

Х. Динамика намагничения.

Намагничение смещением доменных стенок. Вращение магнитных моментов доменов. Динамические свойства ферромагнетиков. Фактор магнитных потерь. Потери на вихревые токи. Магнитное последствие. Размерный резонанс. Собственный магнитный резонанс. Предел Сноэка. Уравнение Ландау-Лифшица. Устойчивая доменная структура в переменных полях.

С ростом величины магнитного поля, как мы знаем, происходит переориентация магнитных

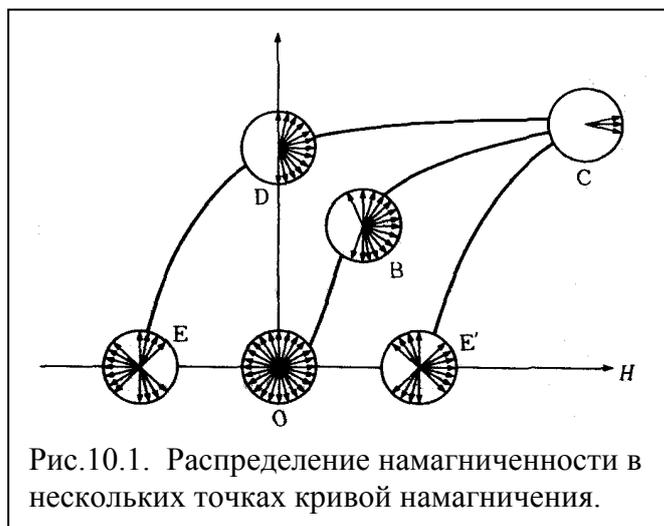


Рис.10.1. Распределение намагниченности в нескольких точках кривой намагничения.

моментов в образце вдоль направления внешнего поля. На рис. 10.1. показаны полярные диаграммы в нескольких точках кривой намагничения. Намагниченность возрастает при движении от равномерного распределения магнитных моментов в размагниченном состоянии (O) до ориентированного вдоль поля в состоянии, близком к насыщению (C). Намагниченность падает при уменьшении поля от насыщения до остаточной намагниченности (D),

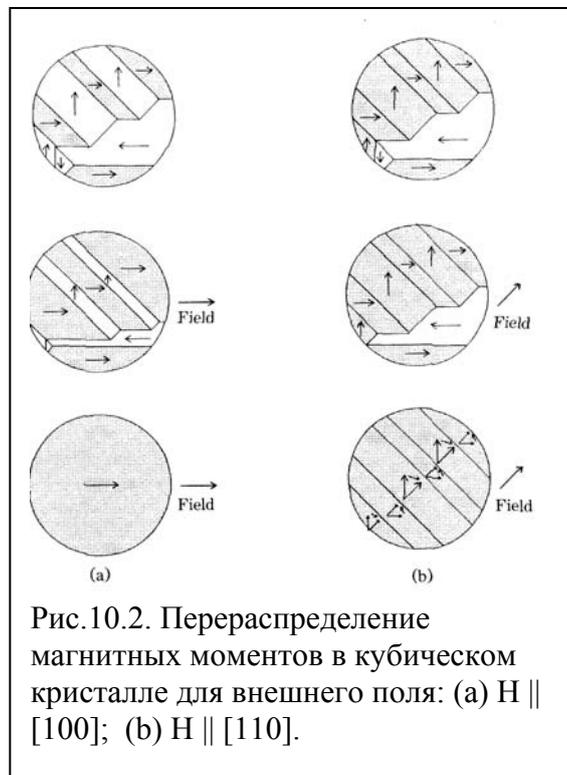


Рис.10.2. Перераспределение магнитных моментов в кубическом кристалле для внешнего поля: (a) $H \parallel [100]$; (b) $H \parallel [110]$.

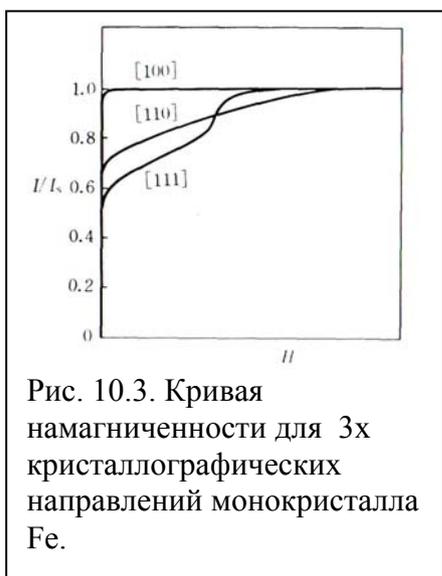


Рис. 10.3. Кривая намагниченности для 3x кристаллографических направлений монокристалла Fe.

далее до нуля при $H = -H_c$, где моменты компенсируют друг друга. В главе VI мы рассматривали лишь один механизм намагничения за счет движения доменных стенок таким образом, что домены с выгодной ориентацией намагничения растут за счет доменов с менее выгодной ориентации. Другим механизмом является намагничение за счет вращения магнитных моментов. На рис. 10.2 схематично изображено перераспределение магнитных моментов в кубическом кристалле для внешнего поля $H \parallel [100]$ (т.е. вдоль ОЛН) (a) и $H \parallel [110]$ (b). В первом случае намагничение происходит за счет движения границ, во втором случае частично за счет смещения границ и частично за счет вращения магнитных моментов. Сложный вид кривой намагниченности на рис. 10.3 для направления [111] монокристалла Fe отражает композицию указанных механизмов намагничивания.

