

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ДИГИДРАТЕ ХЛОРИДА МЕДИ НА НИЗКИХ ЧАСТОТАХ ПРИ ОПРОКИДЫВАНИИ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ПОДРЕШЕТОК

В.Г.Барьяжтар, А.А.Галкин, С.Н.Ковнер, В.А.Попов

Зависимость частот антиферромагнитного резонанса (АФМР) от внешнего магнитного поля изучалась во многих работах и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с теорией [1]. Однако имеются данные [2] относительно частот АФМР вблизи поля опрокидывания магнитных моментов H_{Π} , которые еще не получили должного объяснения. Целью настоящей работы является исследование АФМР на низких частотах. Особое внимание уделяется области магнитных полей, близкой к полю H_{Π} .

Зависимость частот АФМР при $|H - H_{\Pi}| \ll H_{\Pi}$ от магнитного поля H (H параллельно "легкой" оси) определяется характером фазового перехода, при котором поворачивается на $\pi/2$ вектор антиферромагнетизма \vec{L} . Если переход из фазы $\ell ||$, когда \vec{L} параллелен "легкой" оси, в фазу $\ell \perp$, когда \vec{L} перпендикулярен "легкой" оси, происходит непрерывно (через фазу $\ell \angle$), [3], то зависимость частот АФМР от магнитного поля имеет вид, изображенный на рис. 1, а [4]. Если же переход из фазы $\ell ||$ в фазу $\ell \perp$ происходит скачком (путем фазового перехода первого рода через промежуточное состояние антиферромагнетика) [5], то зависимость частот АФМР от магнитного поля имеет вид, представленный на рис. 1, б (см. ниже).

С целью определения характера перехода в настоящей работе было выполнено исследование АФМР на низких частотах $\nu_1 = 5,2$ Гц, $\nu_2 = 3$ Гц, $\nu_3 = 1,1$ Гц, $\nu_4 = 0,65$ Гц. На частотах ν_1 , ν_2 и ν_3 обнаружено по две резонансные линии, а на частоте ν_4 — лишь одна резонансная линия. Ни на одной из исследуемых частот при $T \geq 1,5^\circ\text{К}$ не было обнаружено четыре резонансных поля (см. рис. 1, а).

Исследована зависимость резонансных полей, соответствующих частотам ν_2 и ν_4 от температуры T в области температур от $1,52$ до $4,2^\circ\text{К}$. Эти данные приведены на рис. 2.

Резонансные поля, соответствующие частотам ν_1 и ν_3 , измерялись при $T = 1,52^\circ\text{К}$. Результаты таковы: частоте ν_1 соответствуют резонансные поля $H_1 = 6,12$ кэ и $H_2 = 6,73$ кэ; частоте ν_3 — резонансные поля $H_1 = 6,63$ кэ и $H_2 = 6,65$ кэ.

Температурные зависимости большего из резонансных полей, соответствующего частоте ν_2 , и резонансного поля, соответствующего частоте ν_4 , с точностью до ошибок эксперимента, совпадают между собой и совпадают с зависимостью от температуры поля $H_{II}(T)$, в котором находятся в равновесии фазы $\ell_{||}$ и ℓ_{\perp} ¹⁾.

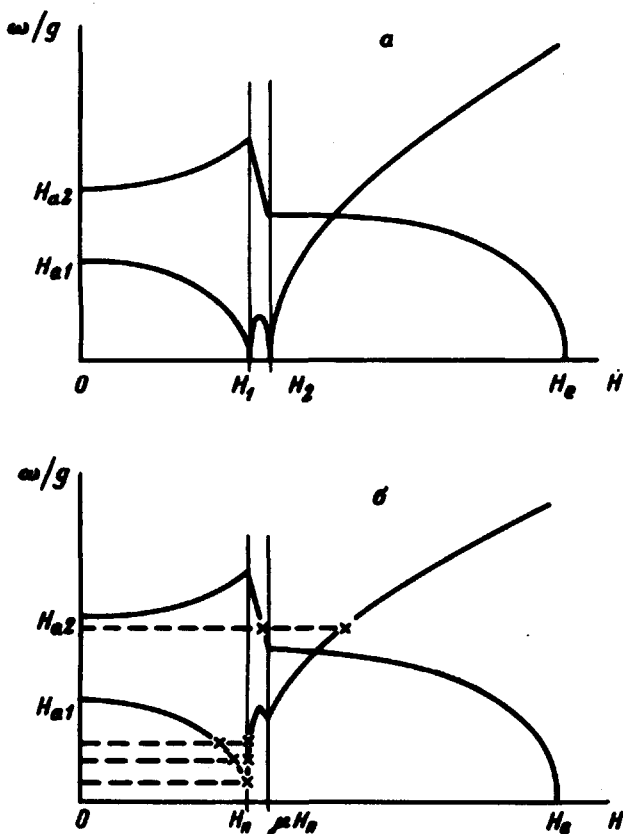


Рис. 1, а, б. Схематическая зависимость частот АФМР от магнитного поля H . На рис. 1, б крестиками изображены резонансные поля, соответствующие частотам ν_1 , ν_2 и ν_4 данной работы и частоте 32 Гц работы [2]

