05.2;06

Магнитоплазмонные моды в отклике мезоскопической частицы полуметалла и немагнитного диэлектрика

© *С.И. Баструков, Д.В. Подгайный*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Поступило в Редакцию 20 ноября 1996 г.

Исследовались макроскопические особенности поведения в магнитном поле мезоскопической частицы, обладающей свойствами полуметалла или немагнитного диэлектрика. Показано, что при фиксированном значении напряженности поля частота альвеновской магнитоплазменной моды монотонно падает с ростом радиуса частицы как $1/R$.

Значительный прогресс, достигнутый к настоящему времени на пути миниатюризации компьютерной техники, продолжает оставаться главным стимулом интенсивно проводимых исследований по изучению мезоскопических свойств микронных образцов и наночастиц проводящих материалов [1]. Особенностью мезоскопических частиц является то, что они представляют собой многоатомные системы, устойчивость образования которых обусловлена организацией носителей проводимости в оболочки и существенно зависит от четности числа атомов, их образующих (энергия связи определяется оболочечным и четно-четным эффектами, характерными для микроскопических систем, таких как атомы и атомные ядра). Вместе с тем в отклике мезоскопической частицы на внешнее электромагнитное возмущение прослеживается вполне макроскопическое поведение носителей проводимости, присущее твердому телу бесконечного обьема. К настоящему моменту достаточно полно исследованными мезоскопическими объектами являются атомные кластеры щелочных металлов, носителями проводимости в которых служат электроны (см., например, [2,3] и приведенные там ссылки). Между тем мезоскопические свойства мелких частиц других проводящих материалов, таких как полуметаллы, остаются менее изученными.

Отличительным физическим свойством полуметаллов (висмут, сурьма, вольфрам), охлажденных до гелиевых температур (ниже 2° K) и помещенных в однородное магнитное поле, является их способность поддерживать распространение поперечных низкочастотных колебаний [4–8], известных из магнитной гидродинамики как альвеновские волны [9,10], которые характеризуются бездисперсным законом распространения

$$\omega = c_A k, \qquad c_A = V_A \cos\theta, \qquad V_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}, \tag{1}$$

где $\rho = n(m_e^* + m_h^*)$ — массовая плотность скомпенсированной электрон-дырочной плазмы (m_e^* и m_h^* — эффективные массы электрона и дырки), θ — угол между направлением распространения (волновым вектором $\mathbf{k}$) волны и направлением магнитного поля $\mathbf{B}$. Альвеновские волны могут также возбуждаться в немагнитных полупроводниках [11,12]. Данное макроскопическое свойство является следствием микроскопического механизма проводимости полуметалла и немагнитного диэлектрика, носителями которой, в отличие от простых металлов, служат электроны и дырки с равными концентрациями $n = n_e = n_h$. Уместно отметить, что равенство концентраций электронов n_e и дырок n_h является причиной невозможности распространения в упомянутых материалах спиральных магнитоплазменных волн — геликонов [6–8].

В настоящем сообщении мы обсуждаем макроскопические особенности поведения в магнитном поле мезоскопической частицы, обладающей свойствами полуметалла или немагнитного диэлектрика. Цель нашего анализа состоит в выявлении размерного мезоскопического эффекта в отклике такой частицы на внешнее электромагнитное возмущение, физическая природа которого обусловлена возбуждением собственных альвеновских осцилляций скомпенсированной и замагниченной твердотельной (электрон-дырочной) плазмы. Конструктивно задача заключается в получении явной зависимости частоты собственных альвеновских мод от размеров образца, чтобы можно было судить о том, каким образом модифицируется дисперсионное уравнение (1) (выражающее закон распространения альвеновских волн в бесконечном объеме полуметалла или немагнитного диэлектрика) при переходе к мезоскопическим образцам этих материалов.

Анализ магнитоплазменного отклика мезоскопической частицы может быть проведен в рамках модели замагниченной и скомпенсированной твердотельной плазмы, движения которой управляются уравнениями магнитной гидродинамики [9,10]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \mathrm{div}\mathbf{V} = 0, \qquad \rho\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla W + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\nabla)\mathbf{B},$$

$$\mathrm{div}\mathbf{B} = 0, \qquad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathrm{rot}[\mathbf{V}\times\mathbf{B}], \tag{2}$$

