

## ПОДВИЖНОСТЬ БЛОХОВСКОЙ ТОЧКИ ВДОЛЬ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ

В.С.Горнаков, В.И.Никитенко, И.А.Прудников

Впервые измерен спектр колебаний блоховской точки вдоль блоховской линии в монокристалле иттриевого феррограната. Установлено, что он имеет релаксационный характер. Показано, что рассчитанная по экспериментальным данным величина подвижности точки на 2 – 3 порядка меньше значений подвижностей линии и границы.

Представления о нульмерных дефектах магнитного порядка – блоховских точках, являющихся особыми участками кристалла, в которых происходит изменение направления намагниченности  $\mathbf{M}$  по всем трем направлениям, были введены недавно для описания важнейших физических характеристик магнетиков<sup>1</sup>. В<sup>1-3</sup> теоретически получены были выражения для подвижности и эффективной массы точки Блоха применительно к высокоанизотропным одноосным материалам с  $K \gg 2\pi M^2$  ( $K$  – константа анизотропии). В<sup>4</sup> удалось впервые осуществить прямое наблюдение блоховских точек в монокристаллах иттриевого феррограната (ИФГ) с  $K \ll 2\pi M^2$ , в которых можно визуально изучать блоховские линии и судить об изменении их структуры по реакции этих линий на воздействие гиротропной силы<sup>5</sup>. Однако динамика точек Блоха до сих пор экспериментально не изучена. Ее исследованию в условиях вынужденных колебаний точки и посвящена описываемая работа.

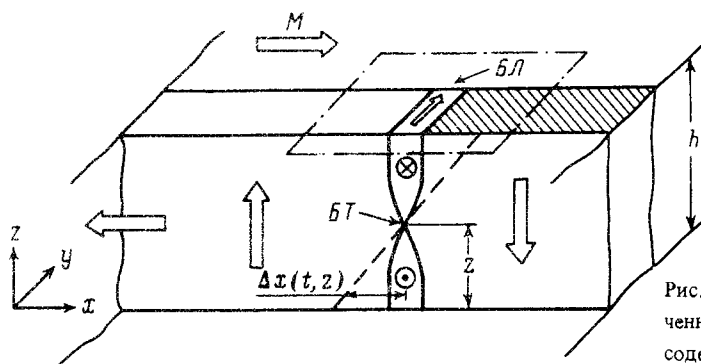


Рис. 1. Схема распределения намагниченности в исследованном образце, содержащем блоховскую линию (БЛ) с блоховской точкой (БТ)

В работе использовалась методика, основанная на регистрации вынужденных колебаний блоховской линии под действием гиротропной силы в условиях ее переполаризации внешним полем<sup>5</sup>. Образцы для исследования представляли собой тонкие ( $\sim 30$  мкм) прямоугольные пластинки ИФГ. Они содержали намагниченные в плоскости образца  $\{110\}$  домены 180-градусного соседства, разделенные доменными границами, в которых с помощью магнитооптического эффекта Фарадея выявлялись линии Блоха, как это схематично показано на рис. 1. Штрихпунктирной линией обозначен фотометрируемый участок кристалла, включавший одну линию. Регистрация изменения интенсивности  $I$  магнитооптического сигнала, обусловленного ее движением, осуществлялась с помощью автоматизированной установки, описанной в<sup>5</sup>. Образец помещался в систему катушек Гельмгольца, создававших магнитные поля: переменное  $H_y(t) = H_{y0} \cos 2\pi\nu_y t$  и постоянное  $H_y$ , направленные по нормали к доменной границе, а также переменное  $H_x(t) = H_{x0} \cos 2\pi\nu_x t$ , ориентированное вдоль  $\mathbf{M}$  в доменах (рис. 1).

При приложении к образцу поля  $H_x(t)$ , как и в<sup>5</sup>, регистрировался магнитооптический сигнал, изменяющийся с частотой  $\nu_x$ . Приложение дополнительного поля  $H_y(t)$  приводит

ло к его амплитудной модуляции. Ее частота была равна  $\nu_y$ . На рис. 2а приведена осциллограмма сигнала  $I(t)$ . После детектирования таких сигналов с помощью анализатора спектра СК4-59 были получены их огибающие  $\Delta I$ , представленные на рис. 2б – д. Их форма зависела от величины постоянного поля  $H_y$ . При  $H_y = 3,2$  Э (рис. 2б) сигнал был практически гармоническим. Уменьшение величины  $H_y$  приводило к изменению формы сигнала за счет его инвертирования в некоторой фазе поля  $H_y(t)$  (рис. 2в) и далее – к "выпрямленной" синусоиде (рис. 2г). При дальнейшем уменьшении поля  $H_y$  сигнал вновь становился гармоническим (рис. 2д), но уже с фазой, отличающейся от исходной на  $\pi$ .