Резонансные частоты АФМ разбитого на домены, вычислим исходя из уравнений движения магнитных моментов

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} = \gamma [M_1, \tilde{H}_1], \quad \frac{\partial M_2}{\partial t} = \gamma [M_2, \tilde{H}], \quad \tilde{H}_i = - \frac{\delta W}{\delta M_i} \quad (1)$$

и энергии АФМ, равной

$$W = \int \{ I_0 M_1 M_2 + \alpha \frac{\partial M_1}{\partial x_1} \frac{\partial M_2}{\partial x_1} + \beta' M_1^* M_2^* + \rho' M_1^* M_2^* + \frac{1}{2} \beta [(M_1^*)^2 + (M_2^*)^2] + \frac{1}{2} \rho [(M_1^*)^2 + (M_2^*)^2] - \mu (H, M_1 + M_2) \} dV, \quad (2)$$

¹⁾ Измерения проводились на одном и том же образце при неизменных условиях эксперимента.

где I_0 и α – константы однородного и неоднородного обменного взаимодействия, ρ и β – константы анизотропии, причем рассматриваем случай $\beta - \beta' > \rho - \rho' > 0$, который соответствует переходу из фазы $\ell ||$ в фазу $\ell \perp$ путем фазового перехода первого рода. Ось x направлена по "легкой" оси a , ось y – по оси b ромбической ячейки $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Равновесные значения магнитных моментов M_{10} и M_{20} зависят от координат в соответствии с тем, что антиферромагнетик разбит на домены фаз $\ell ||$ и $\ell \perp$ [5].

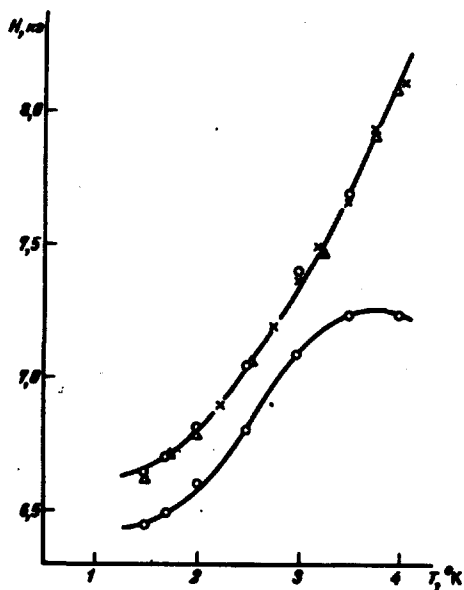


Рис. 2. Зависимость от температуры резонансных полей и поля перехода $H_{\parallel} \text{O} - \nu_2$, $\Delta - \nu_4$, $x - H_{\parallel}(T)$

В фазе $\ell ||$ M_{10} параллелен, а M_{20} антипараллелен "легкой" оси; в фазе $\ell \perp$ M_{10} и M_{20} лежат в одной плоскости по разные стороны от "легкой" оси и образуют с ней угол θ .

Полагая $M_{10} = M_{10} + m_1$, $M_{20} = M_{20} + m_2$, где m_1 и m_2 – малые отклонения от равновесных значений магнитных моментов, и используя (1), (2) можно получить после усреднения линеаризованных уравнений для m_1 , m_2 по доменной структуре следующее выражение для частот АФМР

$$\omega_{1,2} = \{ A^2 + (\xi \gamma H)^2 + A_{12}^2 + B_{11}^2 + B_{12}^2 \pm 4[(AA_{12} - B_{11}B_{12})^2 + (\gamma \xi H)^2(A^2 - B_{12}^2)]^{1/2} \}, \quad (3)$$

где

$$A = \gamma M_0 [1 + \frac{1}{2}(\beta + \rho)] \xi + \gamma M_0 [1 + \rho' + \frac{1}{2}\beta - \frac{1}{2}\rho(1 + \sin^2\theta)](1 - \xi),$$

$$A_{12} = \frac{1}{2} \gamma M_0 [\beta' - \rho'] \xi + \gamma M_0 [I \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \beta' + \frac{1}{2} \rho' \cos^2 \theta] (1 - \xi),$$

$$B_{11} = \frac{1}{2} \gamma M_0 (\beta - \rho) \xi + \frac{1}{2} \gamma M_0 (\beta - \rho \cos^2 \theta) (1 - \xi), \quad (4)$$

$$B_{12} = \gamma M_0 [I + \frac{1}{2} (\beta' - \rho')] \xi + \gamma M_0 [I \sin^2 \theta + \frac{1}{2} (\beta' - \rho' \cos^2 \theta)] (1 - \xi)$$

ξ — доля вещества в фазе $\mathcal{L}||$. При выводе формулы (3) мы пренебрегли толщиной доменных стенок.