Намагничение смещением доменных стенок. Смещение доменных стенок можно представить как обычное смещение под действием гипотетического давления p , при котором

стенка площадью S смещается на некоторое расстояние s , рис. 10.4. Работа по перемагничиванию для поля параллельного 180° -стенки при этом равна механической работе давления

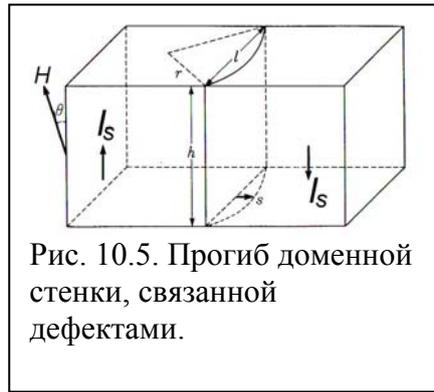
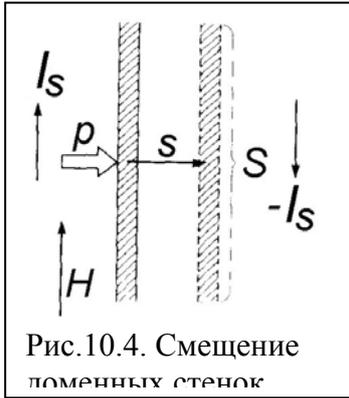
$$W = 2I_s S s H = p S s. \quad (10.1)$$

Отсюда $p = 2M_s H$ (10.2a)

Для поля, направленного под углом θ к I_s

$$p = 2I_s H \cos \theta. \quad (10.2b)$$

Для 90° -стенки и поля, ориентированного под углами θ_1 и θ_2 к I_s по обе стороны от стенки:



$p = 2I_s H (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$. (10.2в)
 Доменные стенки не являются жесткими [1]. Если стенка связана дефектами, то под давлением поля она может упруго прогибаться [2], рис. 10.5. Если поле направлено под углом θ к намагниченности M_s , давление (10.2б) «выдавливает» стенку в виде фрагмента цилиндрической поверхности радиуса r так, что для стенки с плотностью энергии γ выполняется соотношение (10.3)

$$\gamma/r = p = 2I_s H \cos \theta.$$

Прирост намагниченности за счет изгиба стенки

$$M = (4/3) I_s (\cos \theta) S s, \quad (10.4)$$

где S – площадь доменных стенок на единицу объема. Поскольку s приблизительно равно

$$s = l^2 / (8r), \quad (10.5)$$

то $l = (S l^2 I_s^2 / 3\gamma) H \cos^2 \theta$. (10.6)

В тех случаях, когда $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$, получаем для 180° -стенок

$$\chi_{a,180} = S l^2 I_s^2 / (9\gamma) \quad (10.7)$$

Для точек пиннинга (связывания) в виде немагнитных включений или пор, упорядоченных в кубическую сверхструктуру с периодом l имеем

$$\chi_a = 2 l I_s^2 / (9\gamma) \quad (10.8)$$

Для железа $I_s = 2.15$ (Вб/м²), $\gamma = 1.6 \cdot 10^{-3}$, и $l = 10^{-4}$ м, получаем, $\langle \mu_a \rangle \approx \langle \chi_a \rangle \approx 2 \times (2.15)^2 \times 10^{-4} / [9 \times 1.6 \times 10^{-3} \times 4 \pi \times 10^{-7}] = 51\,000$



Хорошо отожженное чистое железо имеет $\langle \chi_a \rangle \approx 10\,000$.

Т.е. столь грубая модель дает верный порядок величин.

Когда поле становится достаточно сильным, стенка отрывается от точек пиннинга, смещение становится необратимым. Вариация энергетического профиля обусловлена, как впервые заметил Кондорский [3], хаотично распределенными внутренними напряжениями. Схематично энергетический профиль можно представить в функции смещения, как изображено на рис. 10.6. Смещение под давлением (10.2б), обусловленным полем, происходит до тех пор, пока оно не уравновешивается реставрирующей силой, обусловленной *градиентом* (!) потенциала

$$\partial \epsilon_w / \partial s = p = 2I_s H \cos \theta. \quad (10.9)$$

Как только, смещение достигает точки s_1 на рис. 10.6, где градиент максимален, дальнейшее увеличение поля приводит к необратимому смещению стенки к другой точки равновесия s_2 , где условие (10.9) удовлетворяется для нового значения поля. Если поле убирается, то стенка возвращается к ближайшему положению с минимумом потенциала. Таким образом, критическое поле, приводящее к устранению доменных границ обусловлено максимальным градиентом потенциального рельефа

$$H_0 = [1 / (2I_s \cos \theta)] (\partial \epsilon_w / \partial s)_{\max}. \quad (10.10)$$

Вращение магнитных моментов. Намагничение вращением магнитных моментов происходит в случае, когда стенки доменов отсутствуют, либо они не мобильны. Вращение может быть обратимым и необратимым после устранения внешнего поля. В случае одноосной магнитной анизотропии под действием поля H , направленного под углом θ_0 к ОЛН, магнитный момент поворачивается на угол θ , рис. 10.7. Плотность энергии при этом составляет:



$$E = -K_u \cos^2(\theta_0 - \theta) - I_s H \cos \theta. \quad (10.11)$$

Минимизируя (10.11) по отношению θ , $\partial E / \partial \theta = 0$ можно рассчитать зависимость положения намагниченности от магнитного поля. На рис. 10.8 изображена зависимость относительной намагниченности,

$$l / I_s = \cos \theta \quad (10.12)$$



Рис. 10.8. Намагниченность для нескольких углов наклона \mathbf{H} относительно ОЛН.