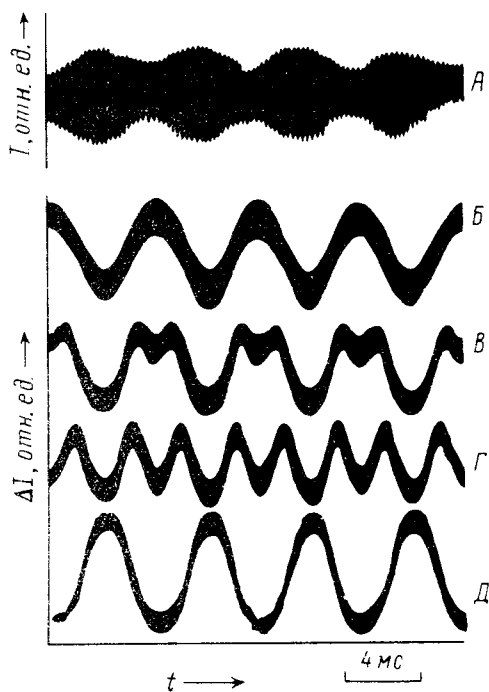


Рис. 2. Осциллограммы магнитооптического сигнала до детектирования (а –  $H_{y0} = 0,7$  Э,  $H_{x0} = 16$  мЭ) и после детектирования (б –  $\delta - H_{x0} = 1,2$  мЭ,  $H_{y0} = 3,9$  мЭ), отражающие колебание блоховской точки при  $\nu_x = 400$  кГц и  $\nu_y = 0,24$  кГц. Значения постоянного поля  $H_y$  равны: б – 3,2; в – 3,05; г – 2,7 и д – 2,2 Э

Описанные изменения огибающей магнитооптического сигнала обусловлены влиянием полей, направленных вдоль намагниченности в коре линии, на распределение в ней намагниченности за счет перемещения блоховской точки. На участки линии, расположенные по разные стороны от точки, действуют противоположные по направлению гиротропные силы, вызывая их смещение на величину  $\Delta x(t, z)$ . При этом линия поворачивается вокруг блоховской точки, координата которой  $z$  задается полем  $H_y$ . На рис. 1 положение кора линии Блоха в момент времени  $t$  схематично показано штриховой линией. Изменение интенсивности  $\Delta I$

регистрируемого магнитооптического сигнала пропорционально величине  $\int_0^h \Delta x(t, z) dz$ , где

$h$  – толщина образца. Несложный анализ показывает, что в этом случае, под действием переменного поля  $H_y(t)$ , вызывающего перемещение точки, сигнал будет промодулирован по амплитуде. Причем в постоянном поле  $H_y$ , переместившем точку в середину образца ( $z = h/2$ ), переменное поле  $H_y(t)$ , независимо от его полярности, вызывает увеличение  $\Delta I$  и приводит к сигналу, показанному на рис. 2г. Если точка колеблется между поверхностью и серединой образца, огибающая имеет гармоническую форму, а ее амплитуда  $\Delta I_0$  пропорциональна амплитуде  $\Delta z_0$  колебаний точки. Это обстоятельство позволило впервые измерить амплитудно-частотную зависимость колебаний точки.

На рис. 3 приведен пример зависимости  $\Delta I_0(\nu_y)$ . Частота  $\nu_x$  поля  $H_x(t)$  была заведомо ниже резонансной для линии ( $\sim 650$  кГц), что позволило практически исключить ее влияние на зависимость  $\Delta I_0(\nu_y)$ . На вставке рис. 3 приведен пример фурье-разложения регистрируемого сигнала. Видно, что этот сигнал почти не содержит никаких частот кроме несущей  $\nu_y$  и комбинационных  $\nu_x \pm \nu_y$ . В этом случае для описания движения точки можно использовать линейное уравнение  $m\ddot{z} + \beta\dot{z} + \alpha z = 2M\delta\lambda H_{y0} \cos 2\pi\nu_y t$ , где  $m$ ,  $\beta$ , и  $\alpha$  — значения эффективной массы, коэффициентов вязкого трения и жесткости, соответственно;  $\delta$  и  $\lambda$  — значения ширины стенки и линии. Коэффициент  $\alpha$ , обусловленный размагничивающим полем,

