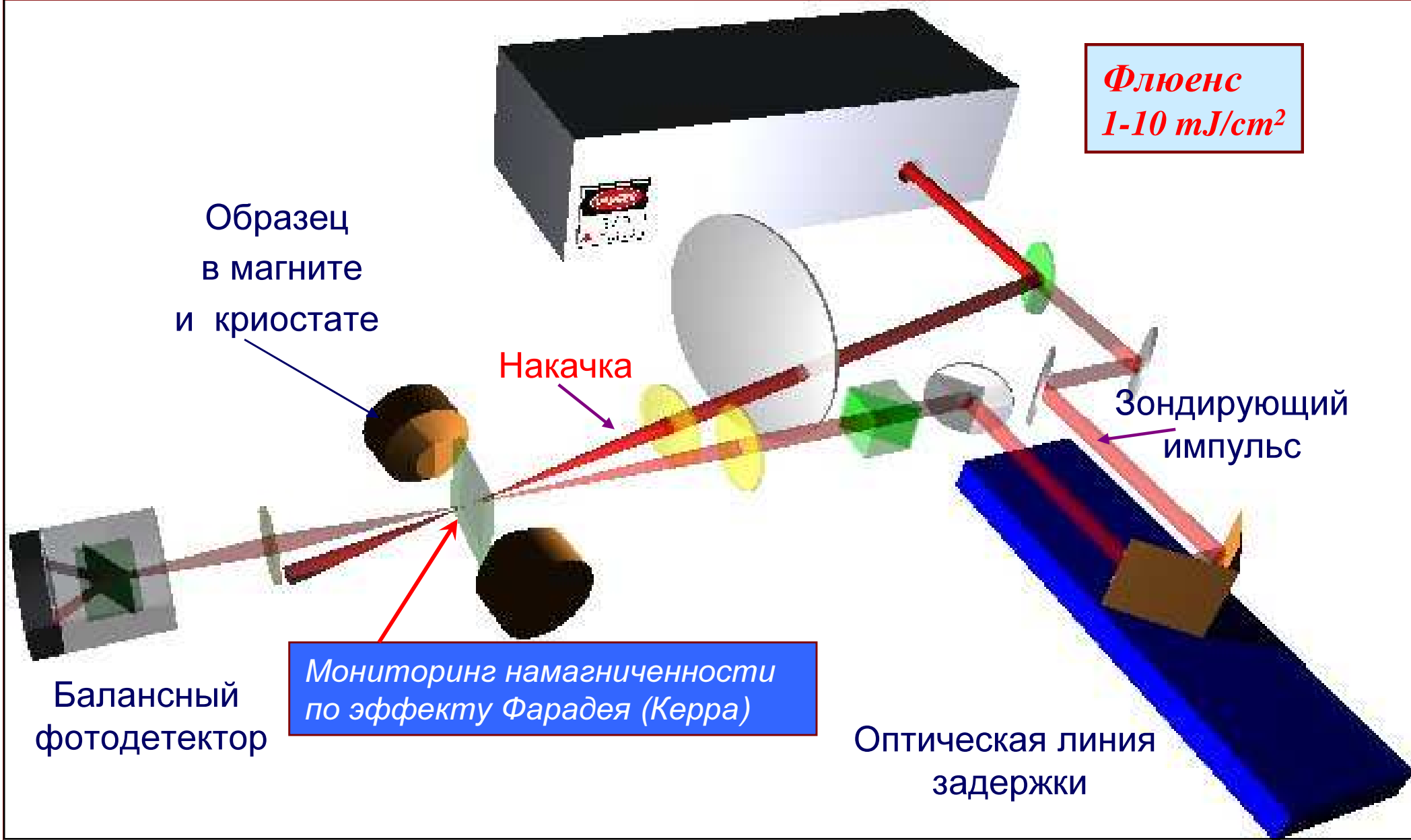
1 THz - 100 THz



**Сверхбыстрая
магнитная динамика**

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Титан - сапфировый лазер 100 фс (80 МГц, 1 кГц)



Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel

CI = 330

E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot

*Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, Unité Mixte 380046 CNRS-ULP-EHICS,
23, rue du Loess, 67037 Strasbourg Cedex, France*

(Received 17 October 1995)

The relaxation processes of electrons and spins systems following the absorption of femtosecond optical pulses in ferromagnetic nickel have been studied using optical and magneto-optical pump-probe techniques. The magnetization of the film drops rapidly during the first picosecond, but different electron and spin dynamics are observed for delays in the range 0–5 ps. The experimental results are adequately described by a model including three interacting reservoirs (electron, spin, and lattice). [S0031-9007(96)00167-6]

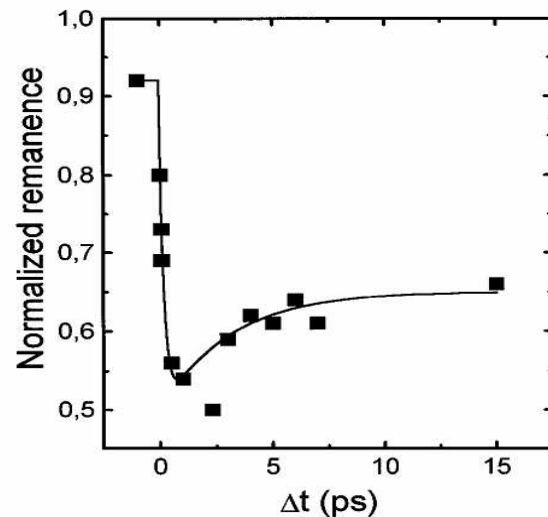


FIG. 2. Transient remanent longitudinal MOKE signal of a Ni(20 nm)/MgF₂(100 nm) film for 7 mJcm⁻² pump fluence. The signal is normalized to the signal measured in the absence of pump beam. The line is a guide to the eye.

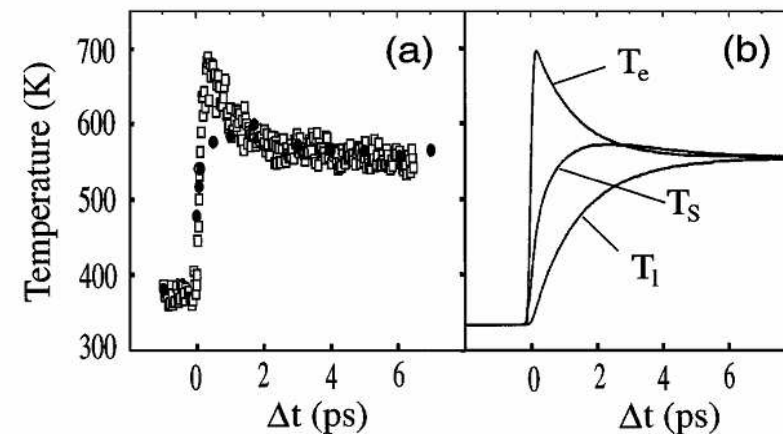
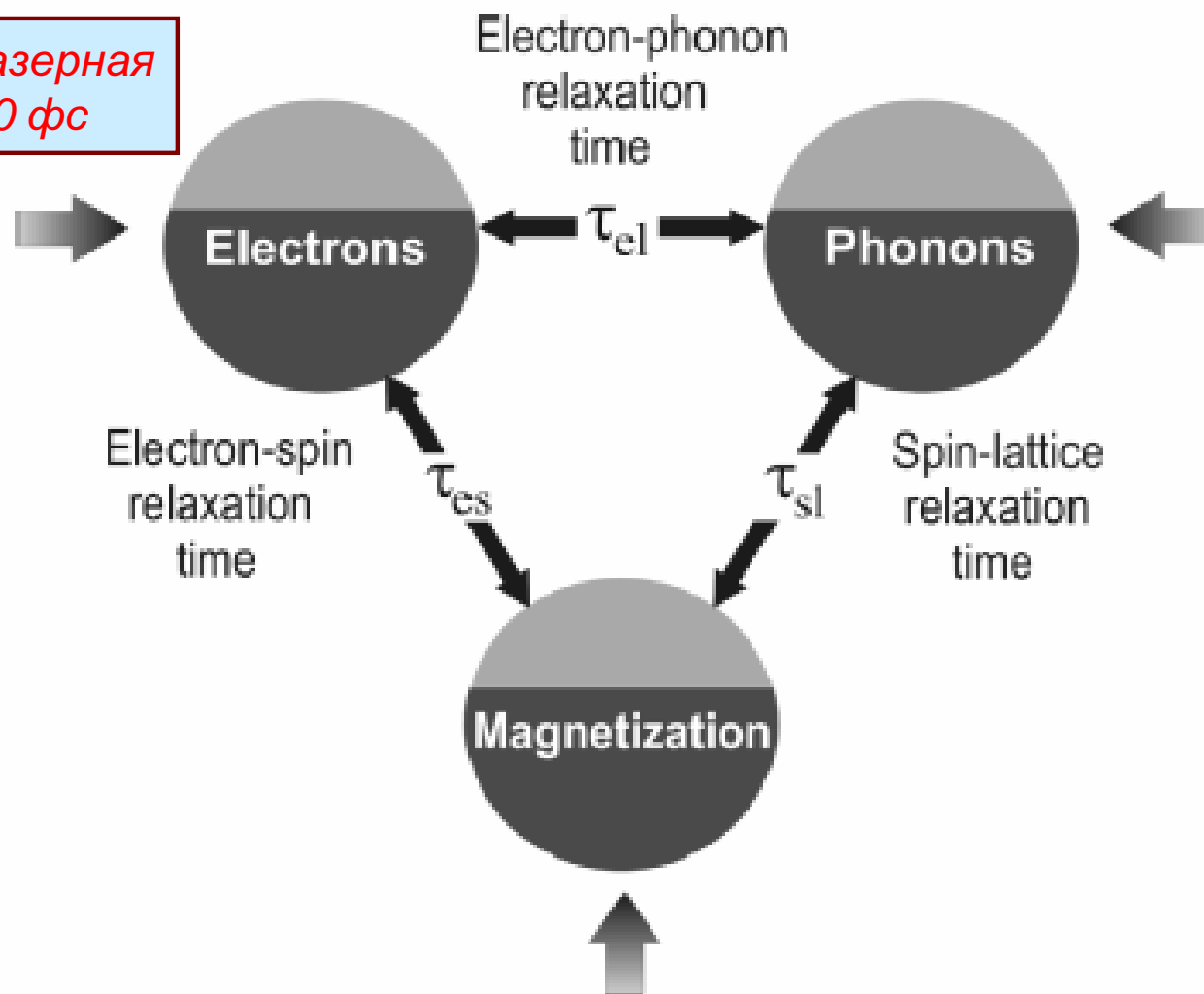


FIG. 3. (a) Experimental spin (T_s) and electron (T_e) temperatures estimated as explained in the text. The experimental conditions are those of Fig. 2. (b) Calculated spin (T_s), electron (T_e), and lattice (T_l) temperatures from Eqs. (1). The relevant parameters are given in the text.

Явление не зависит от поляризации света, т.е. является тепловым!

ТЕПЛОВЫЕ РЕЗЕРВУАРЫ В МАГНИТНОМ МАТЕРИАЛЕ

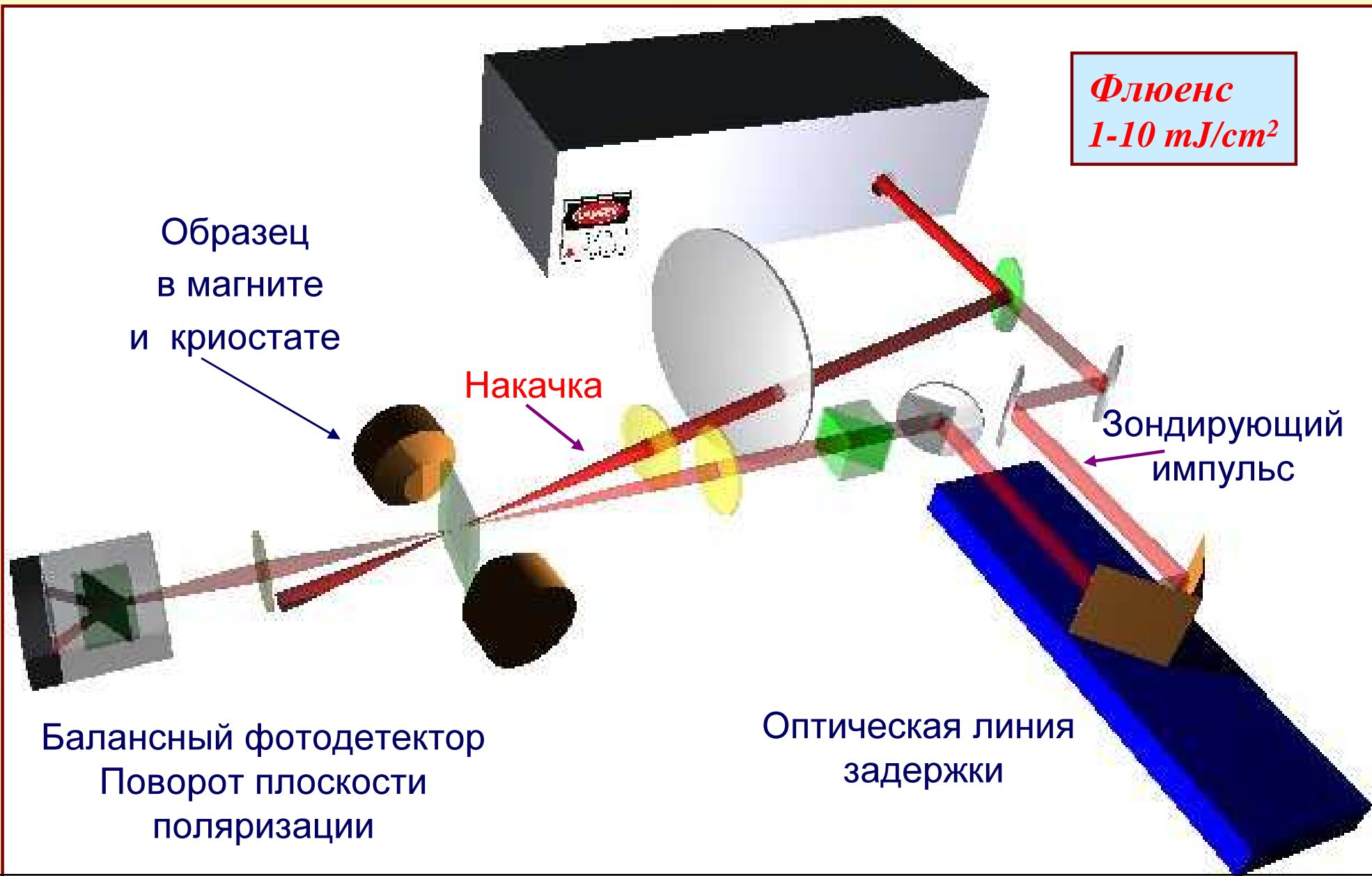
*Интенсивная лазерная
накачка ~ 100 фс*

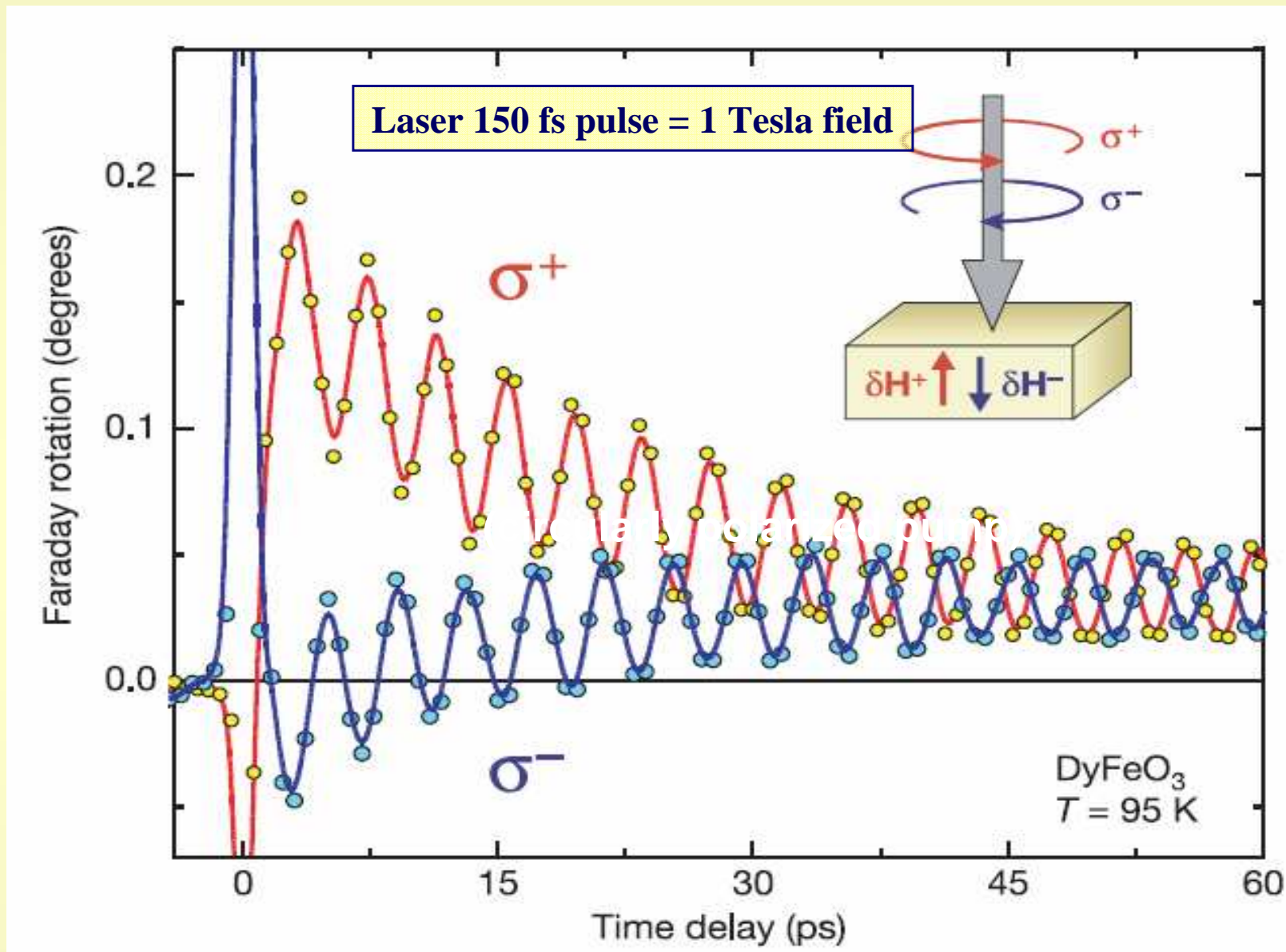


Накачка энергии в один из резервуаров приводит к неравновесному распределению возбуждений. Затем начинается процесс обмена энергией между резервуарами с характерными временами τ_{ij} .

