

СПЕКТР МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО МОДУЛИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.И.Горобец, А.Н.Кучко

В последнее время значительно возрос интерес к магнитостатическим волнам (МСВ) в магнитоупорядоченных структурах. Этот интерес обусловлен разнообразием типов МСВ, малой скоростью их распространения, возможностью управления характеристиками МСВ, что делает их весьма перспективными для создания различных малогабаритных управляемых устройств обработки сигнала на СВЧ. В настоящее время по существу только МСВ структуры обеспечивают функциональную обработку радиосигналов диапазона 1–20 ГГц непосредственно на СВЧ. В качестве среды распространения МСВ в СВЧ приборах наряду с однородными ферромагнитными материалами находят широкое применение многослойные структуры с различными параметрами слоев.

При конструировании устройств СВЧ очень важно знать дисперсионную зависимость среды распространения МСВ. Этим объясняется большое количество работ, посвященных исследованию спектра и закона дисперсии МСВ в многослойных магнитных материалах. В частности, в [1,2] найдены выражения для спектра МСВ в многослойных материалах с конечным числом магнитных слоев, в [3] — в магнетике, состоящем из очень большого числа периодически чередующихся слоев без учета дисперсии параметров магнитного материала в слое и диссипации энергии.

Достигнутые успехи в области технологии получения магнитных пленочных материалов позволяют в настоящее время получать многослойные образцы с большим числом тонких магнитных слоев и заданным распределением магнитных характеристик (мультислойные материалы). Такую мультислойную пленку, представляющую собой среду с искусственно сформированными неоднородностями, можно рассматривать как систему с периодически модулированными магнитными параметрами. Очевидно, что такая модуляция должна существенным образом изменить спектр и диссипацию МСВ.

Целью данной работы является изучение влияния одномерной периодической модуляции величины одноосной анизотропии на спектр МСВ во внешнем магнитном поле.

В соответствии с этим рассмотрим неограниченный ферромагнетик, константа одноосной анизотропии β которого и величина внешнего магнитного поля H могут зависеть от координаты z . Будем считать, что внешнее магнитное поле параллельно оси легкого намагничивания материала, и направим ось z прямоугольной системы координат вдоль этого поля. Очевидно, что основным состоянием материала в этом случае будет однородное распределение намагниченности вдоль оси z . Динамику намагниченности с учетом диссипации энергии будем описывать уравнением Ландау–Лифшица [4]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -g[\mathbf{M}, \mathbf{H}_e] - \frac{\lambda}{M_0} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \mathbf{M} \right], \quad (1)$$

где g — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания Гильберта-Ландау, M_0 — намагниченность насыщения, \mathbf{H}_e — эффективное магнитное поле.

Для описания малых колебаний намагниченности \mathbf{M} вблизи основного состояния введем вектор $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_z M_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где \mathbf{e}_z — единичный вектор, $|\mathbf{m}| \ll M_0$.

В случае если $M_0 = \text{const}$, что и будет предполагаться в дальнейшем, с точностью до линейных по \mathbf{m} слагаемых для эффективного магнитного поля в длинноволновом (безобменном) приближении с учетом выбранной системы координат можно записать [5]

$$\mathbf{H}_e = -\beta \mathbf{m} + \mathbf{e}_z H + \mathbf{h}^{(m)}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{h}^{(m)}$ — индуцированное \mathbf{m} магнитостатическое поле, для нахождения которого необходимо решить систему уравнений магнитостатики [5]

$$\text{rot } \mathbf{h}^{(m)} = 0, \quad \text{div } \mathbf{h}^{(m)} = -4\pi \text{div } \mathbf{m}. \quad (4)$$

Воспользуемся следующими координатными преобразованиями Фурье в плоскости xy

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{-i\boldsymbol{\kappa}(\mathbf{e}_x x + \mathbf{e}_y y)\} \tilde{\mathbf{f}}(z) d\boldsymbol{\kappa},$$

и вдоль оси z

$$\tilde{\mathbf{f}}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{-ikz\} \tilde{\mathbf{f}}_k dk. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — единичные векторы; $\boldsymbol{\kappa}, k$ — проекции волнового вектора на плоскость xy и на ось z соответственно; символ f использован для обозначения m или $h^{(m)}$. Учитывая симметрию задачи и выбрав систему координат так, чтобы $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{e}_x \boldsymbol{\kappa}$, находим решение системы (4)

$$\tilde{\mathbf{h}}_k^{(m)} = -4\pi \frac{\boldsymbol{\kappa} \tilde{m}_{k,x}}{\boldsymbol{\kappa}^2 + k^2} (\mathbf{e}_z \boldsymbol{\kappa} + \mathbf{e}_z k). \quad (6)$$