от магнитного поля (точнее от $h = I_s H / K_u$) для разных θ_0 . В частности, для $\theta_0 = 90^\circ$ получаем для равновесного положения вектора намагниченности:

$$\cos \theta = I_s H / (2K_u). \quad (10.13)$$

Для намагниченности получаем линейную зависимость от поля

$$I = I_s^2 H / (2K_u), \quad (10.14)$$

наблюдаемую во многих практически важных приложениях. Насыщение намагниченности, т.е. выстраивание магнитного момента точно вдоль поля, наблюдается при $H = 2K_u / I_s$. С уменьшением угла θ_0 остаточная намагниченность возрастает, а наклон кривой намагниченности, т.е. восприимчивость, уменьшается, как видно из рис. 10.8. Весьма примечательно, что поля $H = 2K_u / I_s$ в этом случае недостаточно для насыщения, несмотря на то, что требуемый угол разворота намагниченности меньше, чем 90° !

Необратимое вращение намагниченности может происходить в однодоменных структурах.

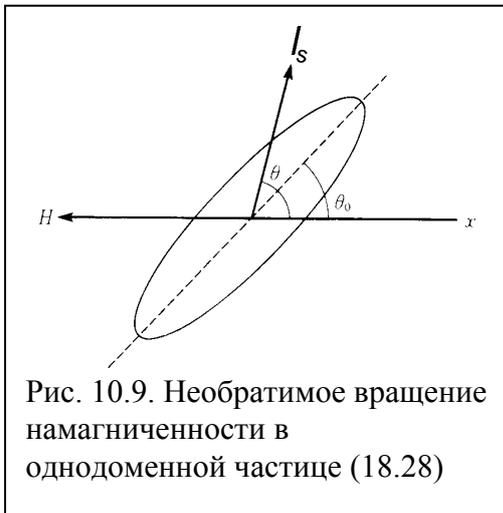


Рис. 10.9. Необратимое вращение намагниченности в однодоменной частице (18.28)

Следуя Волфарту (Wohlfarth..), рассмотрим однодоменную частицу эллипсоидальной формы, рис. 10.9, анизотропия в которой задается формой частицы и направлена вдоль длинной оси эллипса. Включим поле, направленное в направлении $-x$ под углом θ_0 к ОЛН. При этом вектор намагниченности развернулся на угол θ по отношению к оси x . Плотность энергии в этом случае равна

$$E = -K_u \cos^2(\theta - \theta_0) + I_s H \cos \theta. \quad (10.15)$$

Равновесное положение определяется условием

$$\partial E / \partial \theta = K_u \sin 2(\theta - \theta_0) - I_s H \sin \theta = 0. \quad (10.16)$$

Положение устойчиво, если $\partial^2 E / \partial^2 \theta > 0$ и неустойчиво, если $\partial^2 E / \partial^2 \theta < 0$. С увеличением поля H намагниченность вращается, а при некотором значении H_0 скачком ориентируется вдоль $-x$. В этот момент положение намагниченности из стабильного превращается в нестабильное, т.е. $\partial^2 E / \partial^2 \theta = 0$. Дифференцируя (10.16) получаем

$$\partial^2 E / \partial^2 \theta = K_u \cos 2(\theta - \theta_0) - I_s H_0 \cos \theta = 0. \quad (10.17)$$

Уравнения (10.16) и (10.17) можно переписать в виде

$$\sin 2(\theta - \theta_0) = h \sin \theta$$

$$\cos 2(\theta - \theta_0) = h/2 \cos \theta, \quad \text{где } h = H_0 I_s / K_u. \quad (10.18)$$

Решение этой системы:

$$\sin \theta = [(4 - h^2) / (3h^2)] \quad \text{и} \quad \cos \theta = \pm 2[(h^2 - 1) / (3h^2)]. \quad (10.19)$$

Или

$$\sin 2\theta_0 = [(4 - h^2) / 3]^{3/2} / h^2. \quad (10.20)$$

График $h(\theta_0)$ изображен на рис. 10.10. Минимальное поле, требуемое для необратимого вращения, будет при $\theta_0 = 45^\circ$. В этом случае,

$$H_0 = K_u / I_s. \quad (10.21)$$

При $\theta_0 = 0^\circ$ или $\theta_0 = 90^\circ$,

$$H_0 = 2K_u / I_s. \quad (10.22)$$

Для случая кубической анизотропии ситуация более сложная (наличие нескольких направлений ОЛН). Если поле направлено вдоль ОЛН, то, имеем

$$H_0 = 2K_1 / I_s, \quad (K_1 > 0) \quad (10.23a)$$

$$H_0 = -4K_1 / (3I_s) \quad (K_1 < 0) \quad (10.23b)$$

При $M_s = 1.2 \text{ Т}$ и $K_1 = 10^4 - 10^5 \text{ Дж/м}^3$, так что $H_0 = 10^4 - 10^5 \text{ А/м}$ ($= 10^2 - 10^3 \text{ Э}$). Эти значения соответствуют параметрам постоянного магнита! Т.е. если составить

систему из однодоменных частиц, то эта система будет обладать свойствами постоянного магнита!