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Титан - сапфировый лазер 150 фс (80 МГц, 1 кГц)



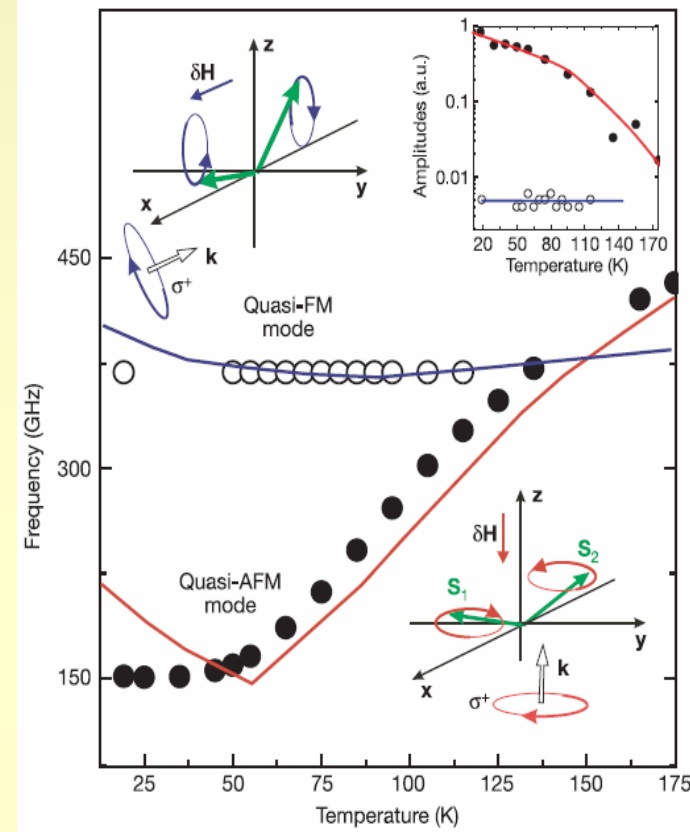
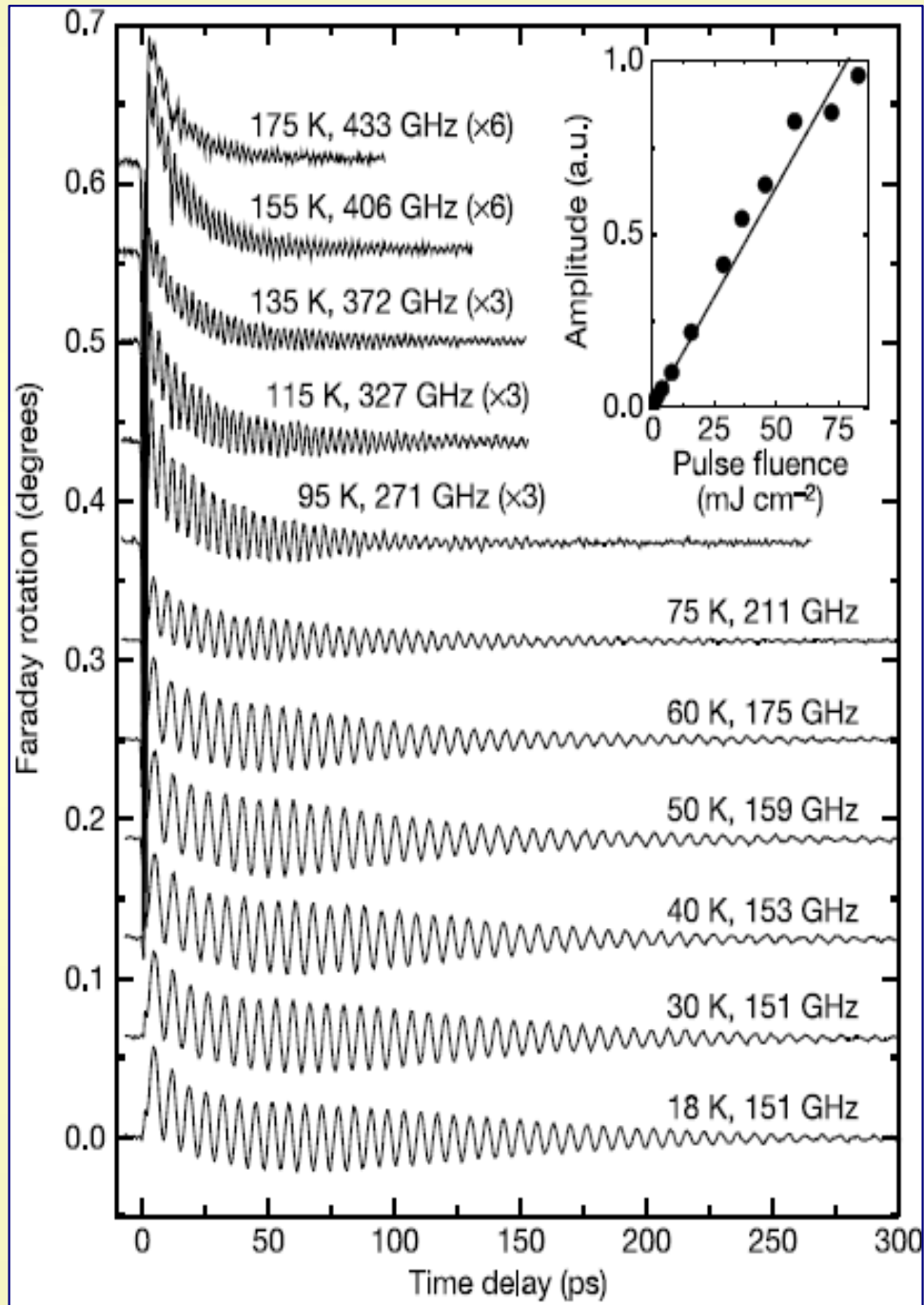


(2005)

Фаза наведенного вращения (осцилляции намагниченности) отличается на 180° для импульсов с правой и левой круговой поляризацией.

Это однозначно доказывает нетермическую природу явления!

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В DyFeO_3



Эти эксперименты однозначно доказали, что лазерный импульс с круговой поляризацией действует как сильный импульс магнитного поля (~ Тесла)

**Каким образом
свет может воздействовать
на магнитную систему?**

**Квантовая механика запрещает
прямое взаимодействие оптического
излучения со спином.**

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СИЛЫ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ

Л. П. Питаевский

Показано, что выражение для тензора натяжений переменного электрического поля в прозрачной среде с дисперсией совпадает с обычным выражением для недиспергирующей среды. Показано также, что у диэлектрической проницаемости, вещественной в том случае, если параметры среды не зависят от времени, появляется мнимая часть, когда эти параметры изменяются во времени. Получено выражение для тензора натяжений переменного электрического поля в прозрачной жидкости, находящейся в постоянном магнитном поле.

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ И ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ

$$W = (1/8\pi) [\varepsilon^+ | E^+(\omega) |^2 + \varepsilon^- | E^-(\omega) |^2],$$

where $\varepsilon^\pm = \varepsilon_{xx} \pm i \varepsilon_{xy}$, $E^\pm = E_{xx} \pm i E_{xy}$

Плотность энергии электр. поля свет. волны $E(\omega)$

$$\Delta n = n^+ - n^- = \sqrt{\varepsilon^+} - \sqrt{\varepsilon^-} = \sigma M(H_0)$$

Эффект Фарадея

$$M(0) = -\delta W / \delta H$$
$$= (1/8\pi) \sigma (|E^-(\omega)|^2 - |E^+(\omega)|^2)$$

Лазерно-наведенная намагниченность, (эффект Питаевского, обратный ЭФ)

$$E(\omega) \rightarrow M(0)!$$

Линейный эффект Фарадея
и нелинейный обратный эффект Фарадея (эффект Питаевского)
определяются одной и той же магнитооптической восприимчивостью σ !

**Стимулированное Рамановское рассеяние
в прозрачном слабом ферромагнетике FeVO_3**

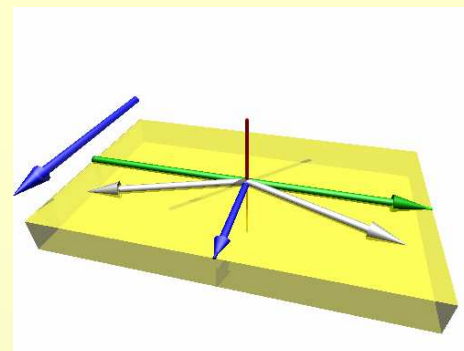
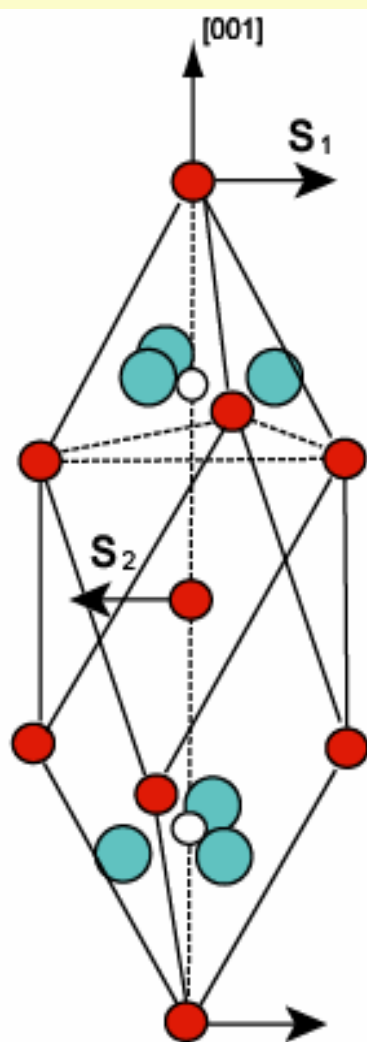
Impulsive Generation of Coherent Magnons by Linearly Polarized Light in the Easy-Plane Antiferromagnet FeBO_3

A. M. Kalashnikova,^{1,2} A. V. Kimel,¹ R. V. Pisarev,² V. N. Gridnev,² A. Kirilyuk,¹ and Th. Rasing¹

Это антиферромагнетик со слабым Ферромагнетизмом ниже $T_N=348\text{ K}$

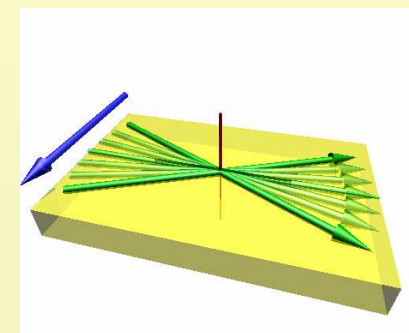
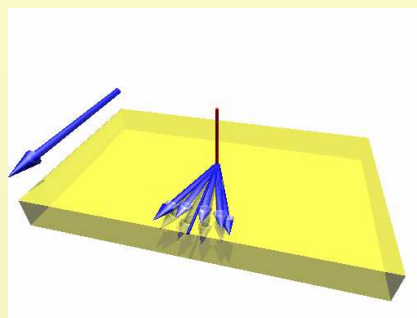
$$L = S_1 - S_2$$

$$M = S_1 + S_2$$



$$m_z(t) < m_y(t)$$

$$I_x(t) \gg m_{y,z}(t)$$



Частота

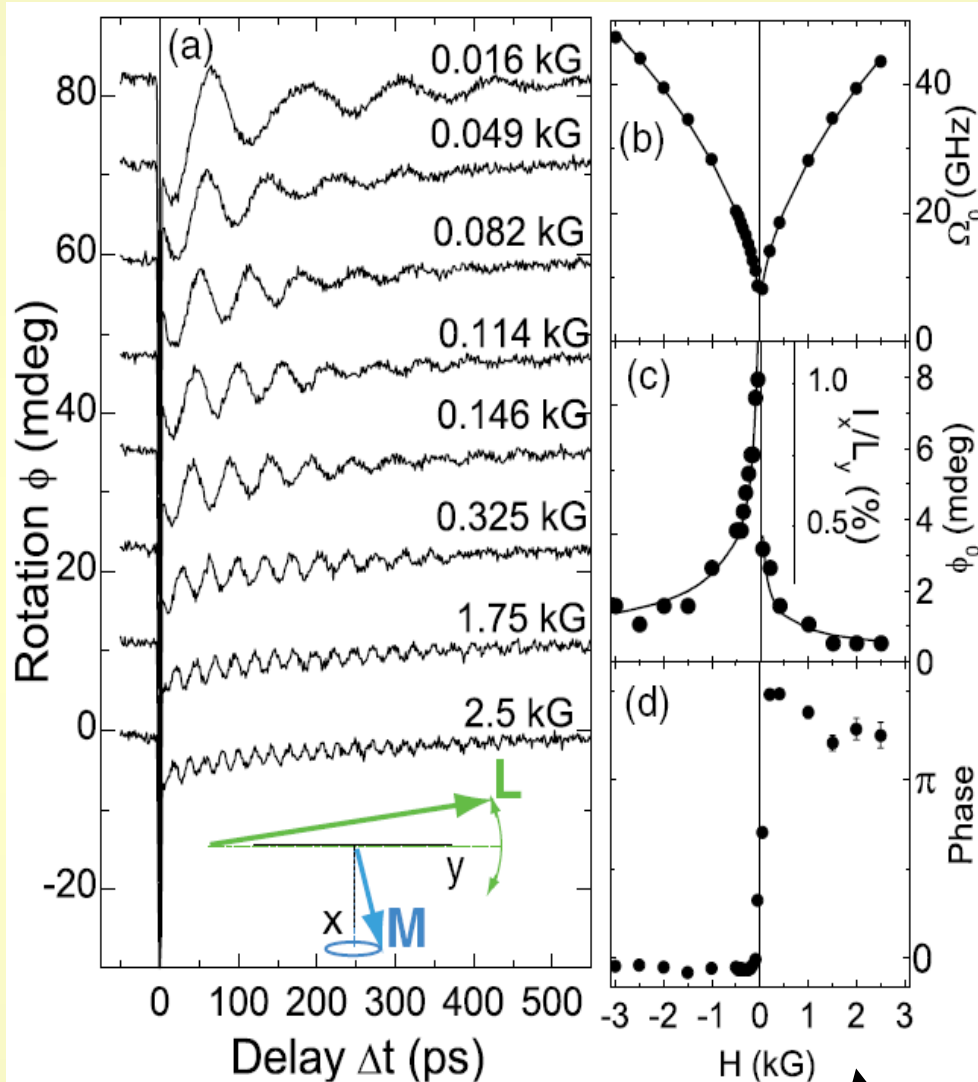


FIG. 1 (color online). (a) The probe polarization rotation vs the time delay between linearly polarized pump and probe pulses for different values of applied magnetic field. (b) Dependence of the oscillation frequency on the magnetic field (symbols) and the field dependence of the FMR mode frequency Ω_0 (1). (c) Experimental (symbols) and calculated with Eq. (6a) oscillation amplitude vs the magnetic field. (d) The initial phase of the oscillations vs the applied field.

