

СМЕШЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ В "ОЦРОКИНУТОЙ" ФАЗЕ

Г. М. Генкин

В сообщении рассматриваются неизвестные ранее нелинейные эффекты в антиферромагнетиках, существующие при приложении к кристаллу электромагнитных и акустических полей.

1. Хорошо известны нелинейные эффекты, существующие при взаимодействии электромагнитных и акустических волн в ферромагнетиках – в частности, суловское параметрическое взаимодействие спиновых и акустических волн. Однако, в антиферромагнетиках в связи со значительно большими затуханиями (ширинами линий) ситуация существенно иная. Лишь недавно удалось наблюдать параметрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнетиках Cs Mn F_3 [1], Mn CO_3 [2], нелинейные же эффекты, происходящие при взаимодействии электромагнитных и акустических волн в антиферромагнетиках, насколько известно автору, ранее не исследовались.

В настоящем сообщении рассматривается нелинейное взаимодействие электромагнитных и акустических волн сравнимых частот в "легко-

осных" антиферромагнетиках в "опрокинутой" фазе, описываемое нелинейной намагниченностью пропорциональной переменному полю и квадратичной по акустической волне. Предлагаемая нелинейность приводит в частности к двум физическим эффектам. Один — параметрическое усиление (генерация) двух распространяющихся друг другу навстречу акустических волн под действием однородного переменного магнитного поля накачки, другой — смещение переменного магнитного поля с акустическими волнами в нелинейную намагниченность, мощность излучения которой индицируется. Рассматриваемая нелинейность может быть использована для измерения магн-фононного взаимодействия, определяющего величину эффекта; при этом определяется амплитуда взаимодействия при определенных заданных значениях квазиимпульсов в отличие от релаксационных эффектов, куда входят интегральные по квазиимпульсам амплитуды взаимодействия. Исследуемая нелинейность весьма значительна в "опрокинутой" фазе из-за двух факторов. Нелинейный отклик системы пропорционален константе взаимодействия и содержит частотные знаменатели. Для антиферромагнетиков в неколлинеарной фазе, когда угол между подрешетками 2θ отличается от π , магн-фононное взаимодействие для продольных акустических волн существенно больше, чем в коллинеарной фазе (в первой оно определяется обменным взаимодействием в отличие от последней, где входит слабое релятивистское взаимодействие: для малых θ "усиление" взаимодействия в H_0/M_0 раз, где $H_0 > H_{\text{п}}$ — поля опрокидывания, для немалых θ в δ раз, где $\delta = k\theta_c / \mu M_0$ — обменная константа). В коллинеарной фазе в частотные знаменатели входит частота антиферромагнитного резонанса, которая обычно сравнительно велика, в "опрокинутой" фазе для рассматриваемых безактивационных спиновых волн (для одноосных кристаллов) входят лишь частоты внешних полей и частота спиновой волны с волновым вектором порядка волнового вектора акустической волны, в результате частотные знаменатели могут быть существенно меньше.

2. Рассмотрим нелинейную намагниченность

$$M_{\alpha}^{NL}(k_0, t) = \chi_{\alpha\beta}^{cd, fg}(\omega, \omega_1, \omega_2, q_1, q_2) H_{\beta}(\omega, k) S_{cd}(\omega_1, q_1) S_{fg}(\omega_2, q_2) \times \exp[-i(\omega + \omega_1 + \omega_2)t]. \quad (1)$$

Здесь S_{cd} — тензор деформации. Всюду предполагается суммирование по дважды встречающимся индексам. Следуя [3] получаем гамильтониан магн-фононного взаимодействия, линейной по фононным операторам b_q — и нелинейный¹⁾ по операторам спиновых волн c_k

$$H_s \mathcal{L} = \sum_{k_1 k_2 k_3 q} A_{1,2,3,q} c_{k_1}^+ c_{k_2}^+ c_{k_3} b_q \Delta(k_1 + k_2 - k_3 - q) + \text{с.с.}, \quad (2)$$

¹⁾ Имеются также $H_s \mathcal{L}$, которые квадратичны и четвертого порядка по операторам спиновых волн, однако все такие члены не содержат обменной части и поэтому опущены.

