*Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 11, стр. 588 – 591* *10 июня 1988 г.*

# ЗОННЫЙ МАГНИТОДИПОЛЬНЫЙ СПЕКТР ФЕРРОМАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

*Ю.В.Грибкова, М.И.Каганов*

Для магнитных сверхрешеток – слоев магнетика, разделенных немагнитными прослойками, вычислена зависимость частот магнитодипольных колебаний от квазиволнового вектора.

В последнее время получили распространение работы, посвященные свойствам магнитных сверхрешеток – слоистых структур, состоящих из магнитного и немагнитного материалов [1, 2]. Интерес к ним связан как с перспективами их использования в современной микроэлектронике, так и с возможностью наблюдения с их помощью различных физических явлений.

В данной работе рассматриваются линейные высокочастотные свойства одномерной сверхрешетки, состоящей из ферромагнитного и немагнитного диэлектриков (рис. 1). Спектр объемных и поверхностных возбуждений бесконечной пластины известен давно [3, 4]. В [5 – 7] рассмотрен случай двух слоев ферромагнетика, разделенных немагнитной щелью. В данной работе показано, что в сверхрешетке, т. е. системе, состоящей из очень большого числа слоев, возникает зонная картина для спектра возбуждений вместо дискретного набора решений, характерного для отдельных пластин.

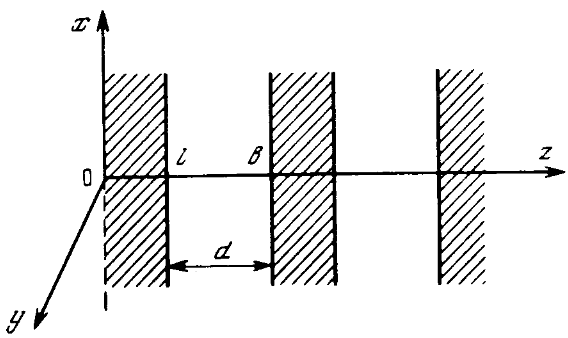


Рис. 1. Структура сверхрешетки. $b = l + d$ – ее период, $l$ – толщина слоя магнетика, $d$ – расстояние между слоями

Полная система уравнений, описывающих собственные колебания магнитного поля, состоит из уравнений магнитостатики, условий на границах слоев и условия Блоха:

$$\varphi(z + b) = e^{ikb}\varphi(z), \tag{1}$$

где $\varphi$ – магнитный скалярный потенциал, а $k$ – квазиволновой вектор $\left(-\frac{\pi}{b} \leqslant k \leqslant \frac{\pi}{b}\right)$.

Магнитная восприимчивость задается уравнением Ландау – Лифшица без учета диссипации и пространственной дисперсии. Это возможно, если выполнены следующие условия:

$$\lambda_D, \quad \frac{c}{\omega} \gg \lambda \gg \sqrt{\frac{J}{\mu M_0}}\, a . \tag{2}$$

Здесь $\lambda$ – длина волны, $\lambda_D$ – длина ее затухания, $c$ – скорость света, $M_0$ – намагниченность насыщения, $\sqrt{(J/\mu M_0)}a$ – обменная длина ($a$ – постоянная решетки, $J$ – обменный интеграл, $\mu = g\hbar$ – магнетон Бора).

Решение внутри ячейки сверхрешетки имеет вид: внутри слоя магнетика:

$$\varphi_m^{(i)} = e^{i\vec{\kappa}\vec{\rho}}(A_m e^{iqz} + B_m e^{-iqz}), \tag{3}$$

вне его

$$\varphi_m^{(e)} = e^{i\vec{\kappa}\vec{\rho}}(C_m e^{\kappa z} + D_m e^{-\kappa z}), \tag{4}$$

$M$ – номер ячейки; $\vec{\rho}$ и $\vec{\kappa}$ – двумерные вектора с компонентами $x, y$ и $\kappa_x \kappa_y$ соответственно. Вектор $\vec{\kappa}$ следует считать заданным параметром задачи – характеристикой решения.

Спектр возбуждений системы различен при разной ориентации слоев относительно постоянного магнитного поля внутри магнетика $H_0$. Если оно параллельно оси сверхрешетки $z$, то в слоях магнетика существуют только объемные возбуждения [4], т. е. волновой вектор $q$ не может быть мнимым. Если поле перпендикулярно $z$, то, кроме объемных, могут возникать и поверхностные волны Даймона – Эшбаха [3] на границах слоев.