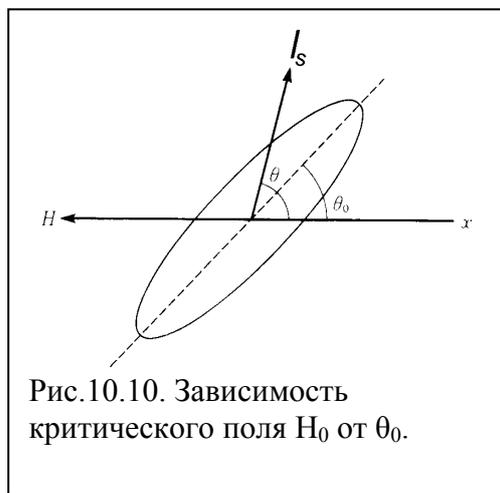


Рис. 10.10. Зависимость критического поля H_0 от θ_0 .

Динамические свойства ферромагнетиков.

Фактор магнитных потерь. Желательные характеристики высокочастотных, т.е. магнитомягких, ферромагнетиков – высокая восприимчивость и низкие потери при высоких частотах. Если материал помещен в переменное магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(i\omega t)$, то плотность магнитного потока \mathbf{B} обычно запаздывает по фазе на угол δ вследствие энергетических потерь. Магнитная проницаемость тогда равна

$$\mu = \mathbf{B}/\mathbf{H} = \mathbf{B}_0 \exp(i\omega t - i\delta) / \mathbf{H}_0 \exp(i\omega t) = (B_0/H_0) \exp(-i\delta) = (B_0/H_0) \cos\delta - i(B_0/H_0) \sin\delta. \quad (10.24)$$

Или $\mu = -i\mu''$, где $\mu' = (B_0/H_0) \cos\delta$, $\mu'' = (B_0/H_0) \sin\delta$. (10.25)

Здесь μ' характеризует компоненту \mathbf{B} , имеющую ту же фазу, что и \mathbf{H} , т.е. μ' – нормальная проницаемость. Мнимая часть проницаемости μ'' характеризует компоненту \mathbf{B} , отстающую от \mathbf{H} на угол $\pi/2$. Наличие такой компоненты требует подпитки энергией для поддержания изменяющейся во времени намагниченности независимо от причин запаздывания. Отношение

$$\mu''/\mu' = \tan \delta. \quad (10.26)$$

Величину $\tan \delta$ называют *фактором потерь*. Качество магнитомягкого материала часто характеризуют параметром $\mu/\tan \delta$.

Природа и характер магнитных потерь зависят от частоты ω . В низкочастотной области наиболее существенными оказываются потери, связанные с гистерезисом. Потери на гистерезис становятся менее значимым при высоких частотах, поскольку смещение доменных границ, являющееся основной причиной гистерезиса, в этой области в значительной мере подавлено, уступая вращению намагниченности.

Потери на вихревые токи (eddy current loss). Следующим по важности вкладом в потери являются потери на вихревые токи. Изменение намагниченности вызывает вихревые токи, препятствующие такому изменению. В соответствии с законом электромагнитной индукции для контура с радиусом r с центром в центре цилиндра, рис. 10.11,

$$\int \mathbf{E}_s ds = -\int (d\mathbf{B}_n/dt) dS. \quad (10.27)$$

Предполагая однородную намагниченность M , мы имеем

$$2\pi r E(r) = -\pi r^2 (dI/dt) \quad \text{и} \quad E(r) = -(r/2)(dI/dt). \quad (10.28)$$

$$\text{Вихревой ток: } i(r) = -(r/2\rho) dI/dt, \quad (10.29)$$

где ρ – удельное сопротивление. Потери на вихревые токи:

$$P = (1/\pi r_0^2) \int_0^{r_0} 2\pi E(r) i(r) r dr = (1/2\rho r_0^2) (dI/dt)^2 \int_0^{r_0} r^3 dr = r_0^2/(8\rho) (dI/dt)^2. \quad (10.30)$$

Т.е. потери на вихревой ток пропорциональны квадрату скорости изменения намагниченности, т.е. квадрату частоты, если имеется полное проникновение в материал. Т.е. потери на вихревые токи будут возрастать с ростом частоты. Кроме этого, $P \sim r_0^2$. Это означает, что потери можно уменьшить путем разделения материала на электрически изолированные слои. Эффективным способом борьбы с вихревыми токами является увеличение сопротивления. Это реализуется в нанокристаллических пленках, получаемых испарением, электрохимическим осаждением и т.д. Тонкие пленки таких материалов используются, в частности, в быстродействующих и высокоплотных устройствах магнитной памяти. Высоким сопротивлением обладают прессованные из порошков сердечники. Высоким сопротивлением обладают ферриты, особенно Ni-ферриты ($\sim 100 \mu\Omega$ см), редкоземельные железные гранаты, не имеющие дивалентных металлов, типа Fe^{2+} , снижающих сопротивление за счет прыжковой проводимости. Некоторые виды гранат имеют настолько малые потери в области высоких частот, что становятся прозрачными для видимого света. Плата за это, как правило, низкая намагниченность насыщения и низкая восприимчивость.

