облучения при $j_p = 10^{-5}$ А/см^2, $E_{pF} = 500 \div 700$ эВ $\Delta R = -(0.80 \pm 0.04)$ Å). Следовательно, с помощью электронного облучения можно управлять расположением атомов в аморфной пленке.

Список литературы

[1] Idzerda Y. U., Williams E. D., Einstein T. L., Park R. L. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1987. V. 5. N 3. P. 847—851.
[2] De Grenscenzi M., Charello G., Colavita E., Memeo R. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 6. P. 3732—3750.
[3] Бажанова Н. П., Осарков Е. Б., Кораблев В. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 286—288.

Санкт-Петербургский
технический университет

Поступило в Редакцию
20 сентября 1991 г.

УДК 538.221 : 538.6 : 534.143

© *Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992*
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ ЗА СЧЕТ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В. Д. Бучельников, В. Г. Шаврэв

Хорошо известные механизмы электромагнитного возбуждения в металлах — индукционный и магнитоупругий (МУ) [1,2] — могут быть обусловлены эффектом Холла. Возбуждение звука за счет эффекта Холла при индукционном механизме в неферромагнитных металлах рассматривалось в [3]. В данной работе исследуется электромагнитное возбуждение звука за счет эффекта Холла в ферромагнетиках. Эта задача представляет интерес, так как в магнитоупорядоченных веществах, кроме индукционного механизма, возможен МУ механизм возбуждения звука [2]. В ферромагнетиках также в качестве напряженности магнитного поля H выступает индукция магнитного поля B и, кроме нормального эффекта Холла, имеется еще и аномальный. Последний в магнетиках обычно значительно превосходит нормальный эффект. Таким образом, исследование электромагнитного возбуждения звука за счет эффекта Холла в магнитоупорядоченных металлах должно приводить к принципиально новым результатам.

Рассмотрим гексагональный ферромагнетик в виде полупространства $z > 0$, у которого холловская проводимость $\sigma_x = \sigma_{xy} = \sigma_{yx}$ меньше диссипативной проводимости $\sigma = \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. Остальные приближения приведены в [3]. Монокристалл помещен в постоянное внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z} \parallel \mathbf{c}$ (c — гексагональная ось). На него из вакуума ($z < 0$) падает плоская электромагнитная волна $h_x = h_0 \exp(ikz - i\omega t)$. При решении задачи исходим из системы уравнений, содержащей уравнения Максвелла, Ландау—Лифшица и теории упругости. Эту систему необходимо дополнить граничными условиями при $z = 0$ для компонент электромагнитного поля, упругих напряжений и намагниченности M. В уравнении для вектора смещений u учтем слагаемое, обусловленное силой Лоренца $f_л = [\mathbf{j}, \mathbf{B}]/c$, где B — индукция магнитного поля в ферромагнетике, j — плотность тока. Последняя связана с напряженностью электрического поля E в металле формулой

$$\mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma - [\mathbf{n}, \mathbf{j}]/\sigma_x - [\dot{\mathbf{u}}, \mathbf{B}]/c, \tag{1}$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{H}_0/H_0$ — нормаль к поверхности магнетика,

$$1/\sigma_x = R_B B + R_M M \qquad (2)$$

— холловское удельное сопротивление, R_B и R_M — нормальная и аномальная постоянные Холла. В уравнении движения вектора смещения учтем также максвелловские напряжения [4].

Анализ системы уравнений показывает, что ее решением в металле является суперпозиция шести циркулярно-поляризованных волн — двух поперечных квазиупругих, двух квазиэлектромагнитных и двух квазиспиновых. Две из них — левополяризованные квазиспиновая и квазиэлектромагнитная — всегда (при любых частотах и полях) являются нераспространяющимися. Решение граничной задачи приводит к следующему результату для циркулярных компонент вектора смещения $u_\pm = u_x \pm iu_y$:

$$u_\pm = \frac{ih_0}{2\pi\rho\omega^2 s_\pm^2 (k_{\pm 2}^2 - k_{\pm 1}^2)} [k_{\pm 1} (2s_\pm^2 k_{\pm 2}^2 B + 4\pi\omega^2 B_{44} \varkappa_\pm / M) \exp(ik_{\pm 1} z) + + k_{\pm 2} (2s_\pm^2 k_{\pm 1}^2 B + 4\pi\omega^2 B_{44} \varkappa_\pm / M) \exp(ik_{\pm 2} z)] , \qquad (3)$$

где ρ — плотность ферромагнетика, B_{44} — МУ постоянная,

$$s_\pm^2 = s_4^2 (1 - B_{44}^2 \varkappa_\pm / M^2 c_{44}) , \quad \varkappa_\pm = gM/(\omega_{10} \mp \omega) ,$$

$$\omega_{10} = g(H + k_1/M) + gB_{44}^2/Mc_{44} = \omega_0 + \omega_{me} ,$$

$$k_{\pm 1}^2 = \frac{\omega^2}{s_\pm^2 + \widetilde{B}_\pm^2 / 4\pi\rho\mu_\pm} ,$$

$$k_{\pm 2}^2 = \mp \frac{2}{\delta_\pm^2} (1 + \widetilde{B}_\pm^2 / 4\pi\rho s_\pm^2 \mu_\pm) , \qquad (4)$$