$$\Omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + H_D) + 2H_E H_a}$$

Квази-ферромагнитная мода

Фаза

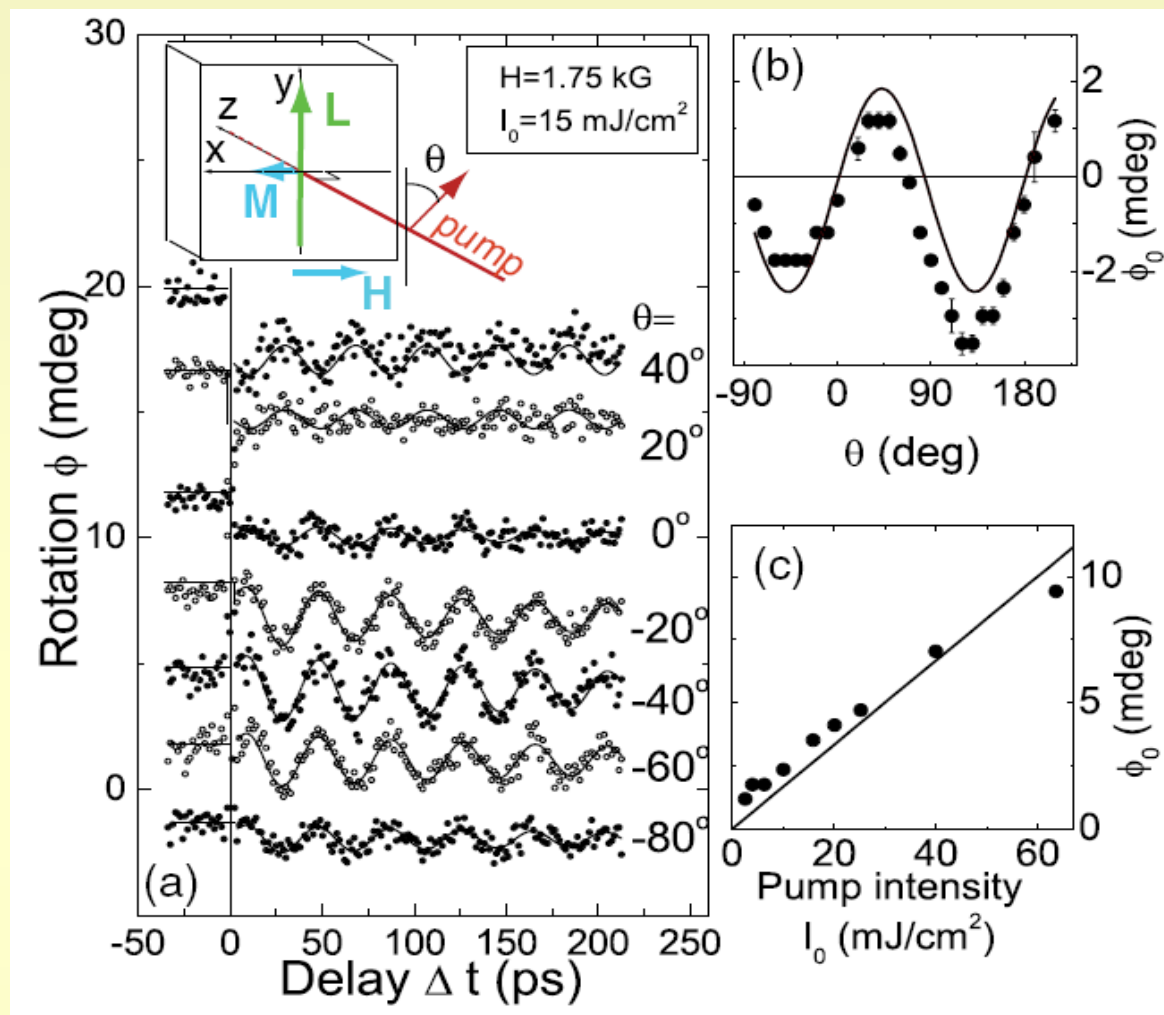
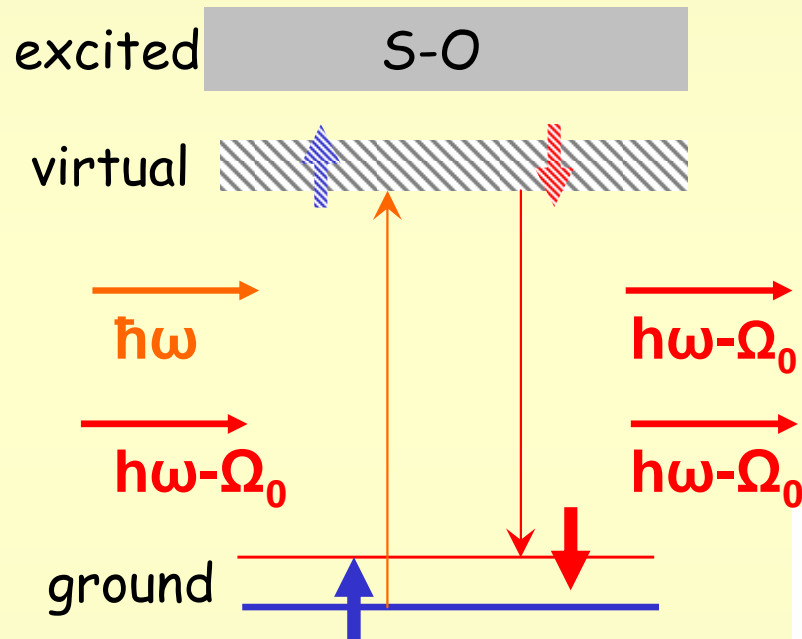


FIG. 2 (color online). (a) The probe polarization rotation vs the time delay between pump and probe pulses for different linear polarizations of the pump (see inset). The oscillation amplitude vs (b) the polarization and (c) intensity of the pump (symbols) and fit with Eq. (6a). (d–e) The rotation of the probe polarization vs the time delay for opposite helicities of the pump pulses propagating along the z and y axes.

Взаимодействие короткого лазерного импульса с магнитной средой

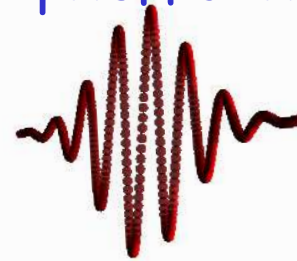
Рамановское рассеяние на магнонах



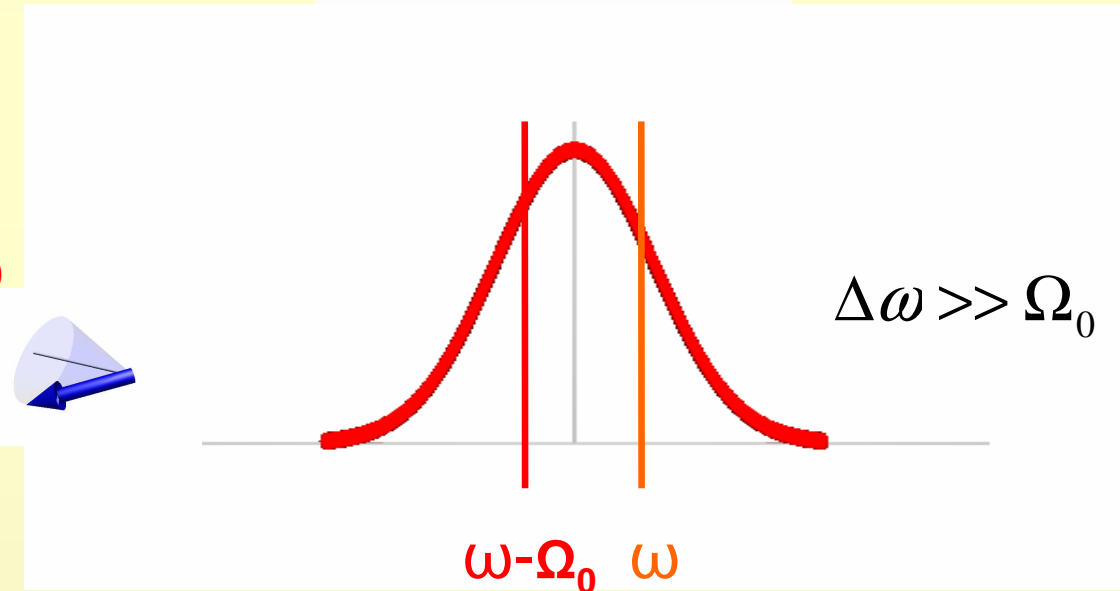
$$\hbar\Omega_0 = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$$

Ω_0 - Частота магнона

Лазерный импульс короче, чем период спиновой прецессии

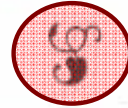


$$\Delta t \ll \tau$$



Импульсное стимулированное рамановское рассеяние

Этот механизм радикально отличается от обратного эффекта Фарадея



Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO₃

A. M. Kalashnikova,^{1,2} A. V. Kimel,¹ R. V. Pisarev,² V. N. Gridnev,² P. A. Usachev,² A. Kirilyuk,¹ and Th. Rasing¹

¹*IMM, Radboud University Nijmegen, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands*

²*A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia*

(Received 14 June 2008; revised manuscript received 4 August 2008; published 2 September 2008)

Phenomenological theory for coherent magnon generation through impulsive stimulated Raman scattering

V. N. Gridnev*

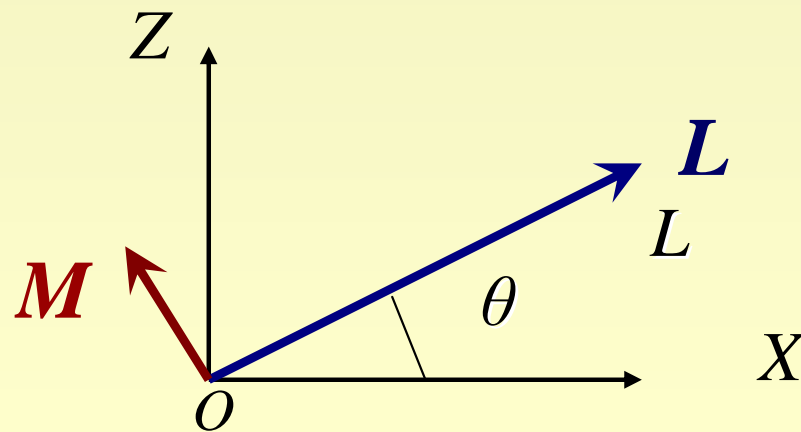
Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

(Received 25 October 2007; revised manuscript received 30 January 2008; published 21 March 2008)



**Сверхбыстрые
фазовые переходы**

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ОРТОФЕРРИТАХ



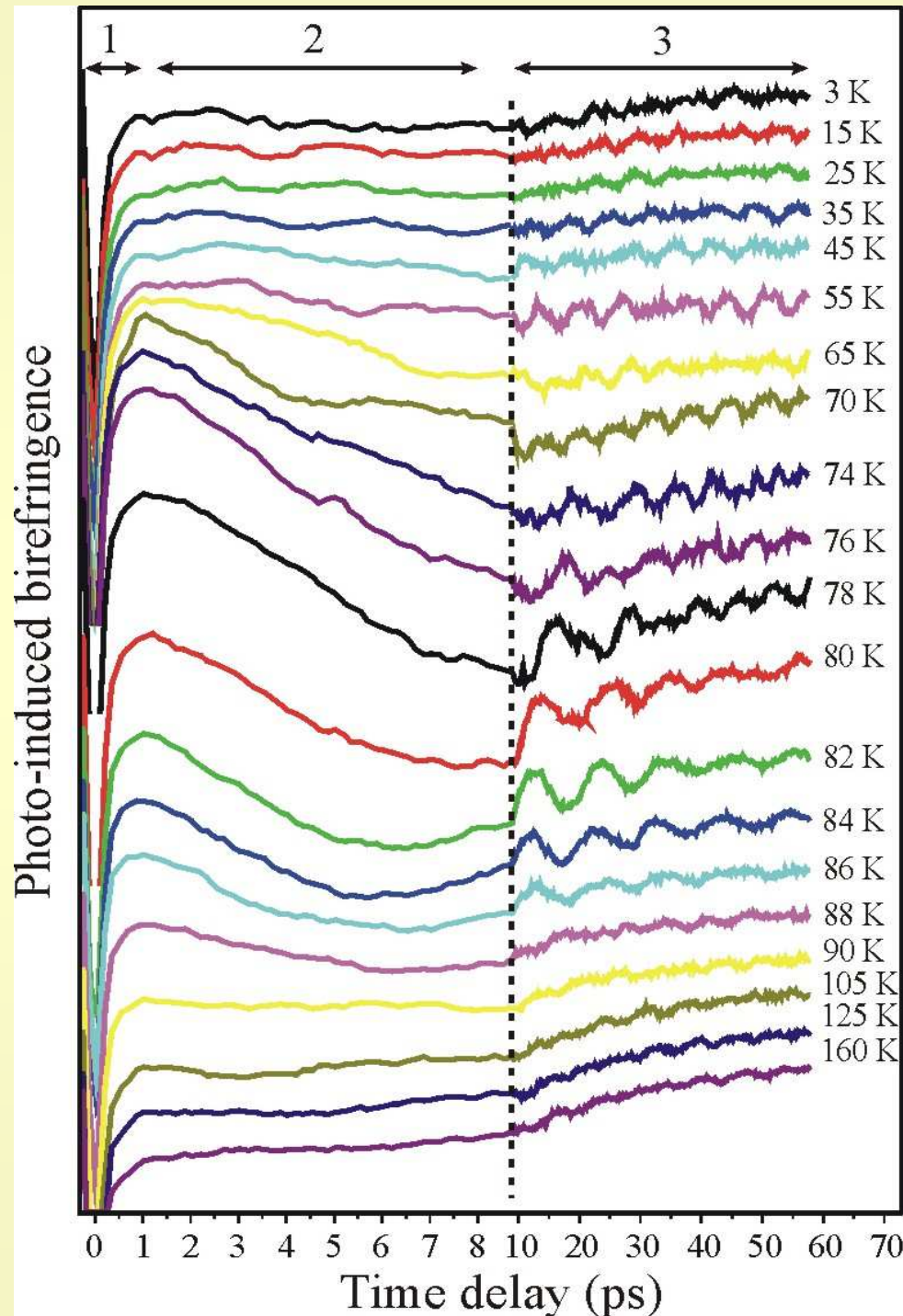
$$\Phi(T) = \Phi_0 + K_2(T)\sin^2\theta + K_4\sin^4\theta$$

$$\Gamma_4(G_x F_z) : \theta = 0, T \geq T_2$$

$$\Gamma_2(G_z F_x) : \theta = 1/2\pi, T \leq T_1$$

$$\Gamma_{24} : \sin^2\theta = K_2(T)/2K_4, T_1 \leq T \leq T_2$$

ФОТОНАВЕДЕННАЯ ПРЕЦЕССИЯ В $TmFeO_3$

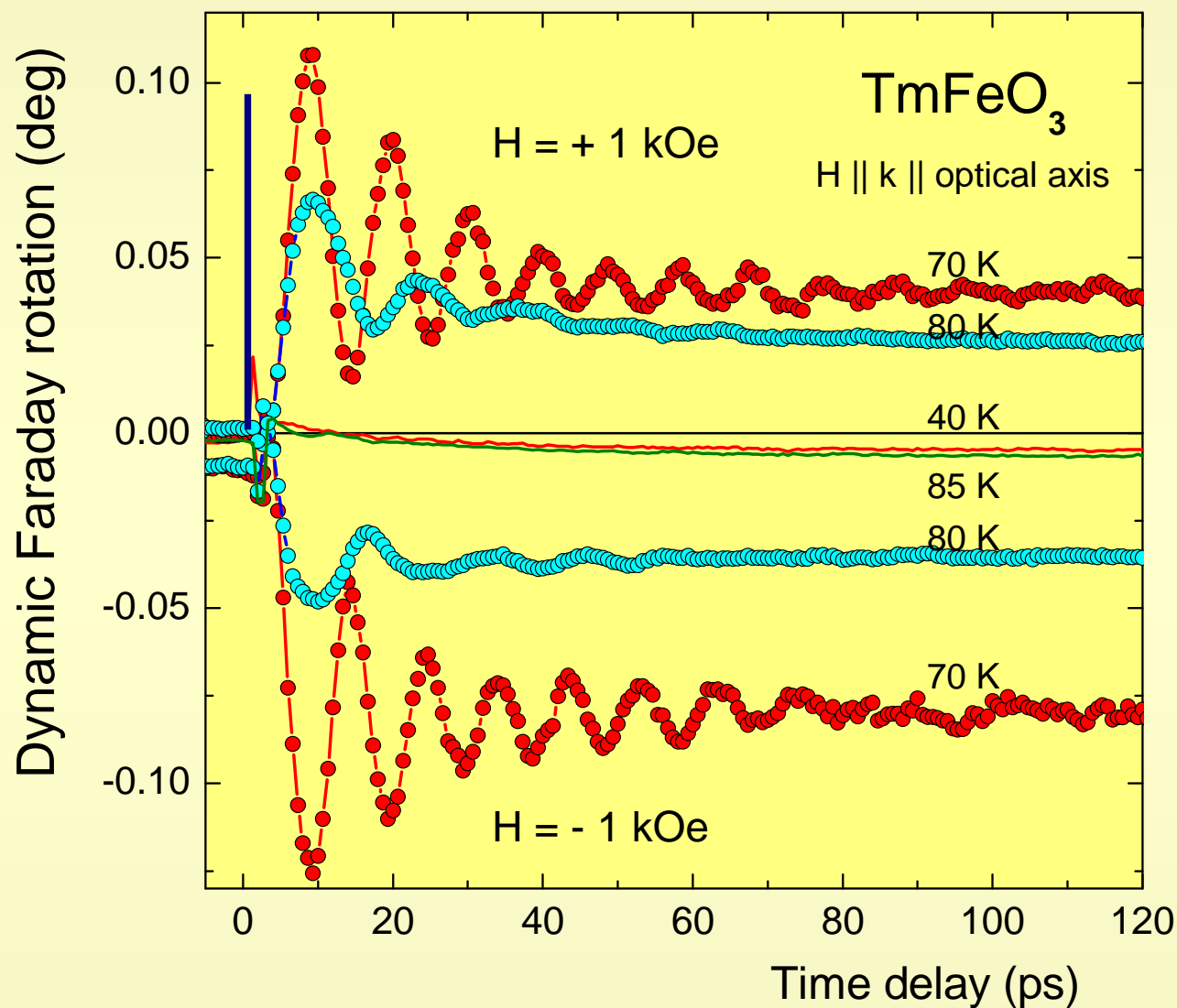


1. Первое наблюдение в диэлектрике.
2. Первое наблюдение в антиферромагнетике.
3. Быстрая $\tau \sim 0.3$ пс электрон-фононная термализация.
4. Вращение АФМ вектора $\tau \sim 5$ пс.
5. Когерентные осцилляции АФМ вектора $\tau \sim 10$ пс.
6. Эффект имеет тепловую природу (не зависит от поляризации накачки).