Если dI/dt достаточно велико, то вихревые токи становятся достаточно большими, чтобы генерировать магнитные поля, сравнимые с внешним. Поскольку вихревой ток, который течет вокруг цилиндра радиусом r генерирует магнитное поле только внутри этого цилиндра, то интегрированное поле вихревого тока максимально в центре и уменьшается до нуля на поверхности цилиндра. Магнитное поле вихревого тока всегда направлено препятствует изменениям намагниченности, вызывающим этот вихревой ток. Поэтому, намагниченность в центре цилиндра погашена. Амплитуда осцилляций намагниченности уменьшается в e -раз от значения на поверхности на глубине

$$s = (2\rho/\omega\mu)^{1/2} \quad (10.31)$$

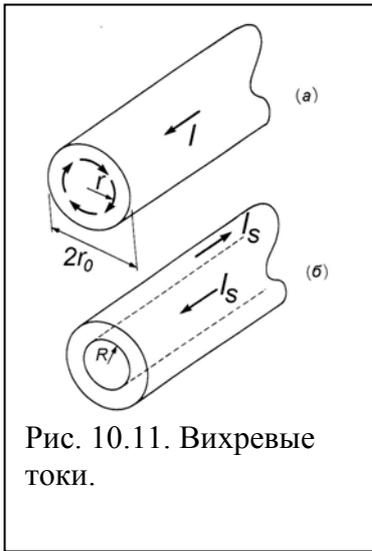


Рис. 10.11. Вихревые токи.

где ω – угловая частота изменяющегося магнитного поля и μ – проницаемость. Глубина s называется *скин-слоем*. Для магнитного металла с $\rho = 1 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{м}$ ($10 \mu\Omega \cdot \text{см}$), $\langle \mu \rangle = 500$ и частоте 50 Гц скин слой составляет $s = [2 \times 10^{-7} / (2\pi \times 50 \times 500 \times 4\pi \times 10^{-7})] \approx 1.0 \times 10^{-3} \text{ (м)} = 1 \text{ мм}$. При частоте 1 ГГц этот слой будет $s \approx 2 \times 10^{-4} \text{ мм} = 0.2 \mu\text{м}$. Исходя из этого, сердечники трансформаторов делают из тонких электрически изолированных пластин, а для СВЧ применений не делают толстых ферромагнитных пленок.

Магнитное последствие (magnetic after-effect). Вихревые токи, вызывающие задержку фазы намагничивания в переменных магнитных полях, можно отнести к чисто электрическим явлениям. Изменение намагниченности также может происходить из-за изменений в фазовом составе или в структуре. Эти эффекты называются эффектами *старения (aging)*. Под *магнитным последствием* понимают эффекты, связанные с *магнитной вязкостью*.

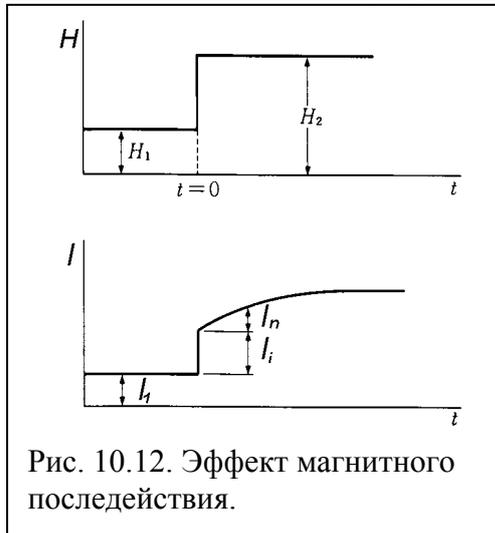


Рис. 10.12. Эффект магнитного последствия.

Эффект состоит в том, что при скачкообразном изменении приложенного к образцу магнитного поля с H_1 до H_2 , намагниченность изменяется мгновенно с I_1 до I_i и затем плавно до насыщения, рис. 10.12. В простейшем случае зависящая от времени составляющая $I_n(t)$ определяется одной константой релаксации τ , так что

$$I_n(t) = I_{n0}(1 - \exp(-t/\tau)). \quad (10.32)$$

Общий вид намагниченности имеет вид

$$I = \chi_a H \{1 + \zeta(1 - \exp(-t/\tau))\}, \quad (10.33)$$

где $\zeta = I_{n0}/I_i$. Дифференциальное уравнение $d(I - \chi_a H)/dt = -(I - \chi_a H)/(1 + \zeta)/\tau$

$$(10.34)$$

описывает поведение намагниченности (10.33).

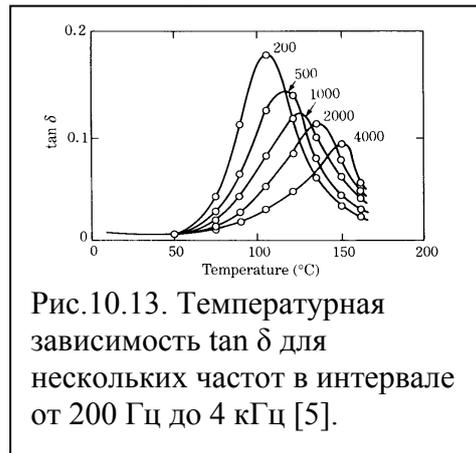


Рис.10.13. Температурная зависимость $\tan \delta$ для нескольких частот в интервале от 200 Гц до 4 кГц [5].