$\widetilde{B} = B_\pm$ (B + B$_\pm$), $B_\pm = \mathrm{B} + 4\pi B_{44}\chi_\pm/M$, $\mu_\pm = 1 + 4\pi\chi_\pm$, $\delta_\pm^2 = c^2/2\pi\omega\sigma_\pm\mu_\pm$, $1/\sigma_\pm = 1/\sigma_x \pm i/\sigma$, c_{44} — упругая постоянная, $\widetilde{K}_1$ — перенормированная магнитострикцией константа одноосной анизотропии, c — скорость света в вакууме, $s_4^2 = c_{44}/\rho$ — скорость поперечного звука, g — гиромагнитное отношение. В (4) приведены выражения для $k_{\pm 1}$ и $k_{\pm 2}$ в случае $\omega \ll \widetilde{\omega}_0 = [B^2 (1 + \mu_\pm) + 4\pi c_{44} \mu_\pm - 4\pi\chi_\pm (B^2 - 3BB_{44}/M + B_{44}^2/M^2)] \sigma_\pm/\rho c^2$. При $\omega \gg \widetilde{\omega}_0$ в (4) надо положить $\widetilde{B}_\pm = 0$. Отметим, что при записи (3) были опущены малые слагаемые, соответствующие квазиспиновым волнам ($k_{\pm 3}$).

Из (3) следует, что при малых полях ($s_\pm^2 |k_{\pm 1,2}^2|$ B $\ll 4\pi\omega^2 B_{44} |\chi_\pm|/M$) преобладает МУ механизм генерации звука, который наиболее эффективен в области ориентационного фазового перехода (ОФП) $\omega_0 = 0$, а также вблизи магнитоакустического резонанса $\omega = \omega_{10}$. Если $\sigma_x \ll \sigma$, то в случае $\omega \ll \widetilde{\omega}_0$ выполняется условие $|k_{\pm 2}| \gg |k_{\pm 1}|$ и генерируется звук с волновым числом k_{-2}, отвечающим геликону. В обратном случае ($\omega \gg \widetilde{\omega}_0$) генерируется звук с волновыми числами $k_{\pm 1}$. При $\sigma \ll \sigma_x$ в любом случае происходит генерация звука только с волновыми числами $k_{\pm 1}$.

В области магнитных полей $s_\pm^2 \, | \, k_{\pm 1,2}^2 \, | \, B \gg 4\pi\omega^2 B_{44} \, |\chi_\pm|/M$ имеет место лоренцевский механизм генерации звука. При $\sigma_x < \sigma$ здесь также в случае $\omega \ll \widetilde{\omega}_0$ генерируется звук с волновым числом k_{-2}, а при $\omega \gg \widetilde{\omega}_0$ — с волновыми числами $k_{\pm 1}$. Эффективность генерации также возрастает в области ОФП и вблизи магнитоакустического резонанса.

При $\omega \ll \widetilde{\omega}_0$ и малых полях (МУ механизм) амплитуда возбуждаемого звука пропорциональна $(R_B B + R_M M)^{1/2}$. Таким образом, в этом случае эффективность генерации звука определяется эффектом Холла, причем в области слабых полей аномальным, а в более сильных полях — нормальным эффектами. При $\omega \gg \widetilde{\omega}_0$ и в сильных полях (лоренцевский механизм) амплитуда звука также определяется эффектом Холла. Однако здесь она пропорциональна $(R_B B + R_M M)^{-1/2}$.

Таким образом, в магнитных металлах электромагнитное возбуждение звука, обусловленное эффектом Холла, значительно усиливается по сравнению с немагнитными металлами за счет индукции магнитного поля B и аномального эффекта Холла. Это усиление реализуется в основном в малых полях через МУ механизм генерации звука.

Список литературы

[1] Васильев Н. А., Гайдуков Ю. П. // УФН. 1983. Т. 141. № 3. С. 431—467.
[2] Андрианов А. В., Бучельников В. Д., Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 5. С. 1674—1687.
[3] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2898—2904.
[4] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

Челябинский
государственный университет

Поступило в Редакцию
8 октября 1991 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

МИКРОКОНТАКТНЫЙ СПЕКТР CuO

В. В. Осипов, И. В. Кочев, Э. Б. Выводнов, А. А. Самохвалов

В связи с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости представляет интерес выяснение зонной структуры CuO. С другой стороны, известно, что микроконтактные исследования могут дать информацию об энергетическом спектре твердого тела [1]. В этом случае особый интерес представляет баллистический режим работы микроконтакта: при размере контакта r, меньшем, чем длина свободного пробега по импульсу l, носитель заряда приобретает кинетическую энергию, равную приложенному к контакту потенциалу. Если эта энергия совпадает с каким-либо энергетическим переходом в твердом теле, например с энергией перехода электрона между валентной зоной и зоной проводимости, то могут произойти выбивание электрона из валентной зоны в зону проводимости и соответствующее изменение дифференциальной проводимости контакта. Необходимо отметить, что такие переходы в твердом теле, активированные баллистическими носителями, являются непрямыми в отличие от переходов, активированных оптическим поглощением излучения. Далее условие $r < l$ может быть, очевидно, заменено менее жестким условием $r < L$ (L — длина пробега носителя, связанная с потерей его энергии).

Нами были проведены микроконтактные исследования CuO. Контакт формировался с помощью электролитически заточенной вольфрамовой (W) иглы и сколотой параллельно плоскости [110] поверхности монокристалла CuO. Измерялись как вольт-амперные характеристики (ВАХ), так и первые их производные. Все измерения проведены при комнатной температуре. На рис. 1 представлена ВАХ контакта W—CuO. Видно, что она имеет диодный характер. Известно, что ВАХ такого типа объясняется образованием в контакте металл-полупроводник барьера Шоттки, причем запорное напряжение к полупроводнику p-типа возникает при положительном напряжении на контакте [2]. На запорной ветви ВАХ