где $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{V}\cdot\nabla)$ — субстациональная производная, $\mathbf{V}$ — скорость коллективного потока электрон-дырочной плазмы, $\mathbf{B}$ есть интенсивность однородного поля внутри образца и W — гидромагнитное давление. Полагая, что внешнее возмущение не приводит к локальным флуктуациям плотности ($\delta\rho = 0$) и гидромагнитного давления ($\delta\mathbf{W} = 0$), линеаризованные уравнения магнитной гидродинамики, допускающие возможность распространения альвеновских колебаний в электрон-дырочной плазме, приобретают вид [10]:

$$\rho\frac{\partial\delta\mathbf{V}}{\partial t} - \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\nabla)\delta\mathbf{B} = 0, \quad \mathrm{div}\delta\mathbf{B} = 0, \quad \mathrm{div}\delta\mathbf{V} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial\delta\mathbf{B}}{\partial t} - (\mathbf{B}\cdot\nabla)\delta\mathbf{V} = 0. \tag{4}$$

Здесь $\delta\mathbf{V}$ и $\delta\mathbf{B}$ вариации — соответственно скорости и напряженности магнитного поля, вызванные внешним возмущением. Под ρ понимается равновесная плотность носителей проводимости. Скалярное умножение (4) на $\delta\mathbf{V}$ и интегрирование по объему частицы (при этом предполагается, что на поверхности частицы $\delta\mathbf{B}|_{r=R} = 0$) приводит к уравнению энергеитческого баланса

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \frac{\rho\delta V^2}{2}d\tau = \frac{1}{4\pi}\int_V \delta V_i B_k \frac{\partial\delta B_i}{\partial x_k}d\tau. \tag{5}$$

Вариации скорости потока и напряженности магнитного поля удобно представить в виде

$$\delta\mathbf{V} = \xi(\mathbf{r})\dot\alpha(t), \quad \delta\mathbf{B} = \mathbf{b}(\mathbf{r})\alpha(t), \tag{6}$$

где $\xi(\mathbf{r})$ — поле мгновенных смещений и $\mathbf{b}(\mathbf{r}) = (\mathbf{B}\cdot\nabla)\xi(\mathbf{r})$. Последнее соотношение следует из уравнения (5) после подстановки в него $\delta\mathbf{B}$, заданного соотношением (6). Подставляя (6) в уравнение (4), последнее преобразуется в уравнение нормальных колебаний

$$M\ddot{\alpha} + K\alpha = 0, \tag{7}$$

где M — инерция, а K — жесткость альвеновских колебаний:

$$M = \int\limits_V \rho\xi^2(\mathbf{r})d\tau, \quad \xi^2(\mathbf{r}) = \xi_i(\mathbf{r})\xi_i(\mathbf{r}), \tag{8}$$

$$K = \frac{1}{4\pi}\int\limits_V b^2(\mathbf{r})d\tau, \quad b^2(\mathbf{r}) = B_k\frac{\partial\xi_i(\mathbf{r})}{\partial x_k}B_n\frac{\partial\xi_i(\mathbf{r})}{\partial x_n}. \tag{9}$$

Из полученных для M и K выражений следует, что для определения собственных частот альвеновских магнитоплазмонных мод необходимо знать только поле мгновенных смещений $\xi(\mathbf{r})$, однозначно связанное соотношением (6) с вариацией поля скорости $\delta\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$.

С физической точки зрения присутствие постоянного магнитного поля внутри плазмы обычно трактуется как фон (магнитное желе), наличие которого обусловливает ее эластодинамическое (упругоподобное) поведение, в том смысле, что способность сплошной среды поддерживать, наряду с продольными, незатухающие поперечные колебания есть свойство, присущее идеально упругому континууму. Это сходство в поведении замагниченной плазмы и упругой среды дает основание предположить, что поля смещений, сопровождающие собственные альвеновские колебания электрон-дырочной плазмы, замагниченной в сферическом объеме, могут быть описаны полями смещений, возникающих в сферической частице идеально упругой среды при возбуждении в ней упругих колебаний. Основываясь на этом наблюдении, мы воспользуемся решениями уравнений эластодинамики, найденными в [13], для полоидального поля смещений

$$\xi_p(r) = \frac{N_p}{l+1}\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{r}\,r^l P_l(\mu) = N_p\,\mathrm{grad}\,r^l\,P_l\,(\mu), \quad N_p = 1/(lR^{l-2}), \tag{10}$$

сопровождающих сфероидальные эластодинамические колебания сферической частицы, а также для тороидального поля смещений

$$\xi_t(\mathbf{r}) = N_t\,\mathrm{rot}\,\mathbf{r}\,r^l\,P_l(\mu), \quad N_t = 1/(R^{l-1}), \tag{11}$$