Рассмотрим сначала случай, когда поле и ось анизотропии параллельны $z$. Дисперсионное уравнение, связывающее $q$ с $\kappa$ и $k$ имеет вид:

$$\cos kb = \operatorname{ch}\kappa d\cos ql - \frac{q^2 - \kappa^2}{2\kappa q}\operatorname{sh}\kappa d\sin ql .$$

Т. е. $q = q_{n\kappa}(k)$, где $n = 1, 2 \ldots$ – номер решения уравнения (4). Четность уравнения (4) по $q$ приводит к двукратному вырождению решения. Из-за изотропии в плоскости пластины решение не зависит от направления вектора $\vec{\kappa}$. Частота собственных магнитостатических колебаний системы – функция $q$ и $k$ при заданном $\kappa$ и номере решения

$$\omega^2_{n\kappa}(k) = \Omega_0\left[\Omega_0 + 4\pi g M_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + q^2_{n\kappa}(k)}\right], \tag{5}$$

где $\Omega_0 = gH_0$. Из-за зависимости $q_{n\kappa}$ от $k$ дискретные частоты (при фиксированном значении $\kappa$), характерные для изолированной пластины, превращаются в *неперекрывающиеся зоны*. Из формулы (5) видно, что все частоты лежат внутри интервала от $\Omega_0$ до $\sqrt{\Omega_0(\Omega_0 + 4\pi g M_0)}$, который соответствует интервалу для объемных спиновых волн внутри однородного неограниченного магнетика при нулевом волновом векторе.

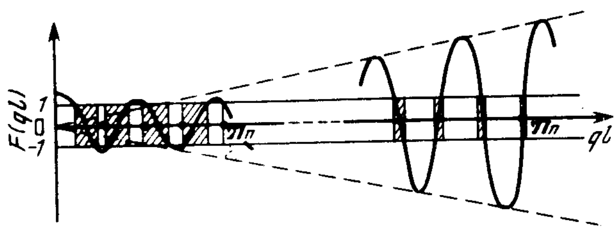


Рис. 2. Правая часть уравнения (7) как функция $ql$. Область определения $\cos kb$ "вырезает" разрешенные зоны значений $ql$ (заштрихованы)

Анализ уравнения (4) показывает, что если пластины расположены далеко друг от друга ($\kappa d \gg 1$), то из дискретных значений $q^0_{n\kappa}$ и $\omega_{n\kappa}$, полученных в работе [4], возникают экспоненциально узкие зоны (аналог "сильной связи" в зонной теории):

$$q_{n\kappa}(k) = q^0_{n\kappa}\left(1 - 2e^{-\kappa d}\frac{\cos kb - e^{-\kappa d}\cos q^0_{n\kappa} l}{q^0_{n\kappa} l \pm 1}\sin q^0_{n\kappa} l\right). \tag{6}$$

Знак +, если $\pi n \leqslant |q^0_{n\kappa} l/2| \leqslant \pi\left(n + \frac{1}{2}\right)$, а –, если $\pi\left(n + \frac{1}{2}\right) \leqslant \left|\frac{q^0_{n\kappa} l}{2}\right| \leqslant \pi(n+1)$.

Более интересным является случай малых $d$. Значение $d = 0$ означает исчезновение немагнитных прослоек и превращение образца в однородный. При этом квазиволновой вектор $k$

превращается в обычный волновой, а $\kappa^2/(\kappa^2+q^2)$ есть $\sin^2\theta$, где $\theta$ — угол между $\vec{\kappa}$ и $M_0$. При $\kappa d \neq 0$, но $\kappa d \leqslant 1$ из (4) имеем

$$\cos kb = \cos ql - \frac{1}{2}\left(qd - \frac{\kappa}{q}\kappa d\right)\sin ql . \tag{7}$$

Видно (рис. 2), что "слабая связь" осуществляется только для не слишком больших значений $q$. С ростом номера решения осуществляется переход к "сильной связи". Узкие разрешенные зоны разделены широкими запрещенными.

