

## ДИНАМИКА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ЦИЛИНДРА В ПРИСУТСТВИИ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.Ф.Халиков

Институт физики твердого тела,  
142432, Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 12 декабря 1991 г.

После переработки 20 февраля 1992 г.

Изучен процесс перемагничивания ферромагнитного цилиндра в присутствии дополнительного переменного магнитного поля. Обнаружено возникновение автоколебаний намагниченности в определенном интервале значений постоянного поля. Показано, что поле переключения намагниченности определяется потерей устойчивости автоколебаний.

Впервые нелинейный расчет процесса перемагничивания цилиндра в рамках модели однородного вращения был проведен Стонером и Вольфартом<sup>1</sup>. Ими было показано, что при некотором критическом поле  $H_{SW} = -(2K/M_s + (N_p - N_z)M_s)$ , ( $K$  - константа одноосной анизотропии,  $M_s$  - намагниченность насыщения,  $N_z$ ,  $N_p$  - продольный и поперечный размагничивающие факторы), параллельном оси цилиндра, происходит необратимое  $180^\circ$ -ное вращение намагниченности. В настоящей работе изучается перемагничивание цилиндра в присутствии дополнительного циркулярно поляризованного поля, приложенного в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра.

1. Энергия  $E$ , записанная в сферических координатах ( $\theta$  - полярный угол, отсчитываемый от оси  $z$ ,  $\phi$  - азимутальный), в модели однородного вращения складывается из трех величин - энергии одноосной анизотропии, магнитостатической и энергии магнетика в поле:

$$E = \int dV \left\{ K \sin^2 \theta + \frac{1}{2} N_z M_s^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2} N_p M_s^2 \sin^2 \theta - H_z M_s \cos \theta - h_0 M_s \sin \theta \cos(\phi - \omega t) \right\},$$

где  $H_z$  - постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси цилиндра, а  $h_0$  и  $\omega$  - амплитуда и частота переменного поля, соответственно. Уравнения Ландау-Лифшица, записанные в безразмерном виде в системе координат, вращающейся вместе с высокочастотным полем (для этого положим  $\phi(t) = \omega t + \psi(t)$ ), имеют вид:

$$-\dot{\theta} - \alpha \dot{\psi} \sin \theta = \alpha \omega \sin \theta + h_0 \sin \psi, \tag{1}$$

$$\dot{\psi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = \sin \theta \cos \theta + (H_z - \omega) \sin \theta - h_0 \cos \theta \cos \psi,$$

где  $H_z$ ,  $h_0$  нормированы на  $|H_{SW}|$ , а  $\omega$  - на  $\gamma |H_{SW}|$  ( $\gamma$  - гиромагнитное отношение),  $\alpha$  - безразмерная постоянная затухания. Заметим, что для переменного поля, циркулярно поляризованного в плоскости, перпендикулярной легкой оси цилиндра, исходная неавтономная система уравнений переходом во вращающуюся систему координат сводится к автономной системе (1), что значительно облегчает дальнейший анализ. При этом  $\psi$  обозначает запаздывание фазы прецессии намагниченности по отношению к фазе высокочастотного поля.

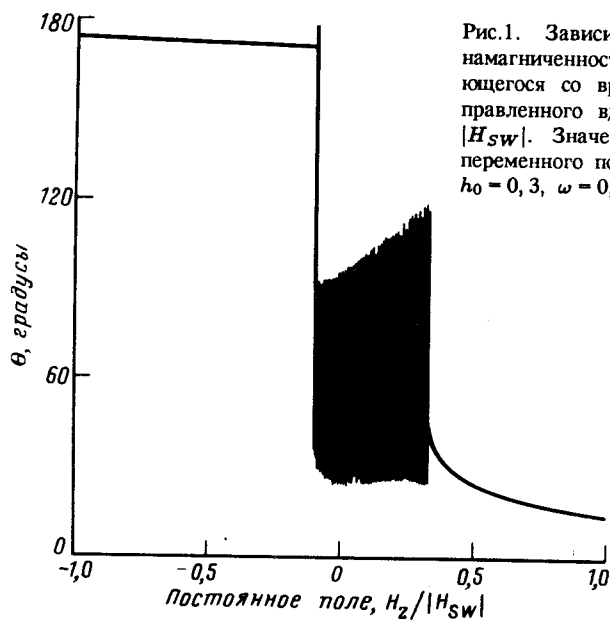


Рис.1. Зависимость полярного угла  $\theta$  конуса прецессии намагниченности от величины квазистатически уменьшающегося со временем постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси цилиндра. Поле нормировано на  $|H_{SW}|$ . Значения амплитуды и частоты дополнительного переменного поля фиксированы (в безразмерных единицах,  $h_0 = 0,3$ ,  $\omega = 0,8$ ). Постоянная затухания  $\alpha = 0,2$

2. В работе численно изучалась динамика процесса перемагничивания описываемая системой (1). На рис.1 представлена зависимость величины полярного угла  $\theta$  конуса прецессии намагниченности от квазистатически уменьшающегося постоянного магнитного поля, первоначально направленного вдоль положительного направления оси  $z$ . Амплитуда и частота переменного поля фиксированы и приведены в безразмерных единицах на рис.1. При больших положительных значениях  $H_z$  намагниченность прецессирует с частотой внешнего поля с постоянным (при фиксированном  $H_z$ ) малым углом прецессии. Постепенное уменьшение подмагничивающего поля приводит к увеличению стационарного угла прецессии и при некотором критическом значении  $H_z$  это решение теряет устойчивость. Однако вместо ожидаемого согласно простой линейной теории <sup>2</sup> переворота намагниченности, в системе жестко возбуждаются автоколебания. Это означает, что на быструю прецессию намагниченности с частотой внешнего поля накладываются медленные (по сравнению с  $\omega$ ) колебания угла конуса прецессии. Подчеркнем, что если остановить развертку постоянного поля при некотором значении, соответствующем области существования автоколебаний, то они будут продолжаться с постоянной амплитудой и частотой, много меньшей частоты внешнего поля (рис.2). При некотором значении постоянного поля автоколебательный режим движения становится неустойчивым и происходит быстрый переворот намагниченности.