возникающих при крутильных колебаниях сферической частицы упругой среды. $P_l(\mu)$ — полином Лежандра мультипольного порядка l и $\mu = \cos\theta$. Отмеченная аналогия проясняет физическое происхождение магнитоупругой восстанавливающей силы при альвеновских колебаниях электро-дырочной плазмы, замагниченной в сферическом объеме: индуцируемые внешним возмущением коллективные смещения носителей проводимости деформируют равновесное магнитное поле, создавая напряжения, которые стремятся восстановить равновесную конфигурацию магнитного поля.

Для получения конкретных оценок рассмотрим случай, когда внешнее однородное магнитное поле, проникающее в частицу, направлено по оси x: $\mathbf{B} = (B, 0, 0)$. В сферичесой системе с фиксированной полярной осью компоненты такого поля внутри частицы имеют вид

$$B_r = (1-\mu^2)^{1/2} B\cos\phi, \quad B_\theta = \mu B\cos\phi, \quad B_\phi = B\sin\phi, \tag{12}$$

где $\mu = \cos\theta$. Подставляя (10), (11) и (12) в (8) и (9), находим, что частоты $\omega^2 = K/M$ (детали вычислений коэффициентов M и K приведены в [14]) собственных полоидальных и тороидальных колебаний соответственно равны

$$\omega_p^2 = \frac{1}{2}\omega_A^2 (l-1)^2 \frac{2l+1}{2l-1}, \quad \omega_t^2 = \frac{1}{2}\omega_A^2 \frac{(l^3+1)}{l+1}\frac{2l+3}{2l-1}, \tag{13}$$

где

$$\omega_A^2 = \frac{V_A^2}{R^2} = \frac{B^2}{4\pi\rho R^2} \tag{14}$$

есть основная, альвеновская частота магнитоплазмонной моды.

Спектральные формулы (13) и (14) представляют основной результат, вытекающий из модели магнитного желе, и выражают физическое содержание мезоскопического размерного эффекта, ожидаемого в отклике сферической частицы полуметалла и немагнитного диэлектрика: при фиксированном значении напряженности поля частота альвеновской магнитоплазмонной моды монотонно падает с ростом радиуса как $1/R$. Этот вывод может служить одним из основных ориентиров в экспериментальном поиске обсуждаемого мезоскопического эффекта.

В заключение приведем конкретные численные оценки частоты магнитоплазмонной моды для частиц висмута микронного размера и мельче. Скорость альвеновской волны в висмуте, охлажденном до

$T = 1.2^\circ$ K, равна $V_A \approx 10^9$ cm/s. Подставляя это значение в (13) и полагая $R \sim 10^{-2}-10^{-4}$ cm, находим, что частоты альвеновских осцилляций попадают в интервал $10^{11}-10^{13}$ Hz, вполне доступный для измерений. Это позволяет надеяться на возможность проверки сделанных предсказаний в самом ближайшем будущем.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS, грант INTAS-151.

Список литературы

[1] *Buot F.A.* // Phys. Rep. 1993. V. 234. N 2/3. P. 73–174.
[2] *Bertsch G.F., Broglia R.A.* Oscillations in Finite Quantum Systems. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 212 c.
[3] *Bastrukov S.I.* // J. Moscow Phys. Soc. 1994. V. 4. N 1. P. 57–71.
[4] *Buchsbaum S.J., Galt J.K.* // Phys. Fluids. 1961. V. 4. N 12. P. 1514–1516.
[5] *Williams G.A.* // Phys. Rev. 1965. V. A139. N 3A. P. A771–A778.
[6] *Канер Э.А., Скобов В.Г.* // УФН. 1966. Т. 89. В. 3. С. 368–408; Adv. Phys. 1968. V. 17. N 69. P. 605–747.
[7] *Платцман Ф., Волф П.* Волны и взаимодействие в плазме твердого тела. М.: Мир, 1973. 436 с.
[8] *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
[9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 661 с.
[10] *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: Clarendon, 1961. 654 c.
[11] *Baynham A.C., Boardman A.D.* // Adv. Phys. 1970. V. 19. N 81. P. 575–744.
[12] *Пожела Ю.К.* Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 367 с.
[13] *Bastrukov S.I.* // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. N 4. P. 3166–3171.
[14] *Bastrukov S.I., Podgainy D.V.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. N 4. P. 4465–4468.