A. Kimel et al. Nature (2004)



ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В TmFeO_3

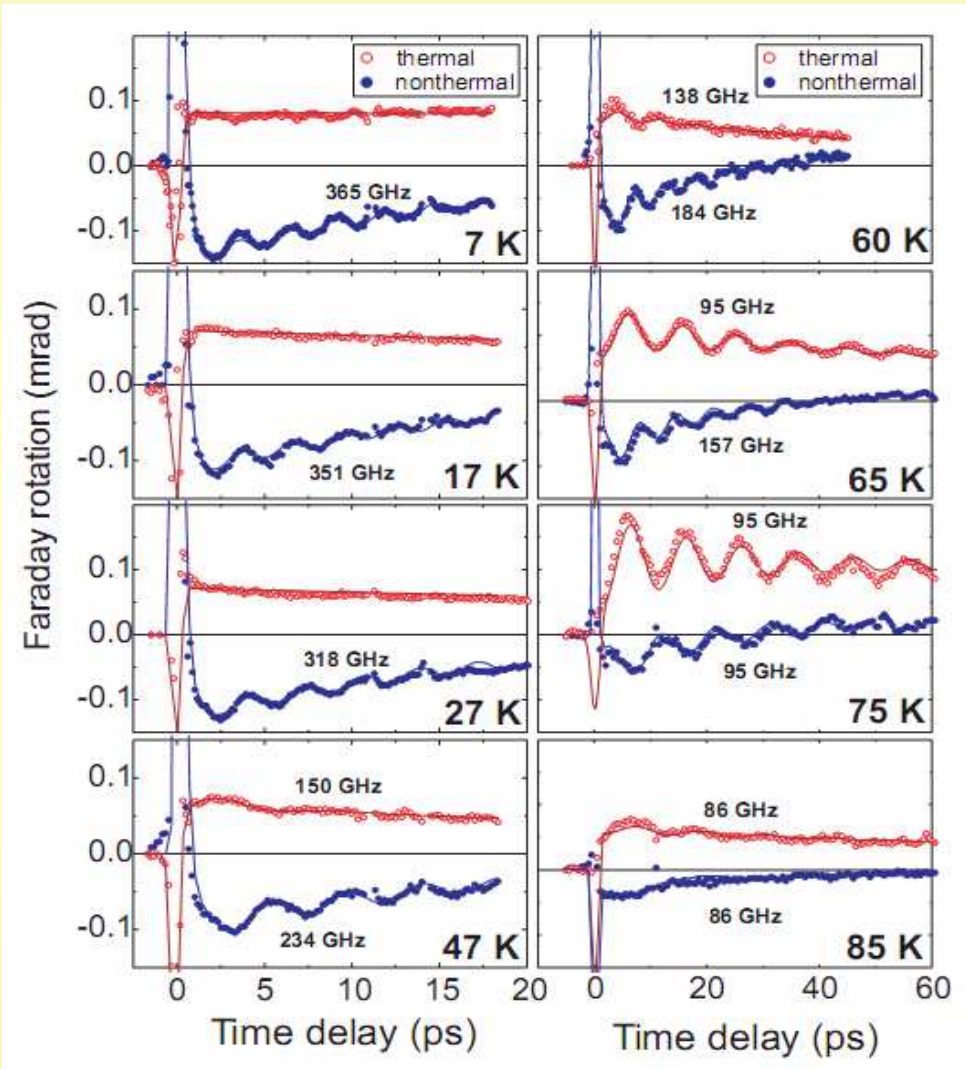
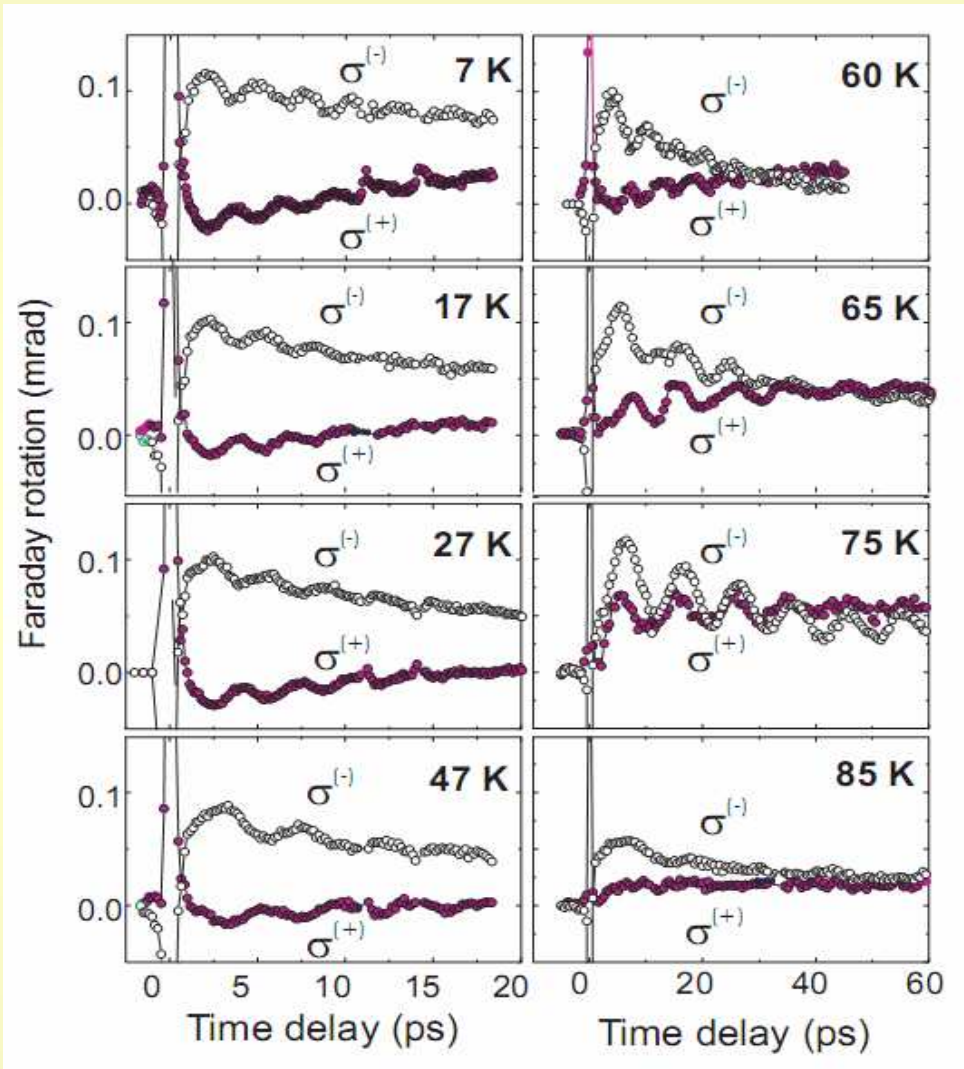


Phys. Rev. B (2006)

Термически-индуцированные когерентные осцилляции векторов \mathbf{L} и вектора \mathbf{M} в области спиновой переориентации.

Выделение термических и нетермических механизмов воздействия на намагниченность в $TmFeO_3$.

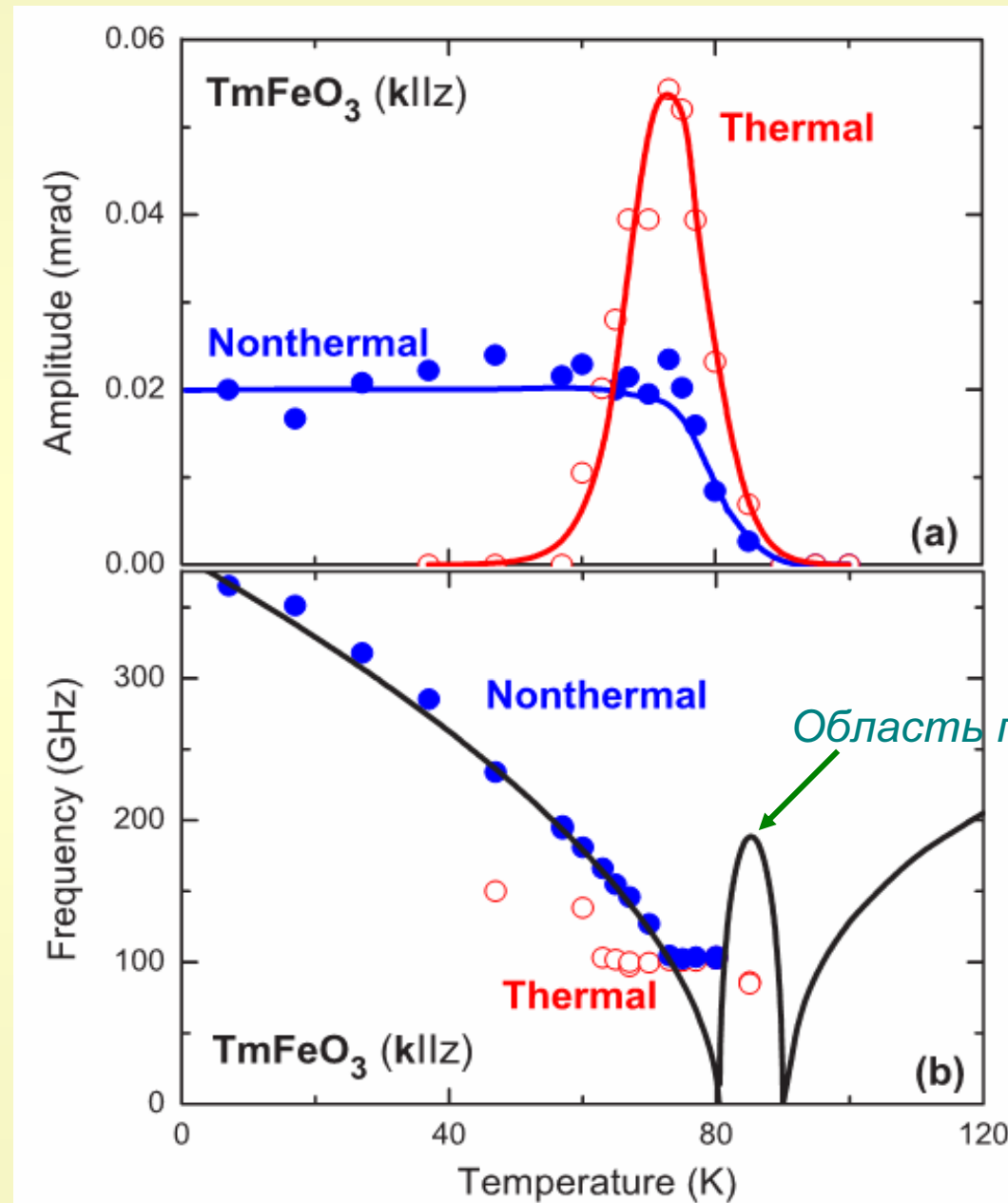
Использование экспериментов с σ^+ и σ^- импульсами.



$$\delta M_{th} \propto \alpha_F(\sigma^-) + \alpha_F(\sigma^+)$$

$$\delta M_{nonth} \propto \alpha_F(\sigma^-) - \alpha_F(\sigma^+)$$

РАЗДЕЛЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКИХ И НЕТЕРМИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ



**Инерционное движение
спинов в антиферромагнетиках**

Inertia-driven spin switching in antiferromagnets

A. V. Kimel^{1*}, B. A. Ivanov², R. V. Pisarev³, P. A. Usachev³, A. Kirilyuk¹ and Th. Rasing¹

В антиферромагнетиках обменное взаимодействие между спинами может служить источником инерционного движения. За время действия короткого 100 фс импульса поля спины незначительно меняют свою ориентацию, но при этом приобретают достаточный момент для продолжения инерционного движения, преодоления потенциального барьера и перехода в новое метастабильное состояние после окончания действия импульса.

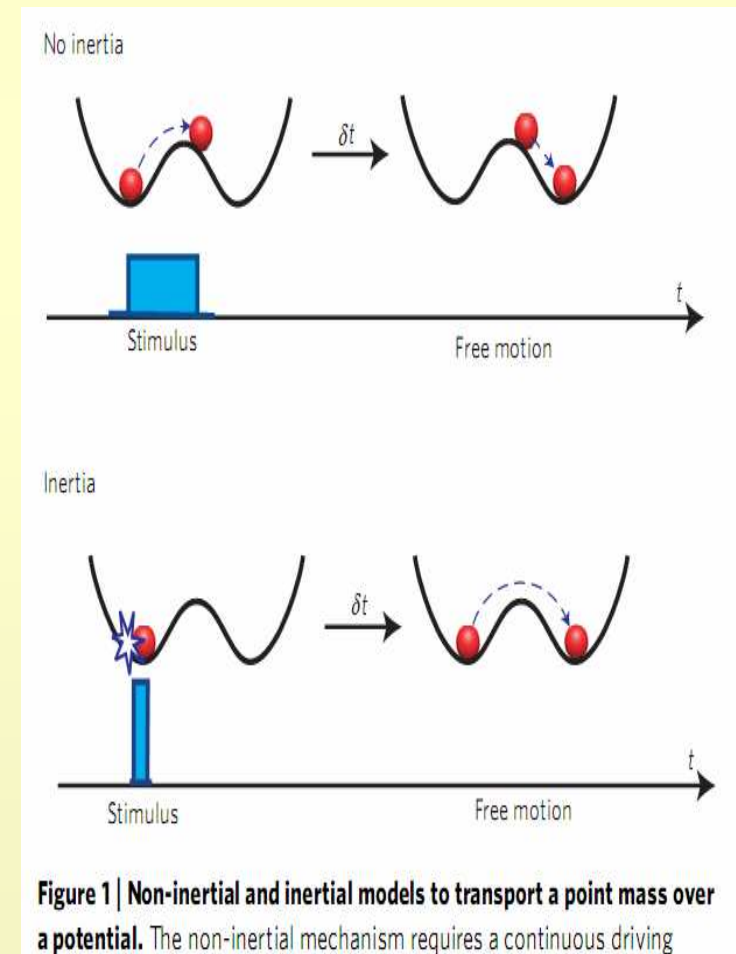


Figure 1 | Non-inertial and inertial models to transport a point mass over a potential. The non-inertial mechanism requires a continuous driving

ЛАГРАНЖИАН АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

$$L = \frac{\hbar}{2\gamma H_e} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right) + \frac{\hbar}{H_e} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} (\mathbf{l} \times \mathbf{H}) \right) - W(\mathbf{l})$$

$$W(\mathbf{l}) = W_a(\mathbf{l}) + \frac{\gamma \hbar}{H_e} (\mathbf{H}(\mathbf{H}_D \times \mathbf{l}))$$

$W(\mathbf{l})$ есть потенциальная энергия, H_e and \mathbf{H} – обменное поле и внешнее поле. Лагранжиан включает кинетическую энергию $(d\mathbf{l}/dt)$ и соответственно уравнение движения есть уравнение второго порядка. Эти утверждения справедливы и для скошенных антиферромагнетиков.

ИНЕРЦИОННОЕ ДВИЖЕНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ВЕКТОРА

Лазерный импульс при распространении вдоль оси z действует как эффективное магнитное поле.

