свободных краевых дислокаций одного знака (дислокаций изгиба) позволяет управлять вязкостью разрушения в широких пределах.

Список литературы

[1] Louat N. // Proc. Ist Int. Conf. on Fracture. Sendai, Japan, 1965. Tokyo: Jap. Soc. for Strength and Fracture of Materials. 1966. V. I. P. 117—132.
[2] Финкель В. М., Муратова Л. Н., Иванов В. П. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 6. С. 1917—1919.
[3] Финкель В. М., Муратова Л. Н., Иванов В. П. и др. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 1. С. 284—286.
[4] Финкель В. М. Физические основы торможения разрушения. М.: Машиностроение, 1977. 366 с.
[5] Koizumi H., Suzuki T. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. V. 68. N 2. P. 579—588.
[6] Финкель В. М., Иванов В. П., Середа В. Е. и др. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 3. С. 945—947.
[7] Redfern B. A. W., Evans R. A., Wronski A. S. // J. Mater. Sci. 1970. V. 5. N 9. P. 784—789.
[8] Akimov G. Ya., Prokhorov I. Yu. // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. V. 79. N 2. P. 423—431.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
19 февраля 1992 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 12, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 12, 1992

ОПТОМАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

А. Ф. Кабыченков

Световая волна (СВ) создает в магнетике эффективные магнитные поля [1]. Эти поля могут изменить степень упорядоченности магнитной подсистемы и, следовательно, ее энтропию. Разупорядочение сопровождается поглощением, а упорядочение — выделением энергии. Если магнетик теплоизолирован, то энергия либо черпается из упругой подсистемы, либо наполняет ее. В результате температура магнетика соответственно понижается или повышается.

Изменение температуры T прозрачного магнитоупорядоченного вещества под действием поля монохроматической СВ определяется следующим дифференциальным соотношением:

$$dT = -\frac{T}{C}\left[\left(\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial T}\right)_{\rho,\mathbf{e},\mathbf{h}} d\left(\frac{e_i^* e_j}{16\pi}\right) + \left(\frac{\partial \mu_{ij}}{\partial T}\right)_{\rho,\mathbf{e},\mathbf{h}} d\left(\frac{h_i^* h_j}{16\pi}\right)\right], \tag{1}$$

где $\mathbf{e}$ и $\mathbf{h}$ — комплексные амплитуды электрического и магнитного полей СВ, $C \equiv C_{\rho,e,\mathbf{h}}$ — теплоемкость магнетика при постоянных плотности, $\mathbf{e}$ и $\mathbf{h}$.

Тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^{(0)} + ie_{ijk}\left(\alpha_{kn} M_n + \alpha'_{kn} M_n\right) + \beta_{ijkn} M_k M_n + \beta'_{ijkn} M_k H_n + \beta''_{ijkn} H_k H_n, \tag{2}$$

где ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости парамагнитной фазы в отсутствие внешнего магнитного поля H; e_{ijk} — единичный антисимметричный тензор; $\alpha_{kn}^{(\prime)}$ и $\beta_{ijkn}^{(\prime)(\prime)}$ — тензоры кругового и линейного двулучепреломления, значения которых берутся на частоте света; M_n — компоненты вектора магнитного момента. Аналогичный (2) вид имеет и тензор магнитной проницаемости μ_{ij}. Из (1) и (2) следует, что оптомагнитокалорический эффект будет максимальным в областях аномальной температурной зависимости $M_n(T)$, а также $\alpha_{kn}^{(\prime)}(T)$ и $\beta_{ijkn}^{(\prime)(\prime)}(T)$. Зависимость $M_n(T)$ имеет особенность вблизи фазовых переходов (ФП) как типа «порядок»—«беспорядок», как и типа «порядок»—«порядок» [2, 3].

На оптических частотах взаимодействие света с намагниченностью осуществляется через электрическую компоненту СВ [4]. Поэтому ниже ограничимся учетом в (1) только первого слагаемого.