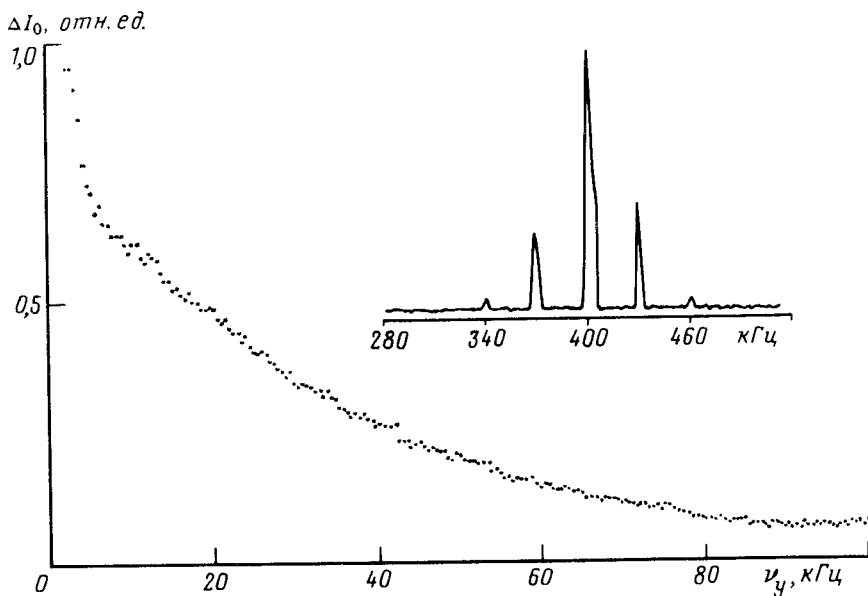


Рис. 3. Зависимость амплитуды колебаний блоховской точки от частоты поля  $H_y(t)$  при  $H_{y0} = 3,9$  мЭ. На вставке — спектр колебаний блоховской линии при  $H_{x0} = 1,2$  мЭ,  $\nu_x = 400$  кГц и  $H_{y0} = 3,9$  мЭ,  $\nu_y = 30$  кГц

связанным с магнитными полюсами на поверхности стенки в месте нахождения линии, имеет вид  $2M\delta\lambda(\Delta H_y / \Delta z)$ , где  $\Delta z$  — перемещение точки при изменении поля  $H_y$  на величину  $\Delta H_y$ . Коэффициент вязкости, связанный с подвижностью  $\mu$  точки соотношением  $\beta = 2M\delta\lambda/\mu$ , в пренебрежении инерцией можно вычислить из релаксационной частоты  $\nu_{rel} = \alpha/2\pi\beta$ , измеренной на уровне  $0,707 (\Delta I_0)_{max}$  на зависимости  $\Delta I_0(\nu_y)$  (рис. 3). Таким образом подвижность можно представить в виде  $\mu = 2\pi\nu_{rel} \Delta z / \Delta H_y$ . Значения  $\Delta z$  и  $\Delta H_y$  были определены из дополнительного эксперимента, для чего регистрировалось изменение  $\Delta H_y$  поля, которое вызывало перемещение точки на величину  $\Delta z = h/2$  из центра пластины на ее поверхность. При этом сигнал модуляции существенно менял свою форму. Он имел вид показанной на рис. 2г "выпрямленной" синусоиды, когда точка находилась в середине пластины. В момент ее выхода на поверхность модуляция исчезала совсем. Подстановка полученных значений  $\Delta z = h/2 = 16$  мкм и  $\Delta H_y = 1,3$  Э, а также  $\nu_{rel} = 9,9$  кГц, найденной путем обработки экспериментальных данных на ЭВМ по методу наименьших квадратов, позволила оценить подвижность блоховской точки:  $\mu = 76,4$  см  $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  Э $^{-1}$ . Измерения подвижности точки для различных линий и стенок давали тот же порядок величины.

Полученная величина  $\mu$  оказалась на 2 — 3 порядка ниже величины подвижностей стенок и линий в тех же материалах<sup>6</sup>. Существующая теория<sup>1</sup>, развитая для высокоанизотропных одноосных магнитных пленок, не предсказывает столь большого различия. Оно может опре-

деляться особенностями перекачки энергии, от точки Блоха, к различным ветвям элементарных возбуждений.

#### Литература

1. *Malozemoff A.P., Slonczewski J.C.* Magnetic domain walls in bubble materials, New York – London – Toronto – Sydney – San Francisco: Academic Press, 1979.
2. *Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б.* ФТТ, 1988, **30**, 3272.
3. *Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б.* ЖЭТФ, 1989, **95**, 1523.
4. *Кабанов Ю.П. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 551.
5. *Горнаков В.С. и др.* ЖЭТФ, 1988, **94**, 245.
6. *Горнаков В.С. и др.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 2090.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 ноября 1989 г.