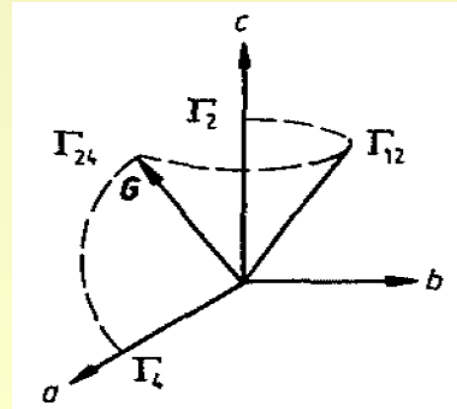
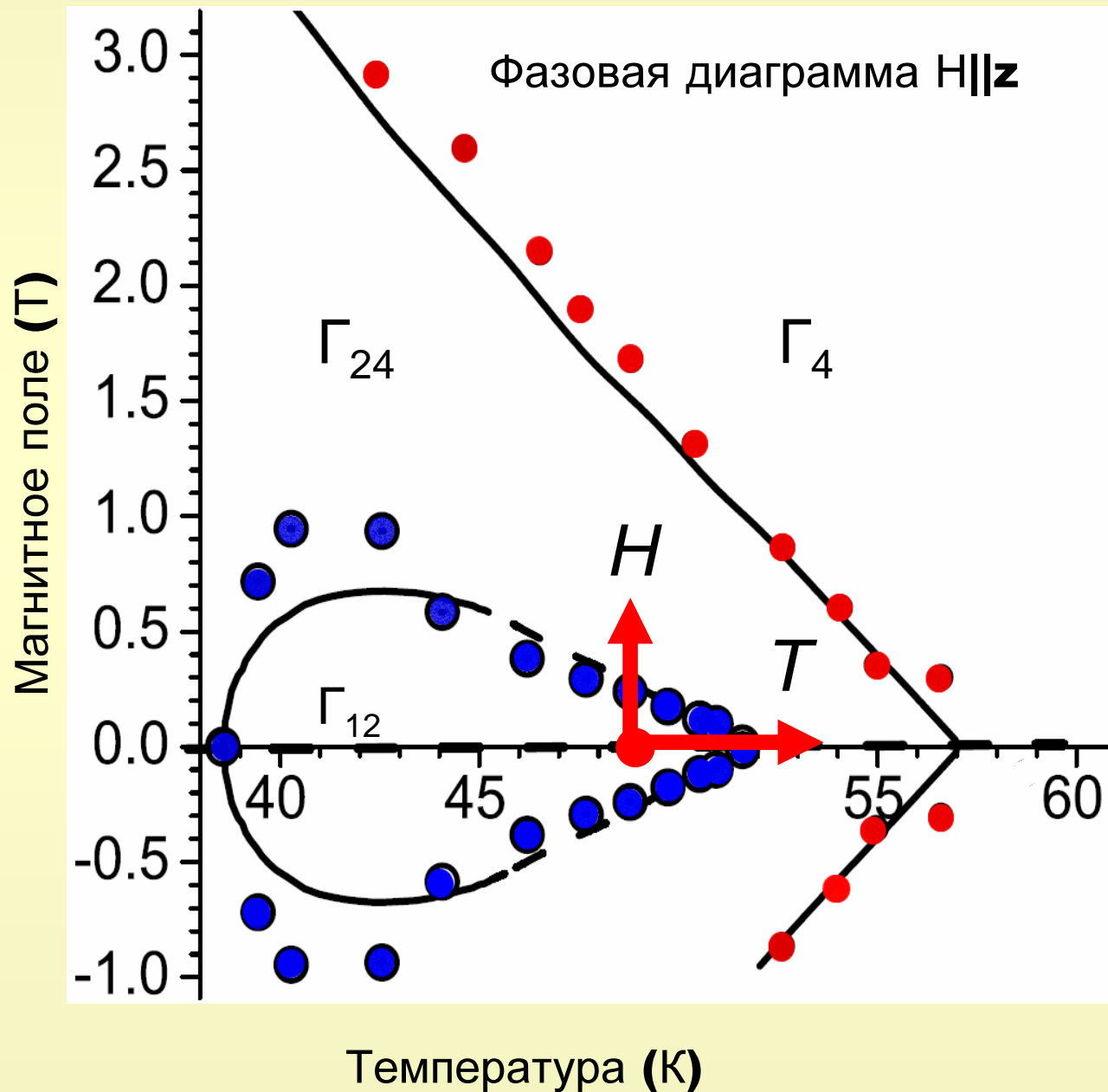
Антиферромагнитный вектор $\mathbf{l}(\varphi; \theta = \text{const})$ движется согласно

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\Gamma \frac{d\varphi}{dt} + \omega_0^2 \frac{dw(\varphi)}{d\varphi} + \frac{\gamma^2 H_D}{\sin\theta_0} H(t) \cos\varphi = 0$$

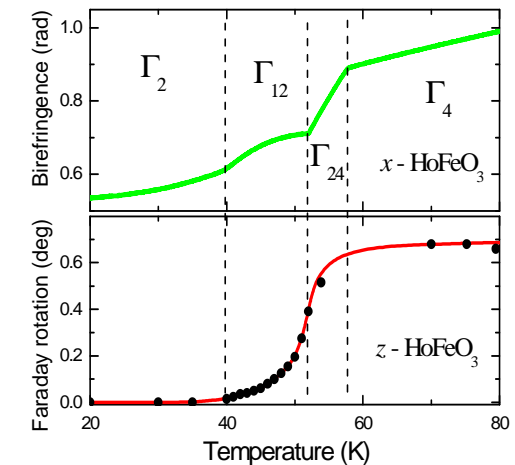
Ускорение $d^2\varphi/dt^2$ характеризует спиновую инерцию антиферромагнетика, Γ представляет вязкое затухание, $dw(\varphi)/d\varphi$ и H_D представляют восстанавливающую и вынуждающую силы, соответственно; $w(j)$ есть функция, пропорциональная энергии анизотропии при $\theta = \text{const}$, ω_0 есть частота нижней афм ветви.

В фазе Γ_{12} в основном состоянии $\varphi=0$, и магнитное поле действует как вынуждающая сила для “координаты” φ . В фазе Γ_{24} ($\theta=0$) влияние поля пренебрежимо мало.

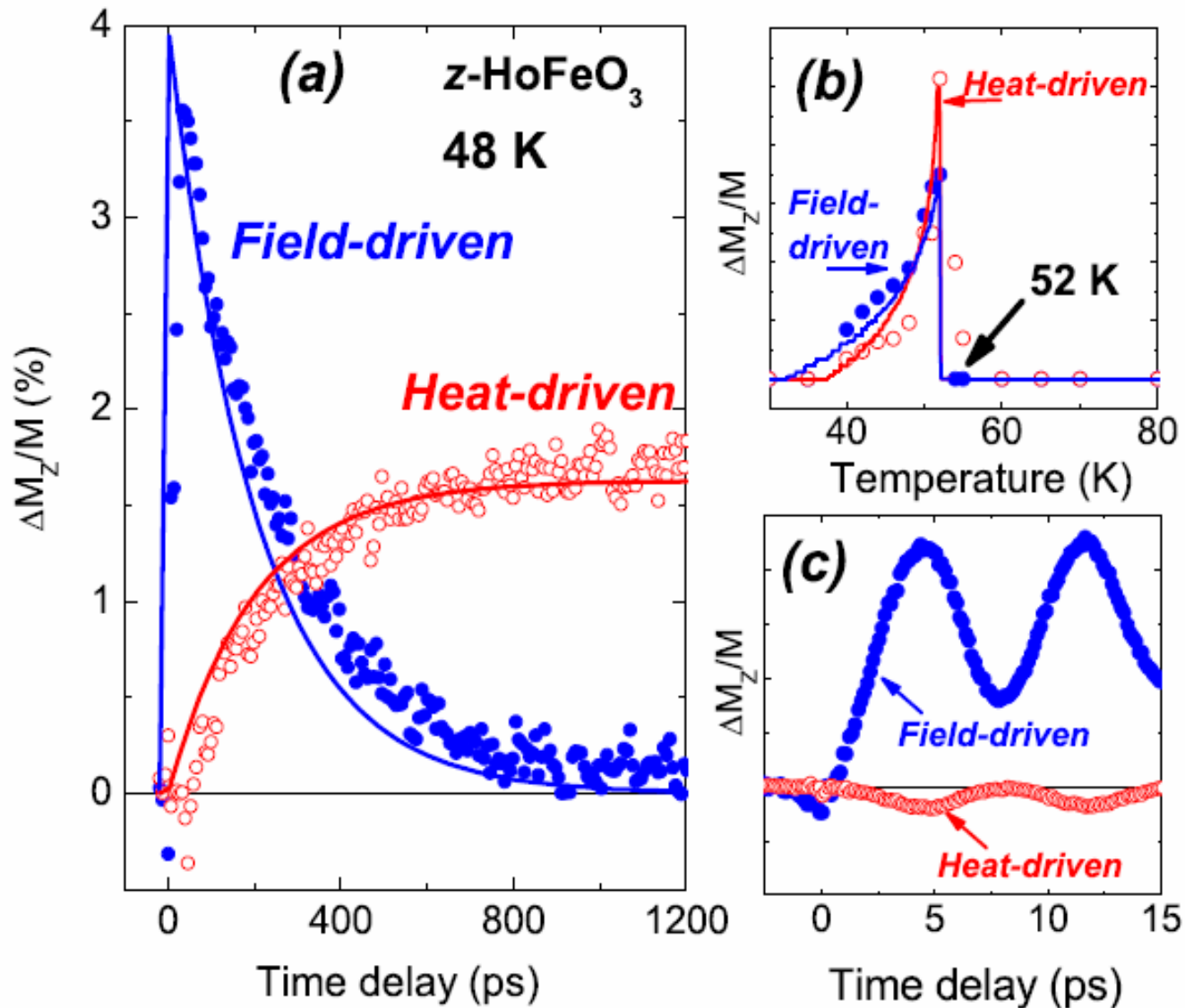
МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В HoFeO_3



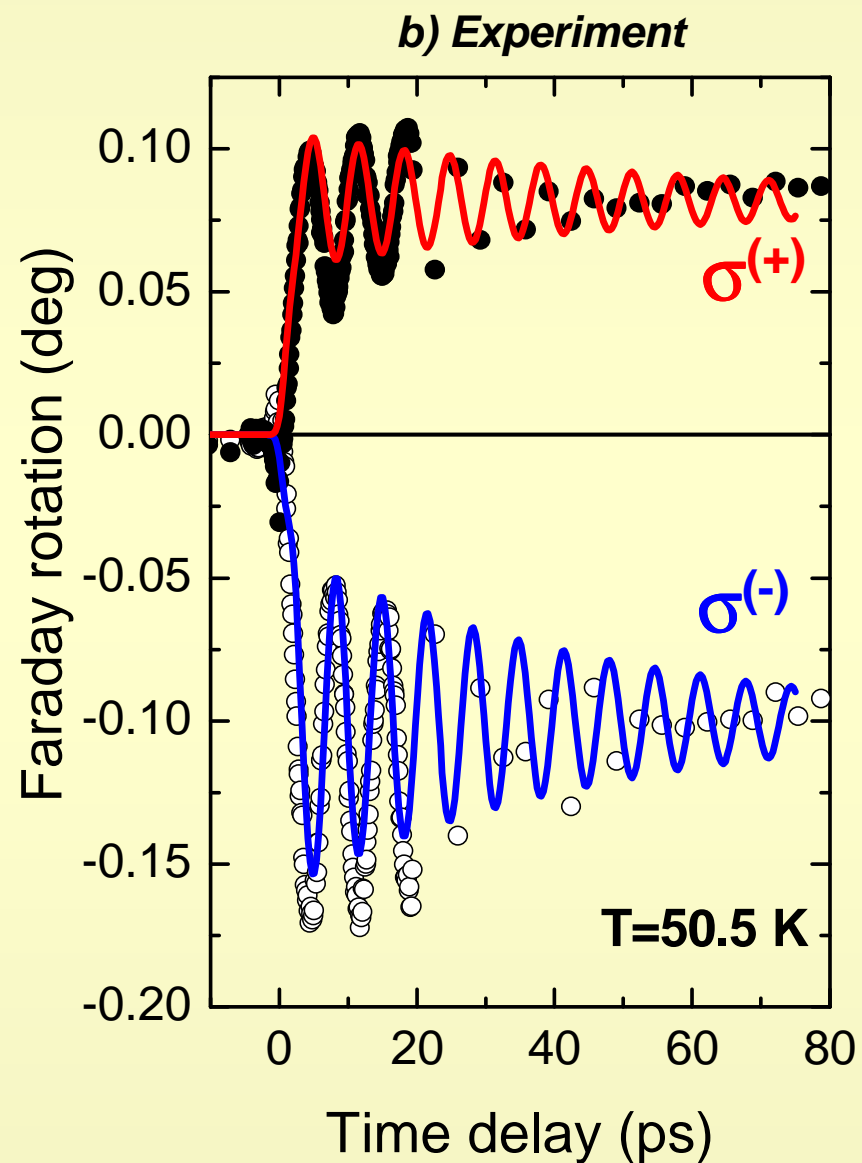
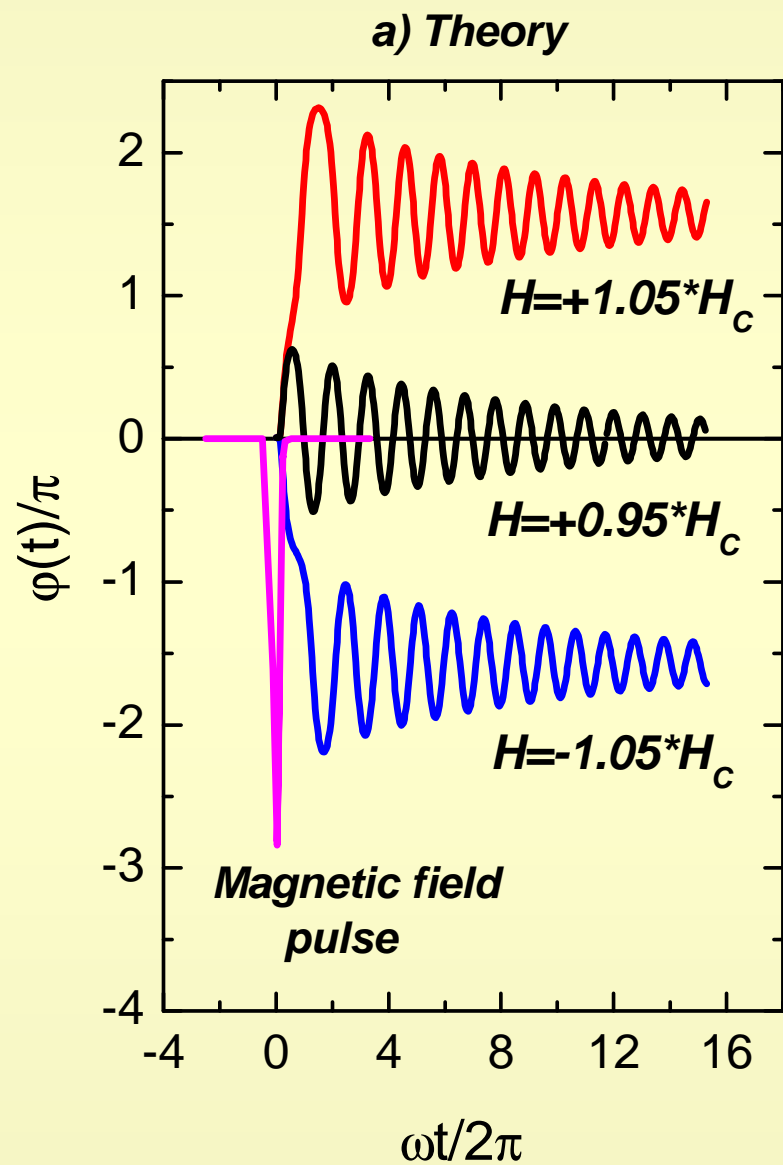
В HoFeO_3 спиновая переориентация происходит более сложным образом. Фазовые переходы имеют место при $T_3 = 39 \text{ K}$ (2 род), $T_2 = 51 \text{ K}$ (1 род), $T_1 = 58 \text{ K}$ (2 род).



ПОЛЕВАЯ И ТЕРМИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ИНДУЦИРОВАННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В HoFeO_3



Инерционный механизм фазового перехода в HoFeO_3



Ultrafast Generation of Ferromagnetic Order via a Laser-Induced Phase Transformation in FeRh Thin Films

Ganping Ju,^{1,*} Julius Hohlfeld,¹ Bastiaan Bergman,^{1,2} René J. M. van de Veerdonk,¹ Oleg N. Mryasov,¹ Jai-Young Kim,¹ Xiaowei Wu,¹ Dieter Weller,¹ and Bert Koopmans²

¹*Seagate Research, 1251 Waterfront Place, Pittsburgh, Pennsylvania 15222, USA*

²*Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, P.O. Box 513, 5600 MB, Eindhoven, The Netherlands*

(Received 9 March 2004; published 4 November 2004)

It is demonstrated that ultrafast generation of ferromagnetic order can be achieved by driving a material from an antiferromagnetic to a ferromagnetic state using femtosecond optical pulses. Experimental proof is provided for chemically ordered FeRh thin films. A subpicosecond onset of induced ferromagnetism is followed by a slower increase over a period of about 30 ps when FeRh is excited above a threshold fluence. Both experiment and theory provide evidence that the underlying phase transformation is accompanied, but not driven, by a lattice expansion. The mechanism for the observed ultrafast magnetic transformation is identified to be the strong ferromagnetic exchange mediated via Rh moments induced by Fe spin fluctuations.

Показано, что фемтосекундные оптические импульсы способны реализовать переход из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние в химически упорядоченных тонких пленках железо-родий FeRh. Эксперимент и теория доказывают, что в основе сверхбыстрого магнитного фазового перехода лежит сильный обмен через моменты Rh, наводимые спиновыми флюктуациями Fe.