Перейдем теперь к случаю, когда внешнее магнитное поле и ось легкого намагничивания лежат в плоскости пластинки и направлены вдоль оси $x$ (рис. 1). Теперь волновой вектор $q$ может быть и действительным, и мнимым. Реальное $q$ соответствует объемным, а мнимое — поверхностным возбуждениям на границах слоев. Для действительного аналог уравнения (4):

$$\cos kb = \operatorname{ch}\kappa d\cos ql - \frac{1}{2\kappa q}\{q^2-\kappa^2-\frac{4\pi gM_0}{\Omega_0}(\kappa^2+q^2)\frac{\kappa_y^2}{\kappa_x^2}\}\operatorname{sh}\kappa d\sin ql , \tag{8}$$

а для мнимого $(q \equiv i\gamma)$: [8]

$$\cos kb = \operatorname{ch}\kappa d\operatorname{ch}\gamma l + \frac{1}{2\kappa\gamma}\{\gamma^2+\kappa^2+\frac{4\pi gM_0}{\Omega_0}(\kappa^2-\gamma^2)\frac{\kappa_y^2}{\kappa_x^2}\}\operatorname{sh}\kappa d\operatorname{sh}\gamma l. \tag{9}$$

Уравнение (8) имеет бесконечный набор решений $q_{n\vec{\kappa}}(k)$ при заданных компонентах $\kappa_x$ и $\kappa_y$. Частоты собственных объемных магнитостатических колебаний:

$$\omega^2_{n\vec{\kappa}}(k) = \Omega_0\left[\Omega_0 + 4\pi gM_0\frac{\kappa_y^2+q^2_{n\vec{\kappa}}(k)}{\kappa^2+q^2_{n\vec{\kappa}}(k)}\right] . \tag{10}$$

Уравнение (9) имеет, при заданных $\vec{\kappa}$ и $k$, единственное решение $\gamma = \gamma_{\vec{\kappa}}(k)$. Соответствующая ему частота волны:

$$\omega^2_{\vec{\kappa}}(k) = \Omega_0\left[\Omega_0 + 4\pi gM_0\frac{\kappa_y^2-\gamma^2_{\vec{\kappa}}(k)}{\kappa^2-\gamma^2_{\vec{\kappa}}(k)}\right] . \tag{11}$$

При больших $d$ значение $\gamma^0_{\vec{\kappa}}$ для одиночной пластины (и, соответственно $\omega^0_{\vec{\kappa}}$) расширяется в экспоненциально узкую зону, аналогично (6). При произвольных $d$ зависимость $\gamma$ от $k$ и $\vec{\kappa}$ находится из точного решения уравнения (9). Волна, распространяющаяся перпендикулярно $H_0$ ($\kappa_x = 0$) выделена. При этом $\gamma = \pm k_y$. Зона по частоте все же образуется:

$$\omega^2 = \Omega_0[\Omega_0 + 4\pi gM_0] + \frac{(4\pi gM_0)^2}{2}\frac{\operatorname{sh}|\kappa_y|d\operatorname{sh}|\kappa_y|l}{\operatorname{ch}|\kappa_y|b - \cos kb} . \tag{12}$$

Свойства объемных возбуждений, возникающих при $H_0 \perp z$, аналогичны случаю $H_0 \parallel z$.

Анализируя полученные выражения надо помнить об ограничительных неравенствах (2), запрещающих рассмотрение слишком больших значений $\kappa$ и $q$, т. е. больших $n$.

### Литература


1. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е.* РЭ, 1978, **23**, 897.
2. Proceedings of the International Conference on Magnetism. J. Mag. and Magn. Mat., 1986, **54 – 57**; Proceedings of the Thirty – First Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, J. Appl. Phys., 1987, **61**, № 8.

3. *Damon R.W., Esbach J.R.* J. Phys. Chem. Solids, 1961, **19**, 308.
4. *Барьяхтар В.Г., Каганов М.И.* В сб. : Ферромагнитный резонанс и спиновые волны. М.: Физматгиз, 1961. 266.
5. *Pfeiffer H.* Phys. Stat. Sol. (A), 1973, **18**, k53.
6. *Pfeiffer H.* Phys. Stat. Sol. (A), 1973, **19**, k85.
7. *Grünberg P.* J. Appl. Phys., 1980, 51, 4338.
8. *Camley R.E., Talat S. Rahman, Mills D.L.* Phys. Rev. B, 1983, **27**, 261.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 апреля 1988 г.