Принимая во внимание (2) будем искать решение уравнения (1) в виде гармонических колебаний с частотой ω ($\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{r}) \exp\{-i\omega t\}$). В этом случае, вводя обозначения $\Omega = \omega/gM_0$, $B(z) = H/M_0 + \beta(z)$ и полагая $\lambda \ll B/\Omega$, в линейном приближении из (1) с учетом (3), (5) и (6) получаем

$$\begin{aligned} & [\Omega^2 - (B(z) - i\lambda\Omega)^2] \tilde{m}_x(z) = \\ & = 2\pi \boldsymbol{\kappa} (B(z) - i\lambda\Omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{-\boldsymbol{\kappa}|z - z'|\} \tilde{m}_x = (z') dz'. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение (7) описывает процесс распространения МСВ в однородно намагниченном ферромагнетике, константа одноосной анизотропии которого может изменяться вдоль одного из направлений, во внешнем магнитном поле. В общем случае для произвольного закона модуляции $B(z)$ аналитическое решение уравнения (7) затруднено. Однако можно проанализировать в общем виде влияние малой периодической модуляции на спектр МСВ. Будем полагать $B(z) = B_0 + \Delta B(z)$ и рассматривать ΔB как малую периодическую добавку к B_0 : $\Delta B(z) = \Delta B(z + Z_0)$, $|\Delta B/B_0| \ll 1$. Легко показать, что собственные функции и собственные значения невозмущенного уравнения (7) (при $\Delta B(z) = 0$) имеют вид [6] $\tilde{m}_x(z) \sim \exp\{ikz\}$, $\Omega = \Omega_r - i\Omega_i$, где

$$\Omega_r^2 = B_0^2 + 4\pi B_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + k^2}, \quad (8)$$

$$\Omega_i = \lambda \left[B_0 + 2\pi \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + k^2} \right]. \quad (9)$$

Выражение (8) является известным дисперсионным соотношением для спектра МСВ в однородном магнитном материале [3], а (9) определяет затухание МСВ в нем. Нетрудно заметить, что каждая точка спектра (8) является двукратно вырожденной, т.е. две волны с одинаковой длиной и различными знаками проекций волнового вектора на ось z (распространяющиеся в положительном и отрицательном направлении оси z) имеют одинаковую частоту.

Для решения возмущенного уравнения (7) применим метод теории возмущений для эрмитовых операторов с вырожденным спектром [7], так как обычная теория возмущений становится неприменимой при $k = \pi n/Z_0$. Вблизи этих значений k решения (7) ищутся в виде суперпозиции собственных функций невозмущенного уравнения, соответствующих вырожденному собственному значению. Подстановка данного вида решения в (7) позволяет определить поправки к собственным значениям уравнения. Наличие периодического возмущения снимает вырождение, и спектр уравнения (7) из непрерывного модифицируется в зонный с разрывами при $k = \pi n/Z_0$. Применяя данный метод для размера щели в спектре, можно записать следующее выражение:

$$\Delta\Omega_{r,n} = \left[2B_0 + 4\pi \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + k^2} \right] \left[B_0^2 + 4\pi B_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + k^2} \right]^{-1/2} \Delta B_n. \quad (10)$$

где ΔB_n — коэффициенты фурье-разложения функции ΔB_z , $n = 1, 2, \dots$

Если $k \ll \kappa \sqrt{B_0/4\pi - 1}$, то $\Delta\Omega_{r,n} = 2\Delta B_n$.

Таким образом, как и в случае многослойного материала, состоящего из чередующихся магнитных и немагнитных слоев [1-3], спектр рассмотренного однородного по намагниченности материала является зонным. Наличие зон в частотной характеристике такого магнетика обусловлено периодическими неоднородностями величины одноосной анизотропии. Материалы с модулированной анизотропией могут быть получены, в частности, при эпитаксиальном выращивании магнитных пленок из однородного раствор-расплава путем, например, периодического изменения технологических параметров и условий роста. Создание зонного

спектра посредством модуляции анизотропии позволяет использовать такие материалы для получения заданных частотных характеристик МСВ устройств микроэлектроники.

Список литературы

- [1] *Grunberg P., Mika K.* // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. N 5. P. 2955–2965.
- [2] *Mika K., Grunberg P.* // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. N 7. P. 4465–4471.
- [3] *Грибкова Ю.В., Каганов М.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 11. С. 588–591.
- [4] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [5] *Агиезер А.И., Барьяhtar В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 367 с.
- [6] *Петровский И.Г.* Лекции по теории интегральных уравнений. М, 1984. 136 с.
- [7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.

Донецкий университет

Поступило в Редакцию
31 января 1992 г.
В окончательной редакции
28 июля 1992 г.

04:12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ИОНИЗОВАННЫХ ВОЛН С ВНЕШНИМИ КОЛЕБАНИЯМИ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Ю.Б.Голубовский, В.О.Некучаев, И.Э.Сулейменов

Проблеме взаимодействия ионизационных волн с внешними модулирующими колебаниями в положительном столбе газового разряда посвящено достаточно большое число работ, анализ которых можно найти в обзоре [1]. В последнее время интерес к этому вопросу не снижается, в частности, из-за проблемы возникновения детерминированного хаоса в распределенных автоколебательных системах, примером которой является стратифицированный тлеющий разряд [2–5]. Природа страт в разряде низкого давления вдали от границы Пушпа (именно эти условия исследовались в вышеперечисленных работах) носит существенно нелокальный характер [6], что не принималось во внимание в цитированных работах.

Целью настоящей работы являются экспериментальное исследование взаимодействия кинетических ионизационных волн с внешними колебаниями и интерпретация полученных результатов на основе анализа нелокальной кинетики электронов. С этой же точки зрения анализируется механизм обратной связи в разряде.

Показано, что ионизационно-волновые колебания параметров плазмы в условиях нелокального механизма формирования функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и конечной длины разрядного промежутка должны приводить к колебаниям напряжения на разрядной трубке в целом, которые в свою очередь влияют на характеристики страт.