Сверхбыстрый фазовый переход из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние

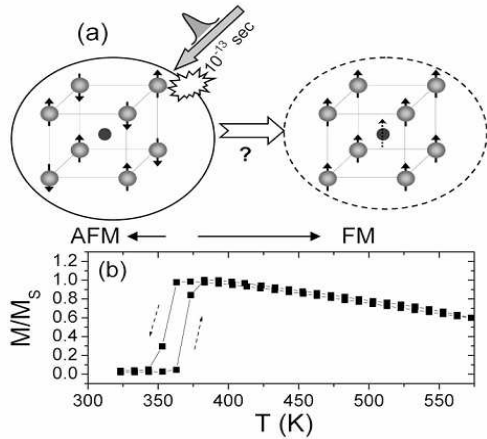


FIG. 1. (a) Schematic of the ultrafast generation of ferromagnetic order by inducing an AFM-FM transformation in FeRh when excited with femtosecond optical pulses. (b) Temperature dependence of the saturation magnetization of the annealed 100-nm-thick FeRh film.

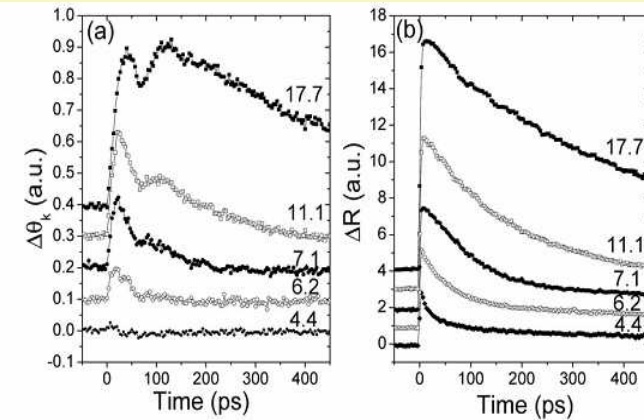
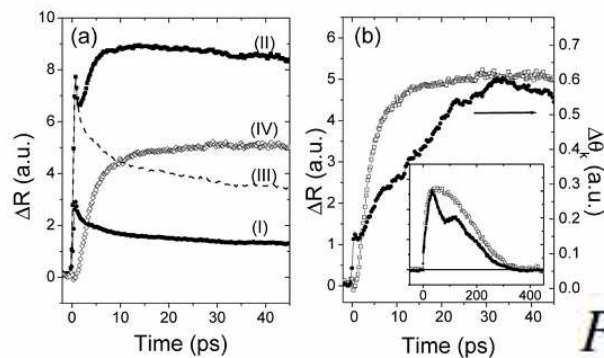


FIG. 2. Time evolution of (a) the transient Kerr effect $\Delta\theta_K(t)$ and (b) the transient reflectivity $\Delta R(t)$ as a function of pump fluences (labeled for each curve in mJ/cm^2). The curves are vertically displaced for clarity.



$$F_{tr} \sim 5.3 \text{ mJ}/\text{cm}^2$$

FIG. 3. (a) Transient reflectivity $\Delta R(t)$ at short times for subthreshold (I) and superthreshold fluence (II). The subthreshold $\Delta R(t)$ curve is normalized to the superthreshold curve [dashed line in (III)] and subtracted to reveal the nonelectronic lattice expansion contribution to $\Delta R(t)$ [open symbols in (IV)]. (b) Comparison of the dynamics of lattice expansion (open squares) and induced magnetization (solid circles), with the comparison at longer time scale shown in the inset.

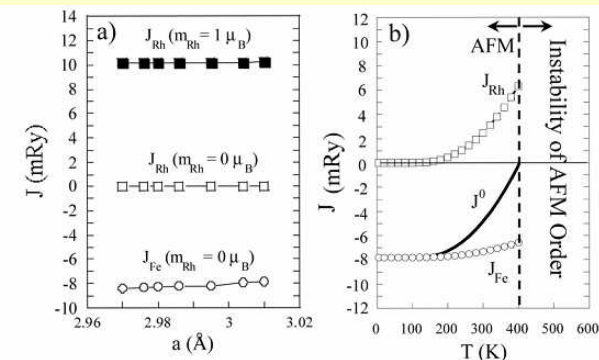
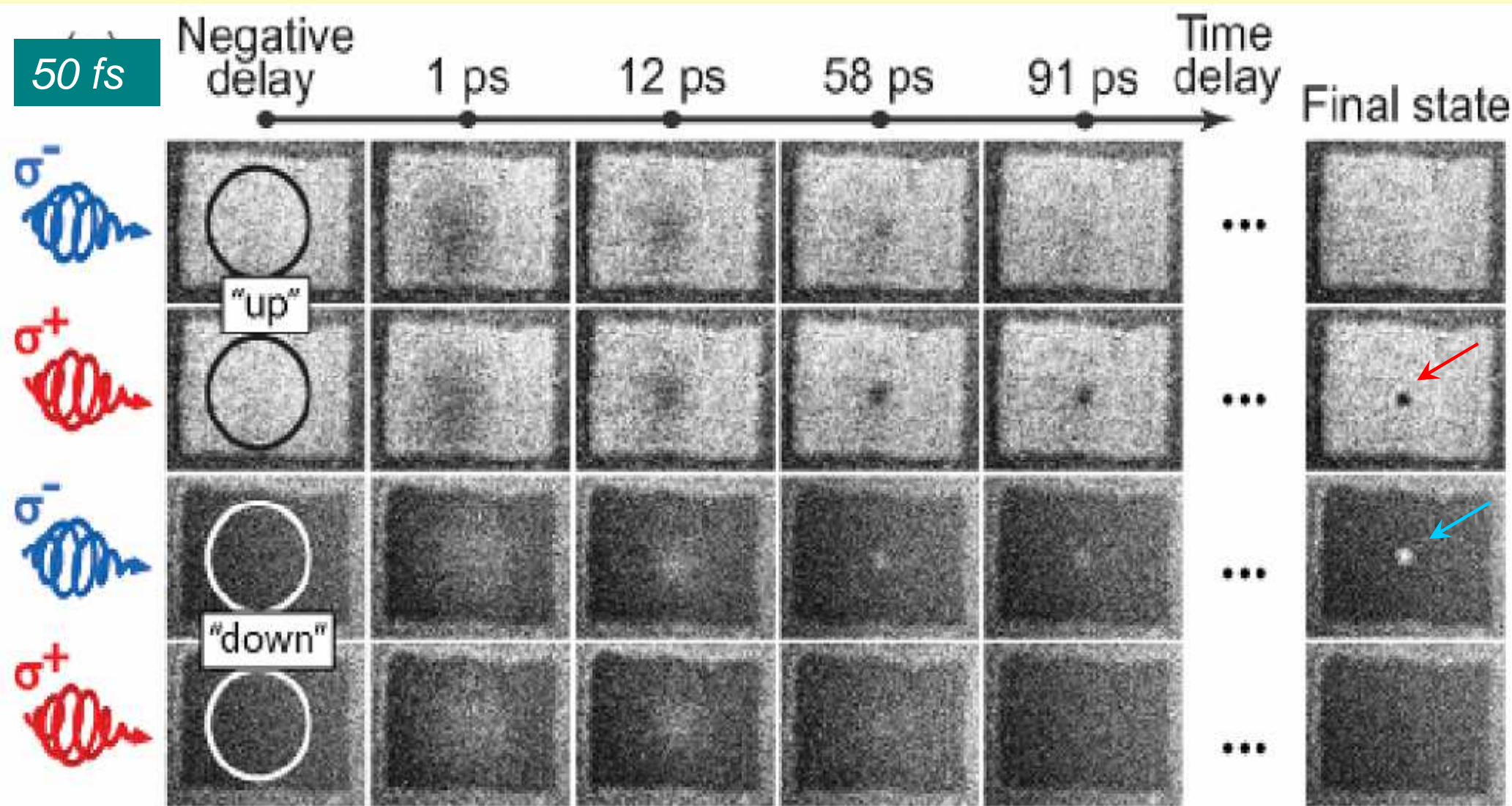


FIG. 4. (a) Lattice spacing (a) dependence of the competing AFM Fe-Fe exchange (J_{Fe}) and the effective Rh-moment mediated FM exchange (J_{Rh}), calculated for both $m_{\text{Rh}} = 0$ (AFM) and $m_{\text{Rh}} = 1 \mu_B$ (FM). (b) Temperature dependence of the exchange parameters: J_{Fe} , J_{Rh} , and the sum $J^0 = J_{\text{Fe}} + J_{\text{Rh}}$. The vertical dashed line separates regions of stable and unstable AFM order.



Ultrafast Path for Optical Magnetization Reversal via a Strongly Nonequilibrium State

K. Vahaplar,^{1,*} A. M. Kalashnikova,^{1,5} A. V. Kimel,¹ D. Hinzke,² U. Nowak,² R. Chantrell,³ A. Tsukamoto,^{4,6} A. Itoh,⁴
 A. Kirilyuk,¹ and Th. Rasing¹



Ultrafast Path for Optical Magnetization Reversal via a Strongly Nonequilibrium State

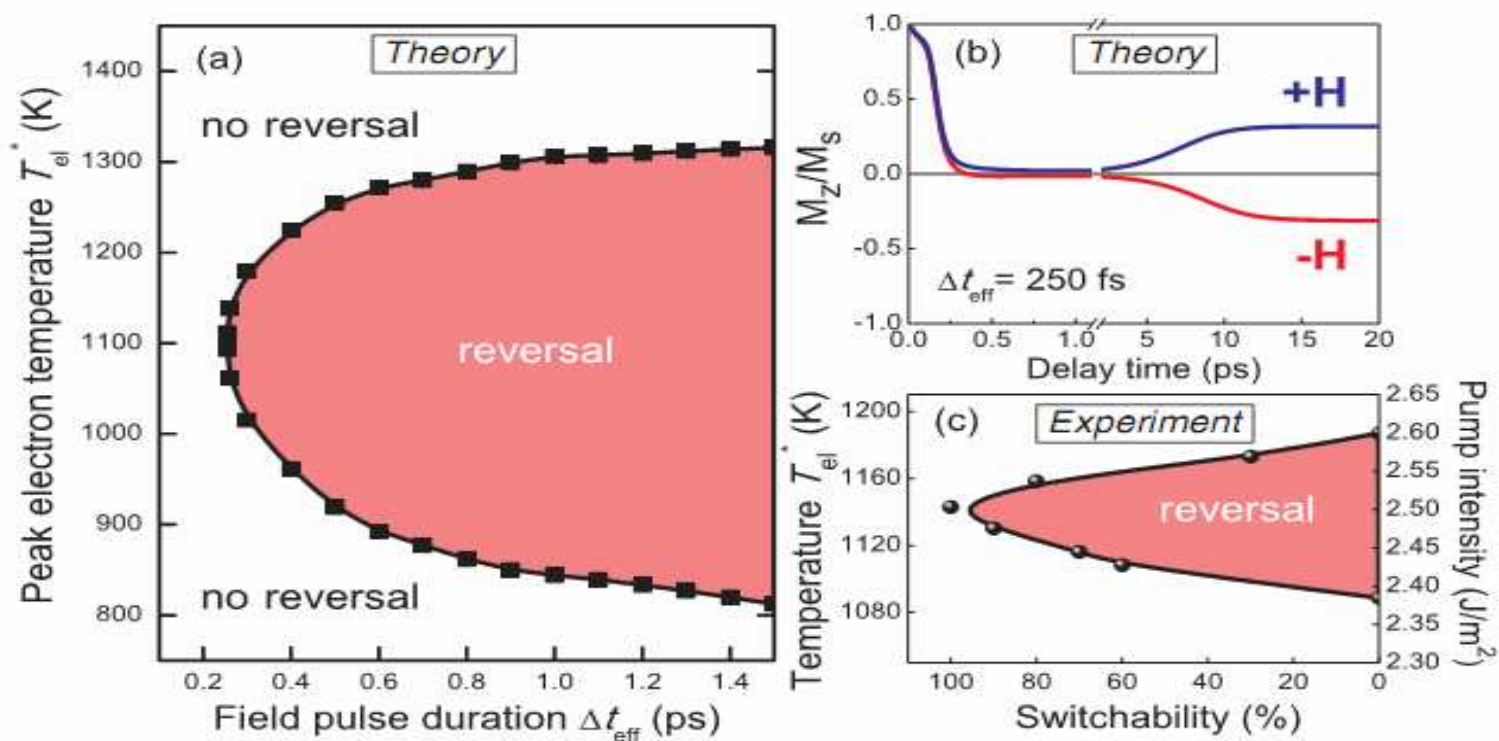


FIG. 2 (color). (a) Phase diagram showing the magnetic state of the $(30 \text{ nm})^3$ volume achieved within 10 ps after the action of the optomagnetic pulse with parameters $H_{eff} = 20 \text{ T}$, Δt_{eff} , and T_{el}^* . (b) The averaged z component of the magnetization versus delay time as calculated for 250 fs magnetic field pulses $H_{eff} = \pm 20 \text{ T}$ and $T_{el}^* = 1130 \text{ K}$. (c) Switchability versus the pump intensity for $\text{Gd}_{22}\text{Fe}_{68.2}\text{Co}_{9.8}$ at room temperature. We calculated the peak electron temperature T_{el}^* using C_e . Note that in this range of intensities the amplitude of the effective light-induced magnetic field varies within 19.2–20.8 T.

Femtosecond modification of electron localization and transfer of angular momentum in nickel

C. STAMM¹, T. KACHEL¹, N. PONTIUS¹, R. MITZNER^{1,2}, T. QUAST¹, K. HOLLDACK¹, S. KHAN^{1*}, C. LUPULESCU^{1†}, E. F. AZIZ¹, M. WIETSTRUK¹, H. A. DÜRR^{1‡} AND W. EBERHARDT¹

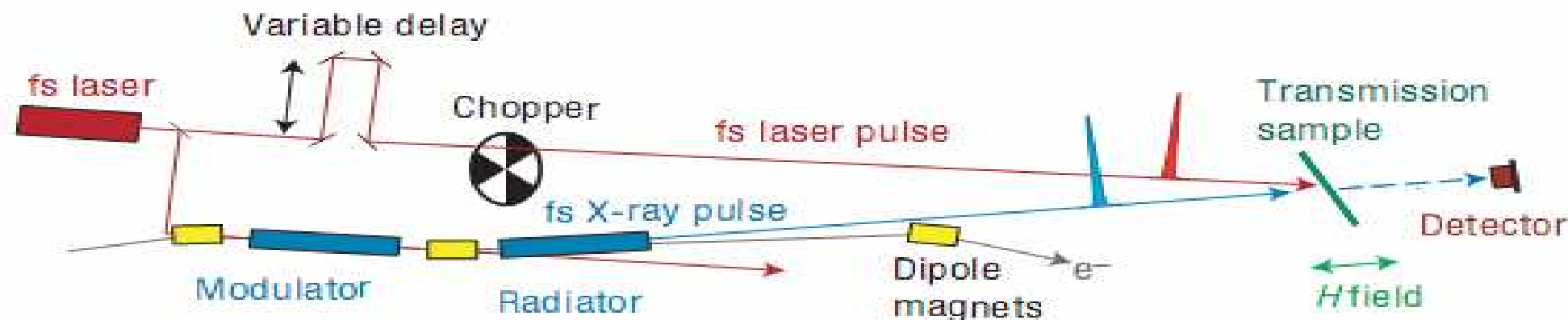
¹BESSY GmbH, Albert-Einstein-Str. 15, 12489 Berlin, Germany

²Physikalisches Institut der Universität Münster, Wilhelm-Klemm-Str. 10, 48149 Münster, Germany

*Present address: Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Luruper Chaussee 145, 22761 Hamburg, Germany