При осциллирующем магнитном поле $H = H_0 \exp(i\omega t)$,

$$(10.35)$$

намагниченность испытывает задержку по фазе

$$I = I_0 \exp(i\omega t - i\delta). \quad (10.36)$$

Подставляя (10.35) и (10.36) в (10.34) получаем

$$\tan \delta = \zeta \omega \tau / (1 + \zeta + \omega^2 \tau^2), \quad (10.37),$$

$$I_0 = \omega \tau \chi_a H / (\omega \tau \cos \delta - \sin \delta). \quad (10.38)$$

Так же как и в случае вихревых токов, в эффекте магнитного последствия называют δ называют углом потерь, а $\tan \delta$ – фактором потерь. Фактор потерь зависит от частоты и температуры. Как видно из рис. 10.13, $\tan \delta$ имеет максимум при определенной температуре. Температурная вариация обусловлена изменением времени релаксации с температурой. Рассматривая $\tan \delta$ как функцию τ , получаем, что максимум приходится на $\tau = (1 + \zeta)^{1/2} / \omega$.

$$(10.39)$$

Наиболее простое объяснение этому эффекту дал Сноек [5]. Переменное магнитное поле,

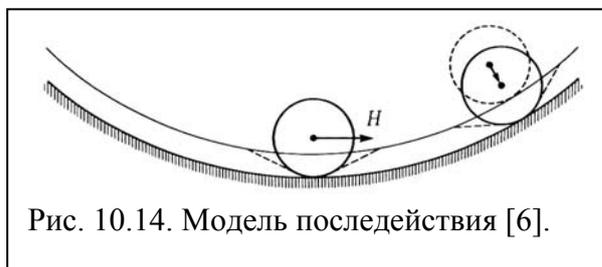


Рис. 10.14. Модель последствия [6].

согласно модели Сноека, подобно шарик, осциллирующему под действием переменной силы взад и вперед по вогнутой поверхности, покрытой вязким слоем, рис.10.14. При низкой температуре, вязкий слой становится жестким, и шарик движется по твердой поверхности с малой потерей энергии, а при высокой температуре шарик движется по слою с низкой вязкостью, также не требующей больших затрат. При промежуточных температурах

затухание колебаний шарика будет максимальным.

Размерный резонанс. Было замечено, что при достаточно больших размерах сечений сердечников магнитов на частотах (в МГц-диапазоне) выше определенной появляется спад в проницаемости [6]. Спад смещается в сторону больших частот, если сечение уменьшается, рис. 10.15. Этот спад был отнесен за счет *стоячих электромагнитных волн*, распространяющихся в сердечнике. Скорость распространения электромагнитной волны в среде уменьшается в сравнении со скоростью в вакууме. Здесь $\langle \epsilon \rangle$ и $\langle \mu \rangle$ относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости. Соответственно, длина волны будет

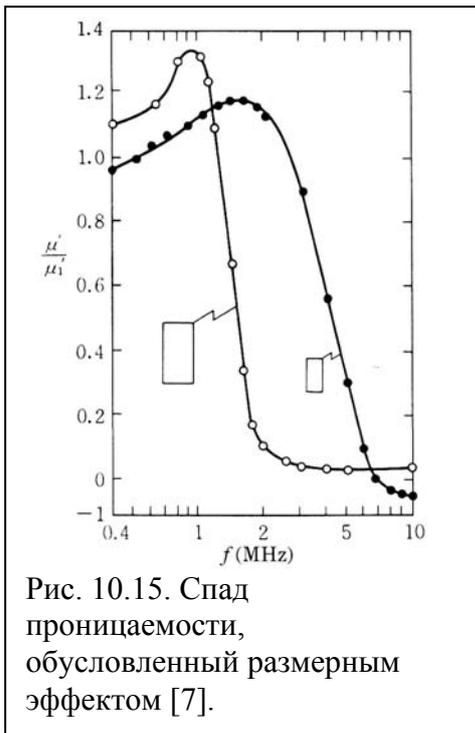


Рис. 10.15. Спад проницаемости, обусловленный размерным эффектом [7].

$$\lambda = c/[f(\langle \epsilon \rangle \langle \mu \rangle)^{1/2}]. \quad (10.40)$$

При $\langle \epsilon \rangle \sim 5 \cdot 10^4$ и $\langle \mu \rangle \sim 10^3$, характерных для Mn-Zn ферритов, где этот эффект был обнаружен [6], для $f=1.5$ МГц длина волны λ должна быть равной 2.6 см, что близко по значению с размерами сердечника. Если размеры кратны длине волны, то электромагнитные волны будут резонировать в сердечнике, создавая стоячую волну. Спад в зависимости $\mu'(f)$ обусловлен резонансным поведением, получившим название *размерного резонанса*.