3. Для того, чтобы обосновать описанный сценарий перемагничивания, исследуем устойчивость стационарных решений уравнений (1). Такие решения соответствуют прецессии с постоянным углом  $\theta_0$ . На рис.3 представлена зависимость  $\theta_0$  от величины постоянного магнитного поля при фиксированных  $\omega$  и  $h_0$  (тех же, что и на рис.1). Видно, что  $\theta_0(H_z)$  является многозначной функцией. Здесь же показаны различные типы положений равновесия, реализующиеся в данной системе, при этом их устойчивость определялась стандартным образом путем вычисления собственных значений матрицы линеаризации <sup>3</sup>. Очевидно, что по мере уменьшения величины поля изображающая точка движется в направлении стрелки по нижней ветви 1 зависимости  $\theta_0(H_z)$  до тех пор, пока это решение не исчезнет в результате бифуркации слияния седла

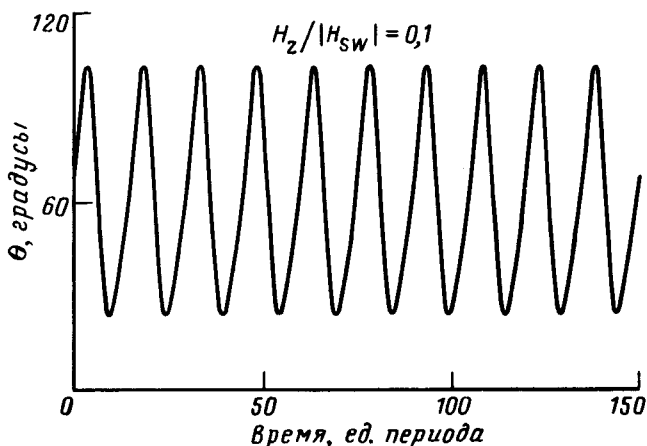


Рис.2. Периодические во времени колебания угла конуса прецессии при постоянном значении  $H_z$  ( $\omega = 0,8$ ,  $h_0 = 0,3$ ,  $\alpha = 0,2$ ). Частота автоколебаний много меньше частоты переменного поля

и узла. После этого изображающая точка должна перейти на верхнюю ветвь 3, поскольку промежуточное положение равновесия 2 является неустойчивым фокусом. Это находится в очевидном противоречии с численным анализом (рис.1), в соответствии с которым в этот момент в системе возбуждаются автоколебания. Это означает, что в фазовом пространстве магнетика вокруг промежуточного неустойчивого фокуса 2 существует устойчивый предельный цикл, который захватывает намагниченность. Анализ причины его возникновения выходит за рамки этой работы и будет дан в последующей публикации. Дальнейшая эволюция намагниченности определяется устойчивостью предельного цикла. При данных  $h_0$  и  $\omega$  уменьшение  $H_z$  приводит к жесткой потере устойчивости (рис.1), в результате чего происходит перемагничивание.

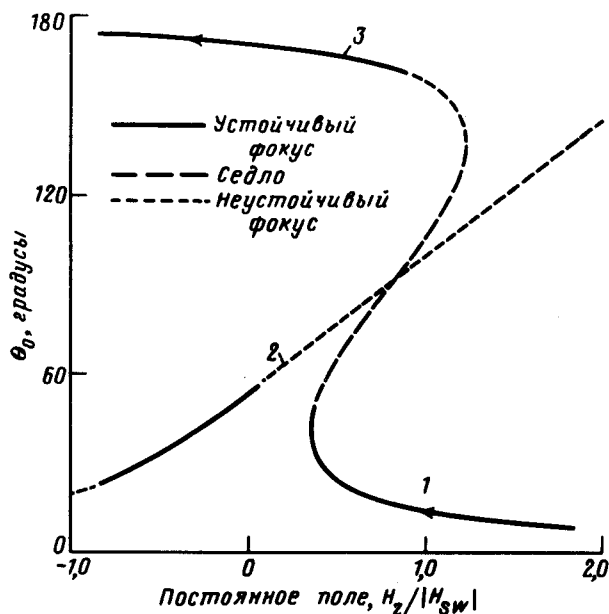


Рис.3. Стационарные решения  $\theta_0$  уравнений (1) в зависимости от величины постоянного магнитного поля ( $\omega = 0,8$ ,  $h_0 = 0,3$ ,  $\alpha = 0,2$ )

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что в процессе намагничивания монодоменной ферромагнитной частицы в присутствии дополнительного переменного поля в некотором интервале значений постоянного поля возбуждаются автоколебания, устойчивость которых определяет переворот намагниченности. При этом поле переключения намагниченности отличается от критического поля Стонера–Вольфарта. Заметим, что при данных  $h_0$  и  $\omega$  поле переключения намагниченности оказалось существенно меньшим (по абсолютной величине)  $|H_{sw}|$ . По-видимому, обнаруженный эффект может оказаться полезным для управления коэрцитивной силой монодоменных частиц, используемых для магнитной записи.

- 
1. E.C.Stoner and E.P.Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **240**, 599 (1948).
  2. W.F.Brown, Jr., *Micromagnetics*, New York: Wiley Interscience, 1963. (У.Ф.Браун, *Микроматнезизм*, М.: Наука, 1979.)
  3. В.И.Арнольд, *Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений*, М.: Наука, 1978.