Рассмотрим кубический магнетик вблизи температуры Кюри T_C в поле циркулярно-поляризованной СВ, распространяющейся вдоль слабого поля H_x. В данном случае намагниченность определяется соотношением [1]

$$M_x = \begin{cases} A_3^{-1}(H_x + \gamma U_0), & T > T_C', \\ (-A_3)^{1/2} B^{-1/2}, & T < T_C', \end{cases} \tag{3}$$

где $A_3 = A'(T - T_C')$ и B — константы однородного обмена; $T_C' = T_C + 2\beta_{1122} U_0 / A'$ — смещенная светом точка ФП; $U_0 = |\mathbf{E}|^2/16\pi$ — плотность энергии светового поля в вакууме; $\gamma = 2\alpha_{11} + (\beta'_{1111} + \beta'_{1122} - \beta'_{1212}) H_x$.

Выражение (3) справедливо при условии $|H_x + \gamma U_0| \ll |A_3|^{3/2} B^{-1/2}$. Подставляя (3) в (2) и далее ε_{ij} в (1), в случае слабой температурной зависимости $\varepsilon_{ij}^{(0)}$, $\beta_{ijkn}^{(')}$ и $\alpha_{kn}^{(')}$ находим

$$\Delta T = \pm \frac{T}{C} \alpha_{11} U_0 \begin{cases} \left(H_x + \frac{1}{2}\gamma U_0\right) / A'(T - T_C')^2, & T > T_C', \\ (A'/4B)^{1/2} / (T_C' - T)^{1/2}, & T < T_C'. \end{cases} \tag{4}$$

Знаки $\pm$ соответствуют правой и левой круговым поляризациям, соответственно $E_y = \pm i E_z$. Величина эффекта пропорциональна магнитооптическим константам и энергии светового поля. С приближением к точке ФП величина ΔT аномально растет. Однако (3) справедливо вне флуктуационной области при $|\theta - 1| \gg (k_Б T_C' B)^2 / A' T_C' a^3$, где $\theta = T/T_C'$, a — константа неоднородного обмена.

В приведенном рассмотрении не учитывалось поглощение света. Последнее приводит к изменению амплитуды СВ и тепловому нагреву. Амплитуда СВ будет почти постоянной при условии $\alpha l \ll 1$, где α — коэффициент поглощения, l — размер магнетика в направлении распространения света. Нагрев при слабом поглощении определяется как $\Delta T_T = E_0 \alpha / C$, где $E_0 = I_0 \tau$ — плотность энергии светового импульса, I_0 — интенсивность СВ, τ — длительность импульса. В отличие от светополевого изменения T тепловой нагрев растет с увеличением длительности светового воздействия. Поэтому оптомагнитокалорический эффект будет проявляться на фоне теплового нагрева более отчетливо при уменьшении τ. Однако длительность светового импульса должна быть больше времени спин-решеточной релаксации. Отделить светополевое воздействие от теплового нагрева можно путем изменения поляризации СВ. Из-за малости магнитного кругового дихроизма разность температур, соответствующих противоположным поляризациям, даст приблизительно удвоенное значение рассматриваемого эффекта.

Оценить величину эффекта можно из соотношения

$$\Delta T = \gamma \theta \alpha_{11} M_0 I_0 / |1 - \theta|^{1/2} c C, \tag{5}$$

где M_0 — намагниченность насыщения, c — скорость света, γ — численный коэффициент порядка единицы. При этом $\Delta T / \Delta T_T = (\gamma\theta / |1 - \theta|^{-1/2})(\alpha_{11} M_0 / c\tau\alpha)$. В феррит-гранатах типа $(CdBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$ на длине волны 1.3 мкм величина $\alpha_{11} M_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$, а $\alpha \approx 1$ [5]. Полагая $C \approx 1$ Дж/см$^3 \cdot$ К $\theta - 1 \approx 10^{-4}$, $\gamma \approx 1$, получим $\Delta T \approx 10^{-3}$ К при интенсивности 10^7 Вт/см^2. Если $\tau \approx 10^{-9}$ с, то отношение $\Delta T / \Delta T_T \approx 0.1$. Используя выражение $\alpha_{11} M_0 = 2n(\lambda/\pi)\psi$, n — показатель преломления, λ — длина волны света, ψ — удельное фарадеевское вращение, можно записать $\Delta T / \Delta T_T = \gamma\theta |1 - \theta|^{-1/2} (n\lambda / \pi c\tau) Q$. С ростом магнитооптической добротности $Q = 2\psi/\alpha$ отношение $\Delta T / \Delta T_T$ увеличивается.