Собственный магнитный резонанс. В области высоких частот проницаемость падает, а магнитные потери растут благодаря магнитному резонансу. На рис. 10.16 представлены зависимости действительной и мнимой частей проницаемости для ферритов Ni-Zn с разным химическим составом [7]. Можно заметить, что материалы с более высокой проницаемостью имеют более узкий частотный диапазон. Сноек [8] объяснил это наблюдение как следствие резонанса вращения намагниченности под действием поля анизотропии. Резонансная частота может быть получена при $H = 0$, что дает

$$\omega = \gamma H_a, \quad (10.41)$$

где, также как и в (9.8) гиромагнитный фактор $\gamma = g\mu_B = g\mu_0/(2m) = 1.105 \cdot 10^5 g$ (М/(Ас)), $g = 2.023 \approx 2$ – фактор спектроскопического расщепления. Если включается высокочастотное поле с частотой (10.41), то вращение намагниченности вокруг ОЛН будет резонировать с полем, что приведет к резкому изменению μ' и μ'' . Если взять $K_1 = -5 \cdot 10^2$ Дж/м³, $M_s = 0.3$ Тл, для ферритов Ni-Zr, мы можем оценить поле анизотропии по (10.23б)

$$H_a = (4\pi \cdot 5 \cdot 10^2)/(3 \cdot 3 \cdot 10^{-1}) \approx 2.2 \cdot 10^3 \text{ (А/м)} (\approx 27 \text{ Э}).$$

Полагая $g = 2$, из (10.41) имеем

$$\omega = (1.105 \cdot 10^5) \cdot 2 \cdot 2.2 \cdot 10^3 \approx 5 \cdot 10^8, \quad f = \omega/(2\pi) \approx 8 \cdot 10^7 \text{ Гц (80 МГц)}. \quad (10.42)$$

Это значение находится в области, где наблюдается резонанс. Явление называется *собственным резонансом*.

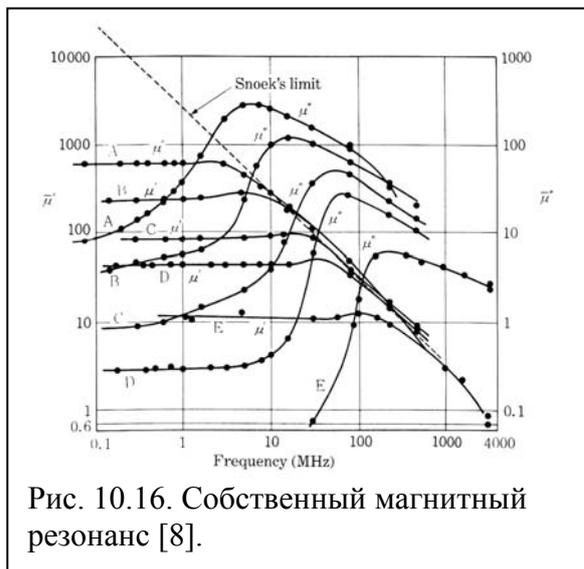


Рис. 10.16. Собственный магнитный резонанс [8].

Предел Сноека. Для материала с положительной анизотропией $K_1 > 0$, согласно (10.23а), $H_a = 2K_1/I_s$. Резонансная частота $\omega = 2vK_1/I_s$.

С другой стороны, увеличение K_1 ведет к уменьшению проницаемости:

$$\langle \mu \rangle = I_s^2/(3K_1\mu_0). \quad (10.43)$$

Перемножая это,

$$\omega \langle \mu \rangle = 2v I_s/(3\mu_0). \quad (10.44)$$

Аналогичное соотношение справедливо и для $K_1 < 0$. Полагая $I_s = 0.3$ Тл и $\mu = 4\pi \times 10^7 \langle \mu \rangle$,

Мы имеем

$$f \langle \mu \rangle \approx 5.6 \cdot 10^9 = 5.6 \text{ ГГц}. \quad (10.45)$$

Линия на рис. 10.16 проведена через точки где μ' составляет 0.5 от максимального значения. Условие (10.45) примерно совпадает с этой линией. Линия называется *пределом Сноека*. Оно

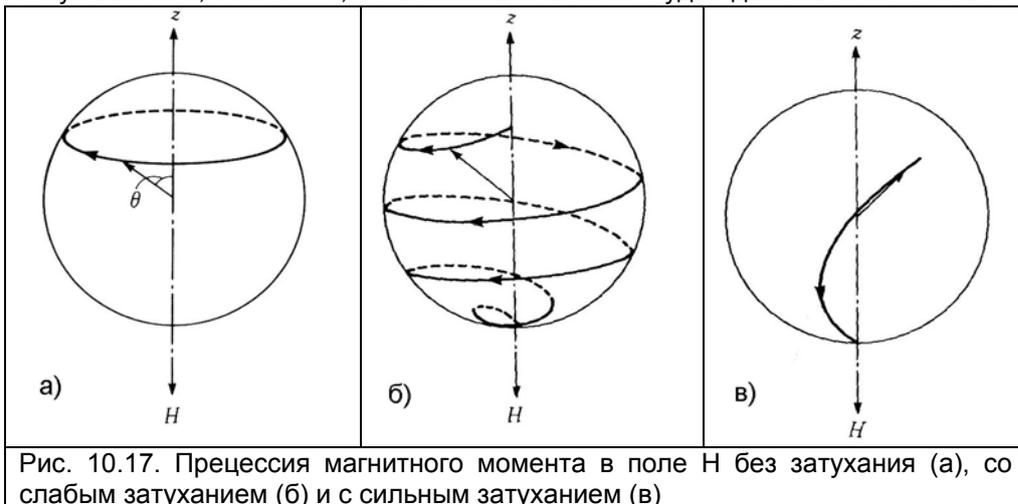
ограничивает величину проницаемости условием (10.45) для материалов с кубической анизотропией. В материалах с особым типом анизотропии, предел Сноека может нарушаться.