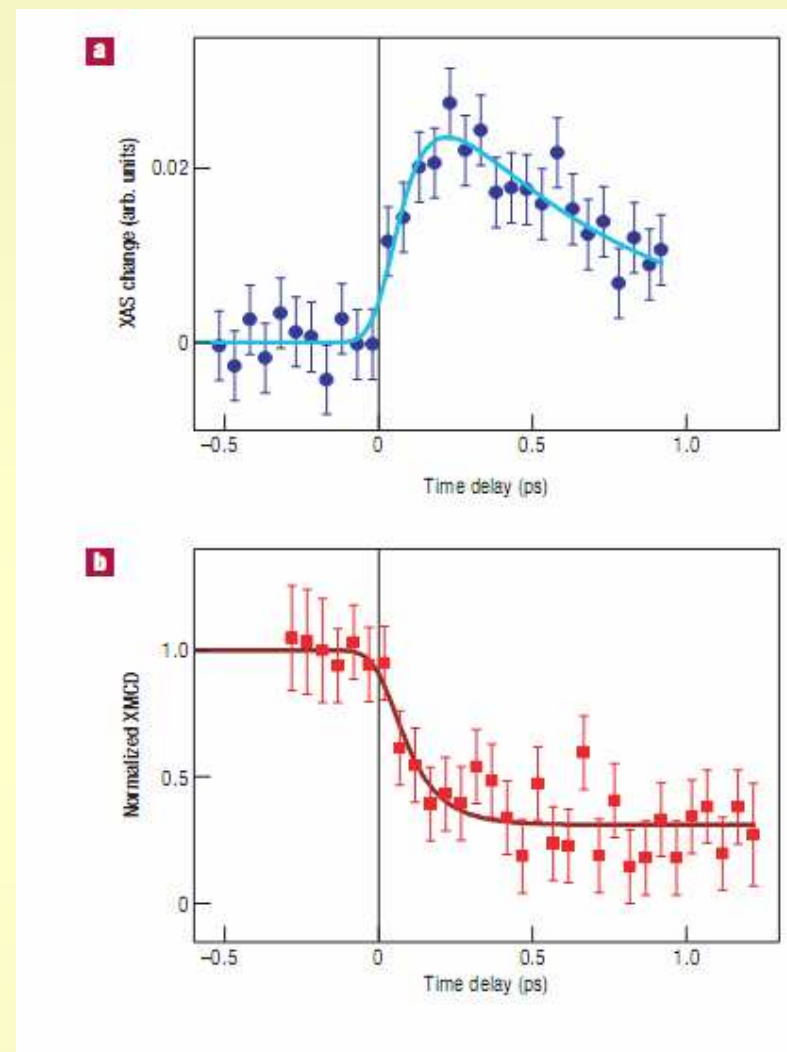
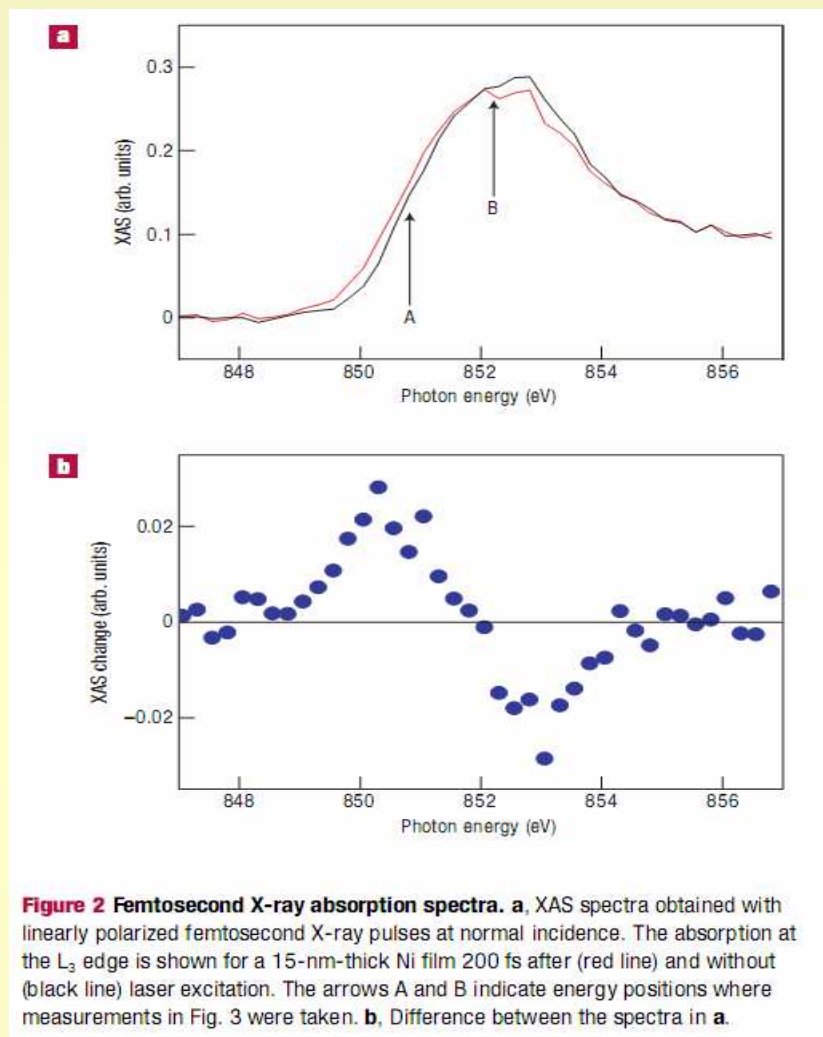
†Present address: LASIM—Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire Bât A. Kastler, 43, bd du 11 Novembre 1918, 69622 Lyon, Villeurbanne, France

‡e-mail: hermann.duerr@bessy.de



The pump–probe set-up. A femtosecond laser (wavelength 780 nm, repetition rate 1 kHz, pulse energy ~2mJ) modulates the stored electron bunches in the modulator which subsequently generate femtosecond X-ray pulses in the radiator. The sample is excited by part of each laser pulse (15%) via a variable delay. Transmitted X-rays are detected by an avalanche photodiode. A mechanical chopper in the pump beam is used to alternately measure the X-ray absorption of the laser-excited sample and the sample in thermal equilibrium.

Измерения ХМКД (XMCD) в Ni с фемтосекундным разрешением



Показано, что возможен новый эффективный канал передачи углового момента в решетку при фемтосекундном лазерном возбуждении ферромагнетика. Это однозначно доказано с использованием метода рентгеновского магнитного кругового дихроизма. Впервые доказано, что процесс имеет место в диапазоне 120 ± 70 фс. Неожиданным оказалось наблюдение роста локализации валентных электронов, что возможно является причиной столь быстрой динамики, наряду со спин орбитальным взаимодействием.

**Сверхбыстрое возбуждение
спиновой и орбитальной поляризации
в МОТТОВСКИХ диэлектриках**



Ultrafast Optical Pumping of Spin and Orbital Polarizations in the Antiferromagnetic Mott Insulators $R_2\text{CuO}_4$

V. V. Pavlov,¹ R. V. Pisarev,¹ V. N. Gridnev,¹ E. A. Zhukov,^{2,3} D. R. Yakovlev,^{1,3} and M. Bayer³

¹*A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia*

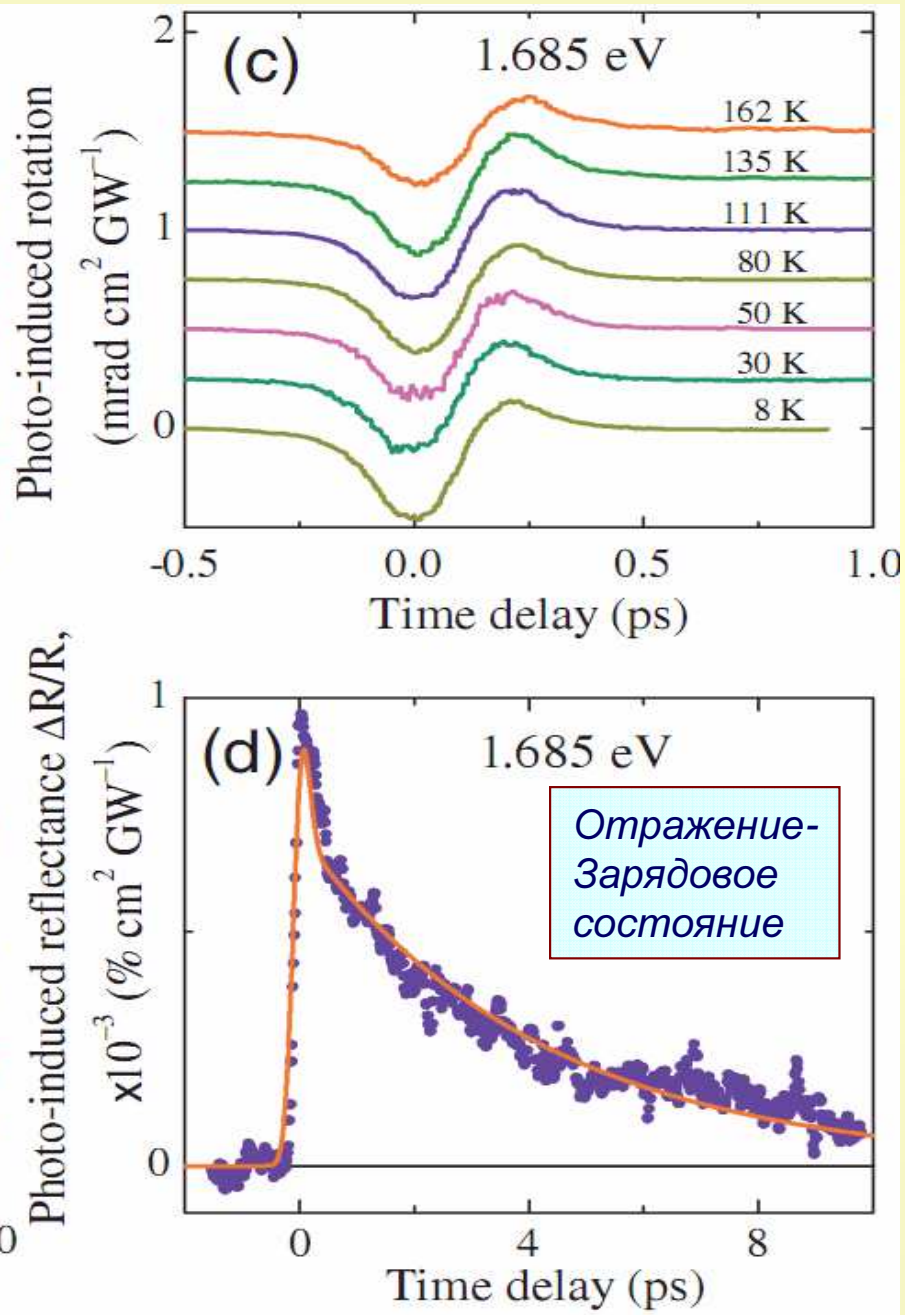
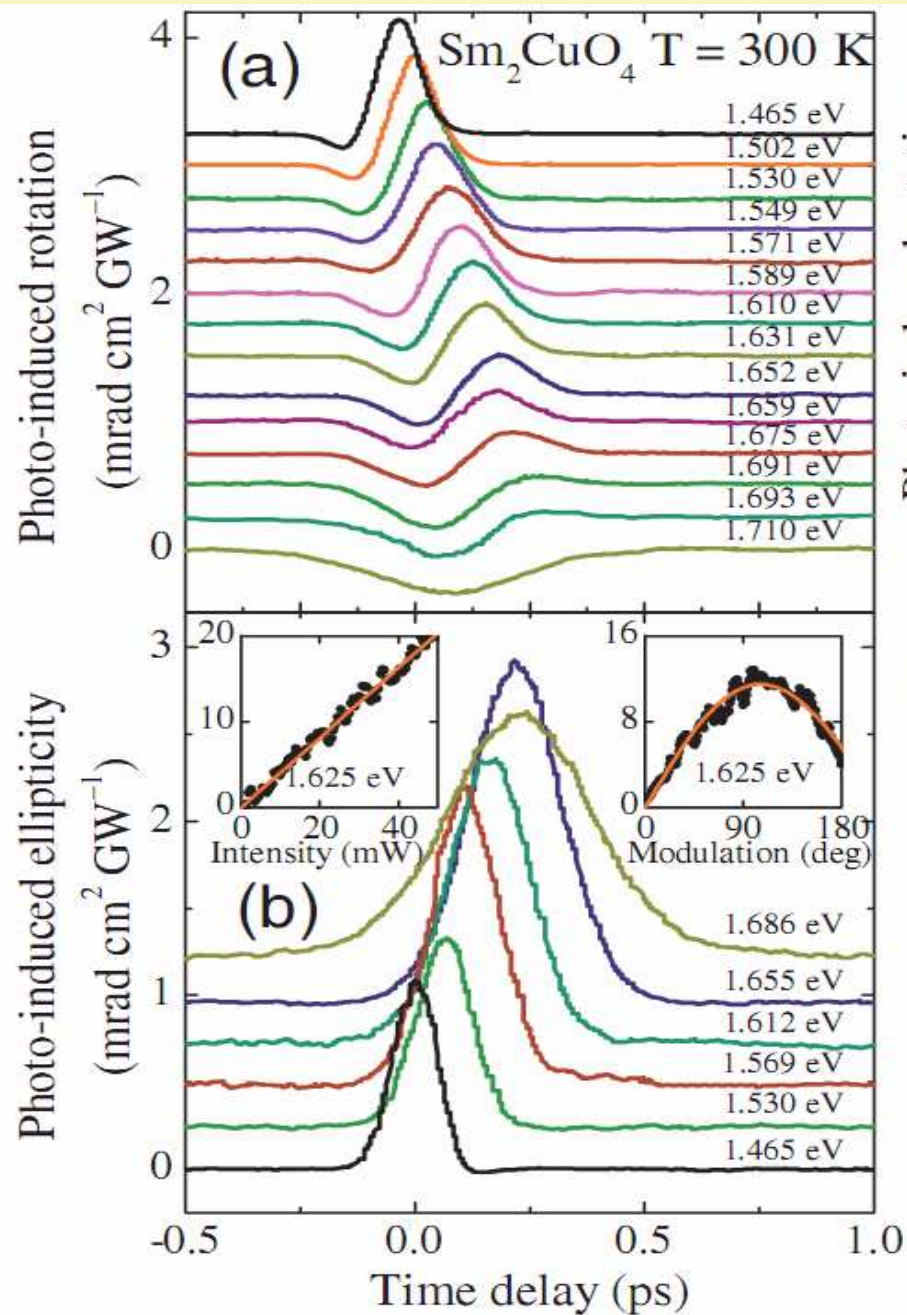
²*Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, 119992 Moscow, Russia*

³*Experimentelle Physik II, Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany*

(Received 6 June 2006; published 25 January 2007)

Показано, что 150 фс лазерные импульсы с круговой поляризацией создают спиновую и орбитальную поляризации в сильно коррелированных моттовских диэлектриках $R_2\text{CuO}_4$ ($R=\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$). Предложена модель, в которой спиновые и орбитальные процессы обладают различными спектральными и временными параметрами. Оценка дает время спиновой релаксации 30-50 фс.

Спиновая и орбитальная поляризация в Sm_2CuO_4



Спиновая и орбитальная поляризация в R_2CuO_4

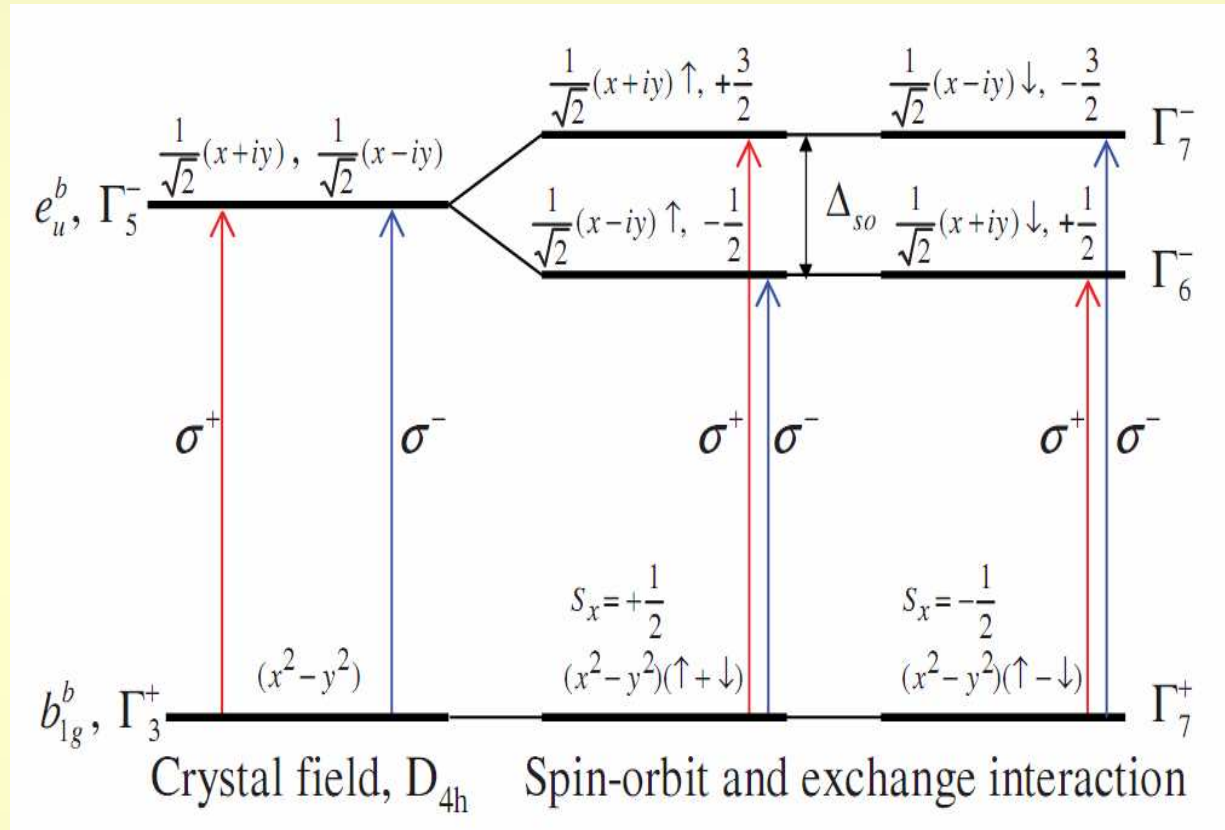
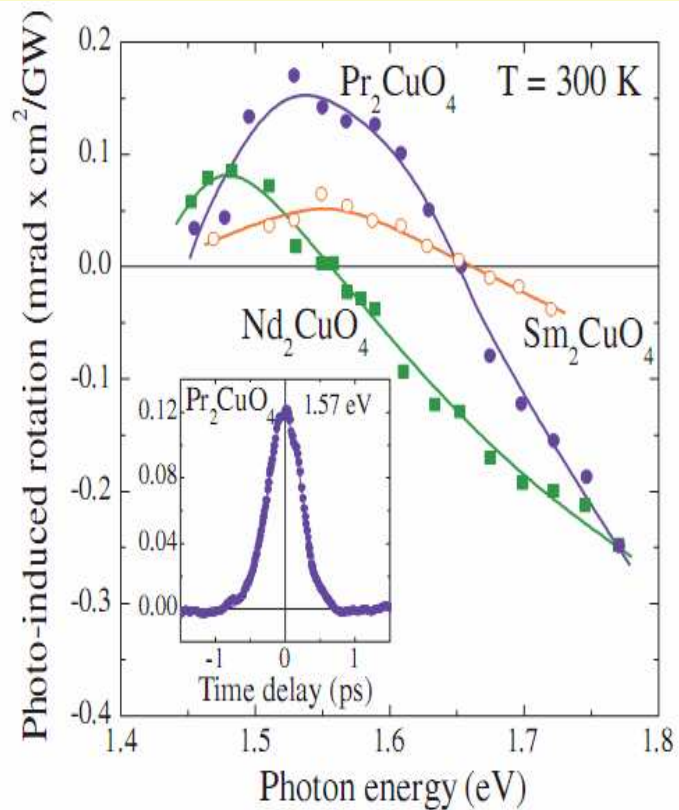