Автор благодарен Ф. В. Лисовскому за обсуждение работы.

Список литературы

[1] Кабыченков А. Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 4. С. 1219—1237.
[2] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
[3] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
[4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.

Институт радиотехники и электроники РАН
Фрязино
Московская обл.

Поступило в Редакцию
16 июля 1992 г.

© *Физика твердого тела, том 34, № 12, 1992*
Solid State Physics, vol. 34, N 12, 1992

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ МАГНИТНЫЙ ДОМЕН В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

А. Ф. Кабыченков

Интенсивная циркулярно-поляризованная световая волна наводит в прозрачном магнетике одноосную анизотропию и магнитное поле [1]. Ось анизотропии совпадает с линией распространения света. Магнитное поле направлено по световому лучу или против в зависимости от поляризации света (правая или левая). Светоиндуцированные магнитные поля пропорциональны магнитооптическим константам и плотности энергии светового поля. Из-за малости магнитооптических констант эти поля невелики. Так, в висмутсодержащих феррит-гранатах они могут достигать эрстед при мегаваттной плотности мощности. Тем не менее вблизи точек потери устойчивости и эти слабые поля могут приводить к заметным изменениям в магнитной подсистеме кристалла. В настоящей работе показано, что поле световой волны может смещать границы возникновения и исчезновения ЦМД, изменять его форму и размеры, перемещать ЦМД.

Уравнение состояния и условие устойчивости изолированного ЦМД в поле циркулярно-поляризованной световой волны, распространяющейся вдоль оси анизотропии нормально к поверхности пластины, записываются в виде

$$\lambda + h_\Sigma \rho - F(\rho) = 0, \quad (\lambda - S_n(\rho))(n^2 - 1) > 0, \tag{1}$$

где $\lambda = \xi / l$, $\xi = w_{\text{ДГ}}/4\pi M_0^2$ — характерная длина, $w_{\text{ДГ}} = 4\sqrt{A\tilde{K}}$ — поверхностная плотность энергии доменной границы (ДГ), A — константа неоднородного обмена, $\tilde{K} = K_0 + K^{(c)}$, K_0 и $K^{(c)} = [\beta_{13} - 1/2 \cdot (\beta_{12} + \beta_{11})]\, M_0^2\, U_0$ константы собственной и светоиндуцированной анизотропии, $h_\Sigma = (H_0 + H^{(c)})/4\pi M_0$, H_0 и $H^{(c)} = \pm\alpha U_0$ — внешнее и наведенные право- и левополяризованным ($E_y = \pm iE_x$) светом магнитные поля, M_0 — намагниченность насыщения, $U_0 = E_x^2/8\pi$ — плотность энергии светового поля в вакууме, E_x — амплитуда электрического поля световой волны, $\rho = 2r_0/l$, r_0 — радиус ЦМД, l — толщина пластины, $F(\rho)$ и $S_n(\rho)$ — обусловленные размагничиванием «силовые функции» Тиля [2], $n \neq 1$ — целые числа. Таким образом, влияние светового поля сводится к изменению энергии ДГ и смещению внутреннего магнитного поля.

Устойчивые ЦМД существуют в интервале полей $h_{\Sigma 2} > h_\Sigma > h_{\Sigma k}$, где $h_{\Sigma 2,\ k} = (F(\rho_{2,\ k}) - \lambda)/\rho_{2,\ k}$. Равновесный радиус ЦМД изменяется в пределах $r_k < r_0 < r_2$, причем r_k и r_2 удовлетворяют уравнениям $S_{0,\ 2}(\rho_{k,\ 2}) = \lambda$. На верхней