Уравнение Ландау-Лифшица. Ландау и Лифшиц впервые предложили описание прецессии магнитного момента с учетом затухания [9]. При включении магнитного поля магнитный момент начинает прецессировать, рис.10.17.

Уравнение Ландау-Лифшица (Л-Л) можно записать в виде:

$$d\mathbf{l}/dt = \gamma (\mathbf{l} \times \mathbf{H}_{eff}) - (\alpha\gamma/l) (\mathbf{l} \times (\mathbf{l} \times \mathbf{H}_{eff})), \quad (10.46)$$

где H_{eff} – эффективное магнитное поле, γ - гиромагнитный фактор, α - параметр затухания. Если затухания нет, т.е. $\alpha = 0$, то магнитный момент будет двигаться по боковой поверхности конуса



неограниченно долго, рис. 10.17а. При сильном же затухании магнитный момент развернется вдоль поля, не сделав ни одного оборота, рис. 10.17в. Уравнение Л-Л позволяет рассчитывать микромагнитную структуру ферромагнетика.

Устойчивая доменная структура в переменных полях. Стационарная картина доменов деформируется или полностью меняется, если образец подвергается воздействию переменного магнитного поля. При этом возможны устойчивые конфигурации доменов, форма которых весьма чувствительна к небольшим изменениям, как параметров внешнего поля, так и к микроструктуре и электрофизическим параметрам материала. На рис. 10.18 представлены динамические доменные картины наблюдаемой на одном и том же месте пленки феррита-граната толщиной 9 мкм в переменном магнитном поле с частотой, увеличивающейся последовательно - от (а) к (г) - от 10 кГц до 100 кГц и варьируемой амплитудой H_0 .

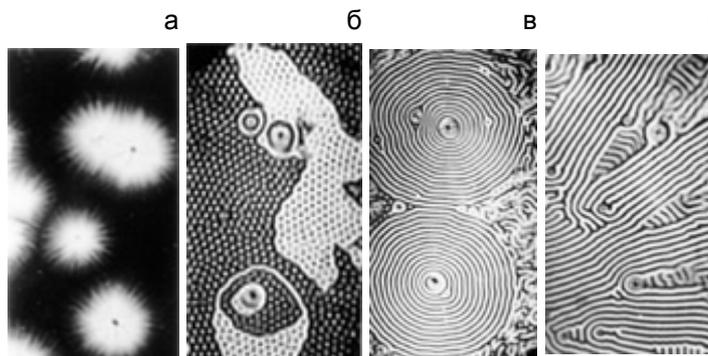


Рис. 10.18. Эволюция динамических доменных структур. Частота поля увеличивается от (а) к (г) [10].

При некоторых комбинациях f и H_0 весь образец может оставаться намагниченным в одном направлении. Кристалл как бы перестает "замечать" переменное поле, никак не реагирует на него. Реализуется так называемая динамическая однодоменность.

Цитированная литература

1. L. Néel, *Annal Univ. Grenoble*, **22** (1946), 299
2. M. Kersten, *Z. F. Angew. Phys.* **7** (1956) 313; **8** (1956) 382, 496
3. E. Kondorsky, *Phys. Z. Sowjet.*, **11** (1937) 597
4. Y. Tomo, *J. Phys. Soc. Japan* **7** (1952) 180
5. J.L. Snoek, *Physica*, **5** (1938) 663
6. F.G. Brockman, P.H. Dowling and W.G. Steneck, *Phys. Rev.*, **77** (1950) 85
7. E.W. Gorter, *Proc. IRE*, **43** (1955) 245
8. J.L. Snoek, *Physica*, **14** (1948) 207
9. L. Landau and E.Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion*, **8**, (1935) p.153
10. Г.С.Кандаурова, *Изв. УрГУ*, №5 (1997)

Вопросы:

1. Описать процесс намагничивания в магнитомягком кристалле Fe, помещенном в поле, направленном вдоль оси [111].
2. Чему равна работа по смещению доменной стенки в поле H.
3. Чем определяется равновесное положение доменной стенки в поле H? Критическое поле для устранения доменных границ?
4. В каких случаях реализуется намагничение путем вращения?
5. В каком случае требуется большее поле для насыщения намагниченности, если поле приложено под 90° к ОЛН или под меньшим углом?
6. Пусть имеется однодоменная частица с одноосной анизотропией. Под каким углом к ОЛН необходимо ориентировать магнитное поле, чтобы получить необратимую ориентацию при наименьшем значении поля?
7. Перечислить виды магнитных потерь.
8. Как зависят потери на вихревые токи от частоты?
9. Чем вызывается магнитное последствие? Как оно зависит от температуры?
10. Что такое размерные потери?
11. Что такое собственный магнитный резонанс?
12. Что описывает уравнение Ландау-Лифшица?

Список дополнительной литературы:

1. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, 1985г. 336 с.
2. Вонсовский С.И. Магнетизм. М., 1971
3. Бозорт Р. Ферромагнетизм. Изд-во ин. литературы, М-ва, 1956, 784 с.