где $A_{1,2,3,q} \sim \delta \gamma (q \mu M_0^2 \sin 2v / \rho_0 \omega_q)$, γ — безразмерная постоянная магнитострикции, ρ_0 — плотность. Пользуясь методикой многовременных запаздывающих функций Грина (в приложении для нелинейных эффектов [4]) получаем следующее выражение для определенной¹⁾ компоненты тензора нелинейности

$$\chi_{\eta, \xi}^{cd, fg}(\omega, \omega_1, \omega_2; k_0, k, q_1, q_2) = \sigma_1 \frac{\mu M_0}{3\pi^3} \frac{\Delta(k_0 - k - q_1 - q_2)}{[\omega + \omega_1 + \omega_2 - \omega_s(k_0)]} \times$$

$$\times \left[\frac{A_{k_0, k, -q_1 + k_0 - k, q_1}^{cd}}{\omega + \omega_1 - \omega_s(k) - \omega_s(q_1 - k + k_0)} A_{k, -q_1 + k_0 - k; q_2, k}^{fg} \right. \times$$

$$\left. + \frac{A_{k; k_0, q_1 - k_0 + k, -q_1}^{fg}}{\omega + \omega_2 - \omega_s(k) - \omega_s(q_2 - k + k_0)} \right] \times$$

$$\times [(\omega_1 - \omega_s(q_1 - k + k_0))^{-1} + (\omega - \omega_s(k))^{-1}] + \frac{A_{k; k_0, q_1 - k_0 + k, -q_1}^{fg}}{\omega + \omega_2 - \omega_s(k) - \omega_s(q_2 - k + k_0)} \times$$

$$\times A_{k, -q_1 + k_0 + k; q_2, k}^{cd} [(\omega_2 - \omega_s(q_2 - k + k_0))^{-1} + (\omega - \omega_s(k))^{-1}]. \quad (3)$$

Здесь σ_1 и σ_2 (ниже) численные коэффициенты порядка единицы, $\omega_s(k)$ частота спиновой волны, $A_{1,2,3,q}^{ab} \sim A_{1,2,3,q}(\rho_0 \omega_q / q)$ — определяет взаимодействие с заданной акустической волной, описываемой тензором деформации, в ней содержатся поляризационные орты. Обычно размеры образцов меньше длины волны электромагнитного поля, т.е. $k = 0$, тогда можно полагать, что и $k_0 = 0$, так как в этом случае электродинамическая система (резонатор или волновод) возбуждается наилучшим образом, потому что пространственная структура нелинейной намагниченности близка к структуре поля. Условие $k = k_0 = 0$ приводит к $q_1 = -q_2$, т.е. в эксперименте геометрия должна быть такая, что акустические волны должны распространяться антипараллельно. Для спиновых волн с безактивационным спектром [3] $\omega_s(q) = sq$ получается оценочная формула

$$\chi(\omega, \omega_1, \omega_2) \sim \sigma_2 (gM_0)^3 (\gamma \delta \sin 2\theta)^2 (\omega + \omega_1 + \omega_2)^{-1} \{[\omega^{-1} + (\omega_1 - \omega_s(q))^{-1}] \times$$

$$\times (\omega + \omega_1 - \omega_s(q))^{-1} + [\omega^{-1} + (\omega_2 - \omega_s(q))^{-1}] (\omega + \omega_2 - \omega_s(q))^{-1}\}. \quad (4)$$

Имеется резонансное увеличение тензора нелинейности как в области магнитоакустического резонанса $\omega(q) \sim \omega_s(q)$, так и вне его при $\omega + \omega(q) \sim \omega_s(q)$ для тензора $\chi(\omega, \omega_1, \omega_2)$ или $\omega \sim \omega(q) + \omega_s(q)$ для тензора $\chi(\omega, -\omega_1, -\omega_2)$. В этом случае для малых θ

$$\chi_{рез} \sim 0,5 [\gamma \delta (H_0 / H_E)]^2 (M_0' / \Delta H_0) [g(M_0 / \omega)]^2, \quad (5)$$

¹⁾ Здесь система координат $\zeta \eta \xi$ выбрана следуя [3]: орт ζ по направлению магнитного момента одной из подрешеток, ξ — перпендикулярен плоскости подрешеток, η — перпендикулярен первым двум ортам.