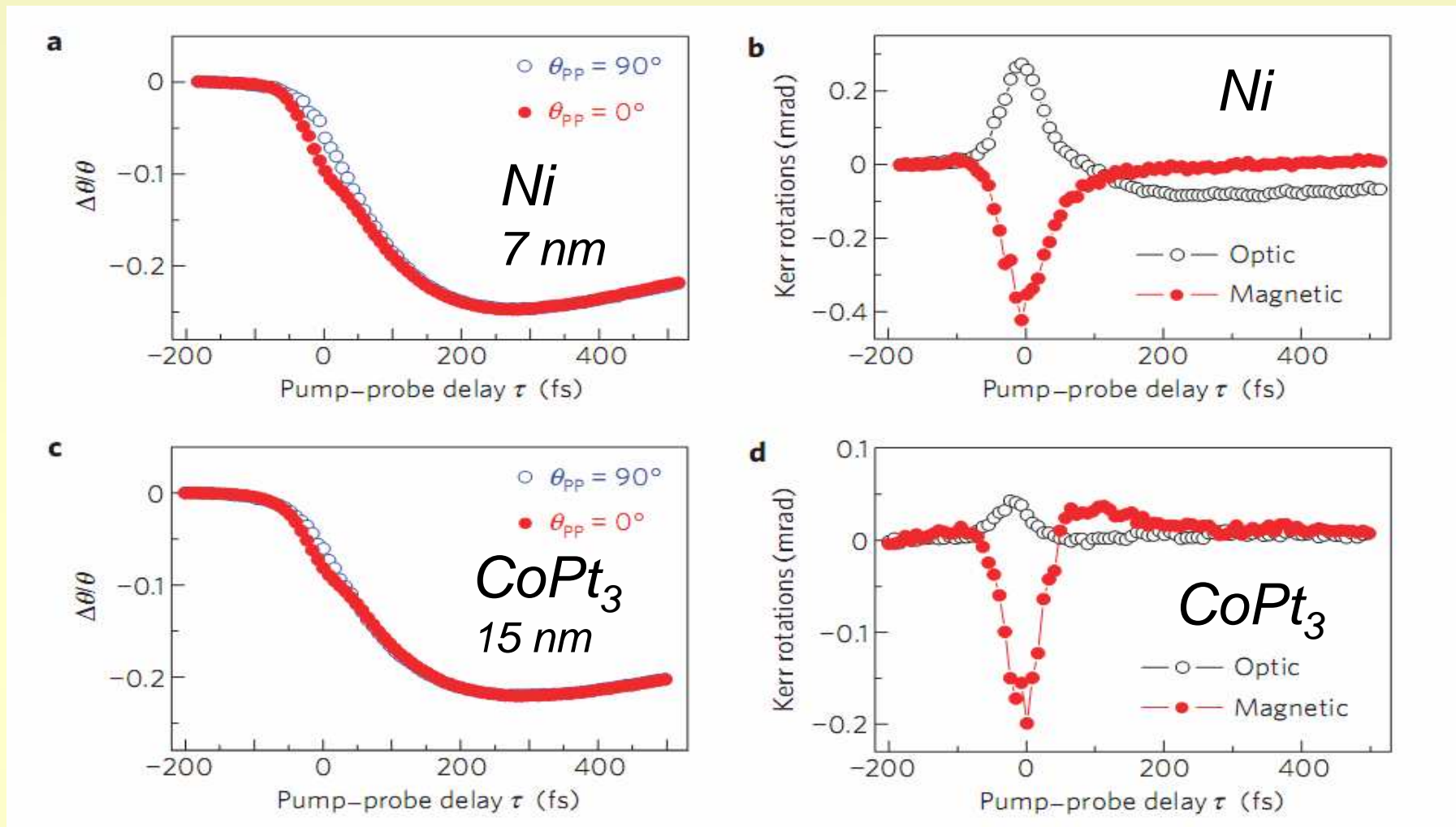
Диаграмма электронных состояний дипольных переходов с переносом заряда в плоской структуре CuO_4 (D_{4h}). Показаны состояния для двух соседних ионов Cu^{2+} со спинами $S_x = +1/2$ и $S_x = -1/2$.

Coherent ultrafast magnetism induced by femtosecond laser pulses

PRL (1996)

Jean-Yves Bigot^{*}, Mircea Vomir and Eric Beaurepaire

The quest for ultrafast magnetic processes has triggered a new field of research—femtomagnetism: using femtosecond laser pulses to demagnetize ferromagnetic metallic thin films. Despite being the subject of intense research for over a decade, the underlying mechanisms that govern the demagnetization remain unclear. Here, we investigate how an ultrashort laser pulse couples to the spin of electrons in ferromagnetic metals. It is shown that a single 50-fs laser pulse couples efficiently to a ferromagnetic film during its own propagation. This result indicates that the material polarization induced by the photon field interacts coherently with the spins. The corresponding mechanism has its origin in relativistic quantum electrodynamics, beyond the spin-orbit interaction involving the ionic potential. In addition, this coherent interaction is clearly distinguished from the incoherent ultrafast demagnetization associated with the thermalization of the spins. We forecast that the corresponding coherent self-induced processes are the dawn of a new era for future research in magnetism.



Coherent electronic and magnetic responses of ferromagnetic films. a–d, Pump–probe magneto-optical results for the 7.5 nm Ni film (a,b) and the 15 nm CoPt₃ (c,d). a and c show the differential Kerr rotations for the pump beam linearly polarized either parallel (PP D0) or orthogonal (PP D90) to the linearly ‘s’-polarized probe beam. b and d represent the electronic and magnetic coherent contributions to the dynamics of the probe polarization. They are distinguished through their dependency (magnetic component) or independency (electronic component) on the external static magnetic field.

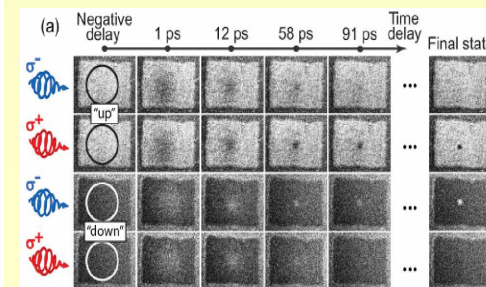
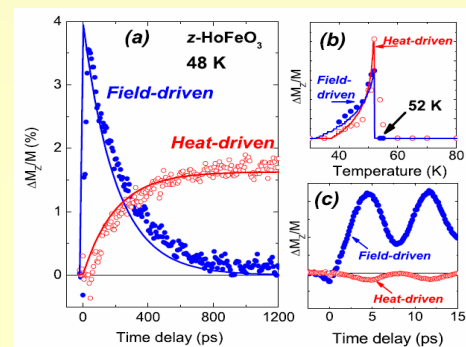
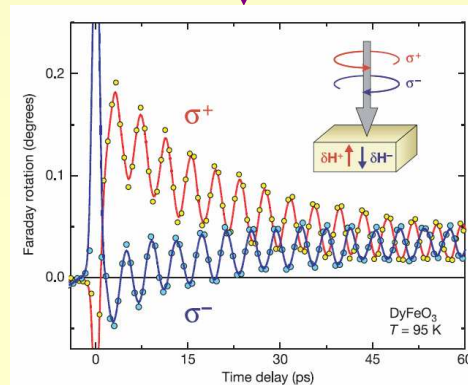
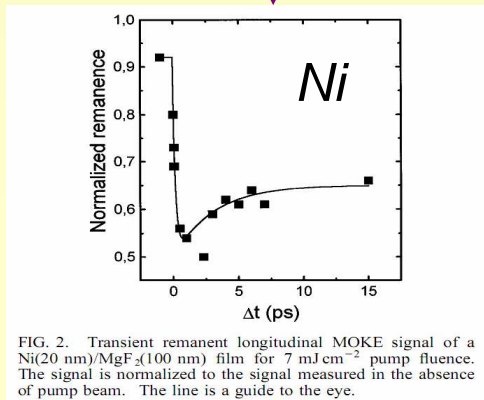
СВЕРХБЫСТРАЯ МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА В МЕТАЛЛАХ И ДИЭЛЕКТРИКАХ

Размагничивание

Возбуждение
прецессии

Фазовые
переходы

Переключение
намагниченности



Никель, сплавы

RFeO₃, FeVO₃
магнит. сплавы

RFeO₃, FeVO₃,
FeRh (afm-fm)

GdFeCo

Нагрев ~1 пс и затем термализация между электронной, спиновой и фононной подсистемами.

Нетепловые и тепловые процессы. Передача энергии и углового момента лазерного импульса в магнитную систему.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

**За прошедшее десятилетие сформировалась
новая область «фемтомагнетизм»**

**Получены неожиданные результаты по нелинейному
взаимодействию интенсивных фемтосекундных
лазерных импульсов с магнитными средами.**

**Возникло много
экспериментальных и теоретических вопросов,
на которые пока нет ответов.**

Спасибо за внимание!

The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media

I. Tudosa¹, C. Stamm¹, A. B. Kashuba², F. King³, H. C. Siegmann¹, J. Stöhr¹, G. Ju⁴, B. Lu⁴ & D. Weller⁴

¹*Stanford Synchrotron Radiation Laboratory, PO Box 20450, Stanford, California 94309, USA*

²*Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygin str. 2, Moscow 117940, Russia*

³*Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94309, USA*

⁴*Seagate Technology LLC, Pittsburgh, Pennsylvania 15222, USA*

The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media Предельная скорость магнитной записи в гранулированных материалах

Our conceptually simple technique, which could also be used to study the dynamics of ferromagnetic spins underlying many applications and promising developments in magnetism, utilizes relativistic electron bunches of energy 28 GeV from the Stanford Linear Accelerator to generate unique short and strong magnetic field pulses. Our magnetic field resembles the field generated by a straight current-carrying wire, with the familiar closed circular magnetic field lines about the beam direction with the field strength decreasing as $1/R$ with the distance R from the centre of the beam. The electron beam is focused to a cross-section of 10.8×7.4 mm (full-width at half-maximum) in the x - y plane of the sample surface, perpendicular to the z propagation direction, which lies along the surface normal. Along z , the electron distribution is gaussian with a variance of $\sigma_z = 0.7$ mm in the laboratory frame, giving a pulse duration of $\tau = \sigma_z / c = 2.3 \times 10^{-12}$ s, where c is the speed with which the electrons travel. For all practical purposes that speed is equal to the speed of light.

The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media

Предельная скорость магнитной записи в гранулированных материалах

Granular magnetic recording media of the CoCrPt-type

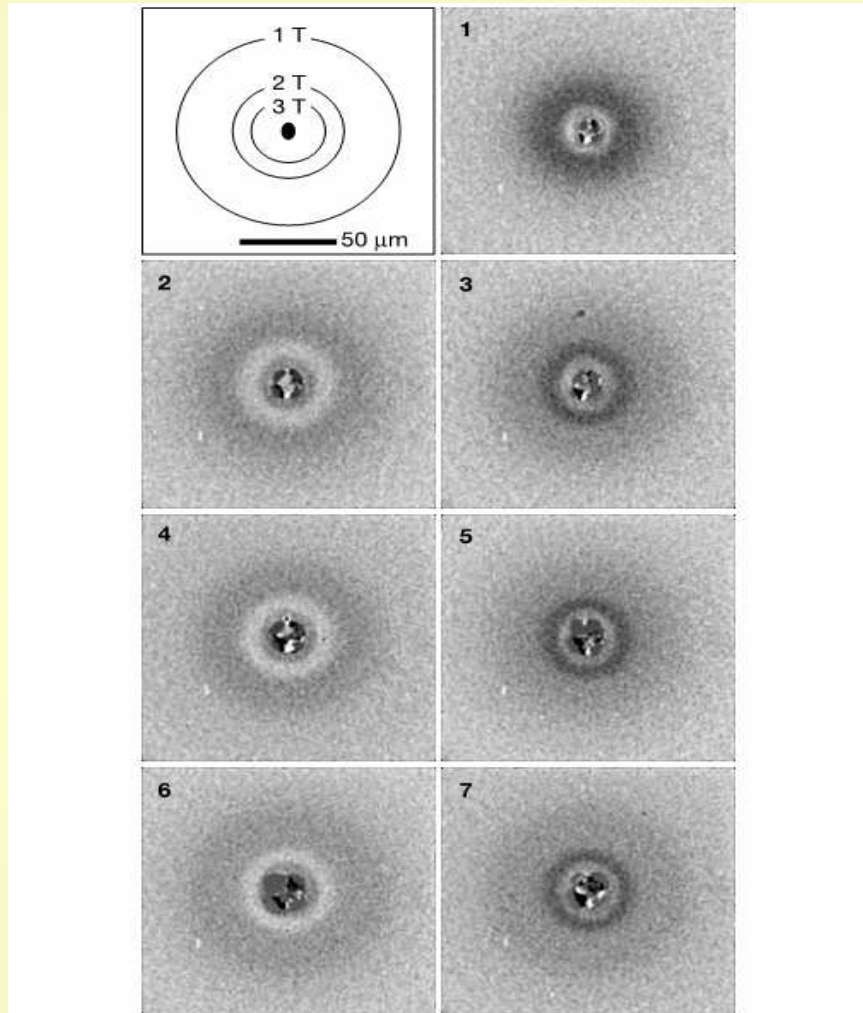
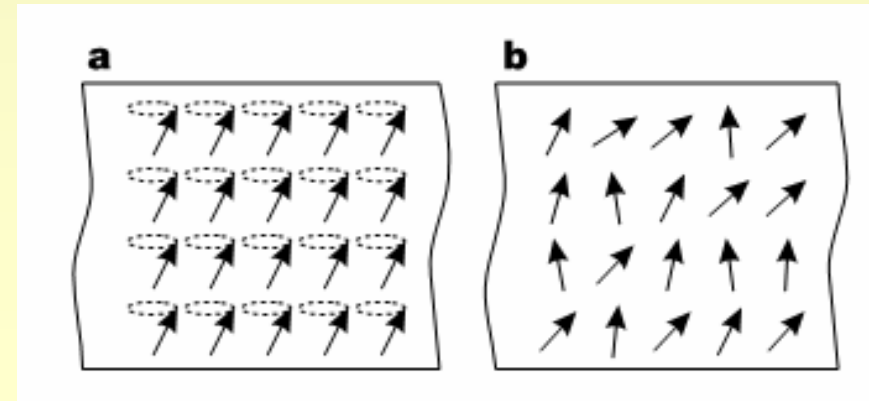


Figure 1 Magneto-optic patterns of magnetization. Diagram at top left, contour lines of constant B_z with area of the electron beam focus in the centre. The numbers on subsequent panels indicate the number of electron bunches (shots) that passed through the sample. Grey contrast is such that the outer light region corresponds to \mathbf{M} in the initial 'up' state. As darkening intensifies, \mathbf{M} has switched increasingly to the 'down' direction. The contrast in the central region at $R < 10 \mu\text{m}$ is due to beam damage.



Spin motion in a magnetic grain

a, The uniform precession mode with wavevector $q = 0$. The excitation of this mode determines the long-term stability of the magnetization direction in the grain.

b, A moment in time with non-uniform excitation of the spins. At ambient temperature, these excitations have small amplitude, which dramatically increases after the field pulse has been applied. Sizeable exchange fields are generated by the angles between neighbouring spins that can account for the random torques operating after the magnetic field pulse.

The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media

Предельная скорость магнитной записи в гранулированных материалах

Показано, что сильный короткий импульс магнитного поля, создаваемого пучком релятивистских электронов, не возбуждает когерентную прецессию намагниченности, а приводит к ее случайному хаотическому переключению. Такое поведение связывается с мгновенным коллапсом ферромагнитного порядка под действием импульса сильного поля, и этот процесс устанавливает детерминированный предел для магнитной записи $\tau \sim 2$ пс.