Если антиферромагнетик имеет форму пластинки, перпендикулярно поверхности которой ориентировано внешнее магнитное поле, то при $H < \mu_{\parallel} H_{\Pi}(T)$ (μ_{\parallel} — продольная проницаемость антиферромагнетика) в формулах (3), (4) следует положить $\xi = 1$, и мы приходим к резонансным частотам в двухосном антиферромагнетике в фазе $\mathcal{L}||$. При $H > \mu_{\perp} H_{\Pi}(T)$ (μ_{\perp} — поперечная проницаемость антиферромагнетика) в формулах (3), (4) следует положить $\xi = 0$ и мы приходим к резонансным частотам двухосного антиферромагнетика в фазе $\mathcal{L}\perp$. Наконец, изменение частот в интервале полей $\mu_{\parallel} H_{\Pi} < H < \mu_{\perp} H_{\Pi}$ описывается формулами (3), (4), если положить в них $H = H_{\Pi}$, $\xi = (\mu_{\perp} H_{\Pi} - H_{\Sigma})(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel})^{-1} H_{\Pi}^{-1}$. Зависимость частот АФМР в широком интервале полей, описываемая формулами (3), (4) имеет вид изображенный на рис. 1, б. Аналогичный вид имеют частоты АФМР и для тел другой формы, причем интервал полей, в котором ξ меняется от единицы до 0 зависит от формы тела. Так как $\chi_{\perp} = (\mu_{\perp} - 1)/4\pi$, то интервал полей $\mu_{\parallel} H_{\Pi} + \mu_{\perp} H_{\Pi}$ очень мал. Поэтому зависимость от температуры резонансных полей, соответствующих пересечению линии $\omega = \text{const}$ с резонансными кривыми $\omega = \omega_{1,2}(H)$ в интервале $\mu_{\parallel} H_{\Pi} + \mu_{\perp} H_{\Pi}$ будет повторять зависимость от температуры поля $H_{\Pi}(T)$, что и наблюдалось в наших экспериментах.

Как видно из рисунков 1, б и 2 значения большего резонансного поля на частотах ν_2 и ν_4 и их зависимость от температуры совпадают с такими для $H_{\Pi}(T)$. Эти данные вместе с данными работы [2] относительно меньшего резонансного поля на частоте 32 Гц свидетельствуют, по нашему мнению, о том, что¹⁾ переход из фазы $\mathcal{L}||$ в фазу $\mathcal{L}\perp$ в дигидрате хлорида меди при $T \approx 1,52^\circ\text{K}$ происходит путем фазового перехода перво-

¹⁾ Можно было бы думать, что поглощение энергии ВЧ поля в антиферромагнетике $H = H_{\Pi}$ связано с гетерофазными флуктуациями. Этому предположению противоречат данные работы [8], в котором на частоте 9 Гц не наблюдалось поглощения при $H = H_{\Pi}$ и $T < 2,2^\circ\text{K}$.

го рода; б) антиферромагнитный образец при таком переходе разбивается на домены фаз $\ell_{||}$ и ℓ_{\perp} , как это было показано теоретически в [5],

Авторы благодарят А.С.Боровика-Романова за обсуждение работы и ценное замечание.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Донецкий физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 июля 1969 г.

Литература

- [1] А.С.Боровик-Романов, Итоги науки, ФМН, в 4. Изд. АН СССР, М., 1962.
- [2] H.J.Gerritsen. *Physica*. 21, 639, 1955.
- [3] Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, М., 1963.
- [4] В.А.Попов, Е.В.Зароченцев. УФЖ, 10, 368, 1965.
- [5] В.Г.Барьяхтар, А.Е.Боровик, В.А.Попов. Письма в ЖЭТФ, 9, 634, 1969.
- [6] G.E.G.Hardeman. N.J.Poulis. *Physica*. 21, 728, 1955.
- [7] R.J. Joenk. *Phys. Rev.*, 126, 565, 1962.
- [8] M.Garber, H.J.Gerritsen. *Physica*, 22, 189, 1956.