где g – гиромангнитное отношение, ΔH_0 – затухание, H_E – обменное поле. Нетрудно видеть, что параметрическое взаимодействие двух распространяющихся навстречу акустических волн частот ω_1 и ω_2 под действием переменного магнитного поля накачки частоты ω имеет место при условии $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ и этот эффект определяется компонентой $\chi(\omega, -\omega_1, -\omega_2)$, которая является нерезонансной.

Рассматриваемая нелинейность может быть индцирована в эксперименте по смешению, в котором кристалл помещается в двухчастотный резонатор, записываемый на частоте ω , и к образцу подводятся акустические волны, распространяющиеся антипараллельно. Для мощности излучения P нелинейной намагниченности частоты ω_Σ в волновод, связанный с резонатором (коэффициент связи k), нетрудно получить оценочную формулу

$$P \sim (k Q_\Sigma \omega_\Sigma \chi^2 H^2 P_{ЗВ}^2 \alpha V_0) / (\rho_0 v_e^3)^2, \quad (6)$$

где Q_Σ – добротность на частоте ω_Σ , $P_{ЗВ}$ – поток звуковой мощности, α – коэффициент заполнения резонатора, V_0 – объем рабочего вещества, v_e – скорость звука. Для существования параметрических эффектов необходимо выполнить условие $q\chi H^2 / c > \alpha$, где c – модуль упругости, α – коэффициент поглощения звука.

3. Проведем оценки для одноосного антиферромагнетика MnF_2 , в котором $H_{II} = 92$ кэ. По данным, приведенным в [5] $M_0 = 500$ э, $H_E \approx 5,5 \cdot 10^5$ э; по [6] $C \approx 3 \cdot 10^{11}$ эрг/см³ и пользуясь данными [6] $\gamma \sim 8$; по [7] $\Delta H_0 \sim 10$ э. Тогда $\chi_{рез} \sim 10^9$ для частот внешнего поля и акустических волн $\omega \sim \omega_1 \sim \omega_2 \sim 5 \cdot 10^9$ сек⁻¹, и для мощности излучения на частоте $\omega_\Sigma = \omega + \omega_1 + \omega_2 \sim 1,5 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹ из резонатора с $Q_\Sigma \sim 10^3$, $k \sim 0,9$, $\alpha V_0 \sim 10^{-3}$ см³ для $P_{ЗВ} \sim 10^{-2}$ вт/см², $H \sim 1$ э получаем $P \sim 0,5 \cdot 10^{-3}$ вт. Для параметрической генерации звуковых волн переменным магнитным полем накачки на частоте $\omega \sim 5 \cdot 10^9$ сек⁻¹ $\chi \sim 2 \cdot 10^7$ и $q\chi H^2 / c \sim 1$ см⁻¹ при $H \sim 1$ э, т.е. при $\alpha < 1$ см⁻¹ условие параметрики выполняется для полей $H \gtrsim 1$ э.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
30 июля 1973 г.

Литература

- [1] Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов. Письма в ЖЭТФ, 10, 316, 1969.
- [2] Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 62, 2199, 1972.
- [3] В.Ф.Барьяхтар, М.А.Савченко, В.В.Тарасенко. ЖЭТФ, 49, 944, 1965.
- [4] Г.М.Генкин, В.М.Файн. ЖЭТФ, 49, 1118, 1965.
- [5] А.С.Боровик-Романов. Итоги науки, ФМН, вып. 4, изд. АН СССР, М., 1962.
- [6] R.L.Melcher. J. Appl. Phys., 41, 1412, 1970.
- [7] J.P.Kotthaus, V.Jaccarino. Phys. Rev. Lett., 28, 1649, 1972.