

уменьшается. На рис. 7 изображены зависимости  $H_f(T)$  и  $\psi_f(T)$  поля и угла срыва АФМР при  $\nu = \nu_3 \approx 4,7$  ГГц и  $\rho = 0$ ; 9,2 кбар, полученные в результате обработки изохрон  $H = H_p(\psi)$  (рис. 2, 3).

### Теория

Возрастание резонансных полей в  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  с увеличением гидростатического давления связывалось ранее [17] только с увеличением полей магнитной анизотропии. Однако, как это следует из [10, 11], давление расширяет температурную область наблюдения АФМР, что может объясняться увеличением температуры Нееля  $T_N$ , а следовательно, и обменных интегралов. Учитывая экспоненциальную зависимость обменных интегралов от межатомных расстояний, правильнее было бы учитывать не только зависимость полей анизотропии от давления, но и более сильную зависимость от него обменных полей. Поэтому будем исходить из зависимости энергии АФМ от давления [17]

$$E = M_0^2 [2\delta m^2 + (\beta + \beta') m_x^2 + (\rho + \rho') m_y^2 + (\beta - \beta') l_x^2 + (\rho - \rho') l_y^2 - 2mh], \quad (1)$$

где  $m = (2M_0)^{-1} (M_1 + M_2)$ ,  $l = (2M_0)^{-1} (M_1 - M_2)$ ,  $h = NM_0^{-1}$ , а зависимость обменного параметра и параметров магнитной анизотропии от давления имеет вид

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_0 + \lambda_z'' p, & \beta + \beta' &= \beta_0' + \lambda_x' p, \\ \rho + \rho' &= \rho_0' + \lambda_y' p, & \beta - \beta' &= \beta_0 + \lambda_x'' p, \\ \rho - \rho' &= \rho_0 + \lambda_y'' p. \end{aligned} \quad (2)$$

Используя обычную методику уравнений Ландау — Лифшица, легко найти выражение для резонансных частот в наклонном магнитном поле  $H$ .

Рассмотрим сначала резонансные частоты АФМ при  $\psi = 0$ . К сожалению, информация о полной аналитической зависимости резонансных частот двухосного АФМ от температуры (даже в случае  $T \ll T_N$ ) отсутствует. В работе [18] была учтена лишь зависимость, связанная с  $\chi_{||}$ ,  $\chi_{\perp}$ , а температурная зависимость характеристических полей должна была определяться экспериментально [19]. В работе [20] в области  $T \ll T_N$  была вычислена температурная зависимость частот АФМР фазы  $l_{||}$  при  $H = 0$  и фазы  $l_{\perp}$  при  $\psi = 0$ . Используя результаты работ [18, 20], при поле, направленном вдоль легкой оси, и  $T \ll T_N$  частоты АФМР фазы  $l_{||}$  можно представить в виде

$$\omega_{1,2}^2 = \gamma^2 [\alpha H^2 + 1/2 (H_{a1}^2 + H_{a2}^2) \pm \sqrt{[\alpha H^2 + 1/2 (H_{a1}^2 + H_{a2}^2)]^2 - \alpha^2 (H_1^2 - H^2) (H_{12}^2 - H^2)}], \quad (3)$$

где поля  $H_{a1}$  и  $H_{a2}$ , определяющие частоты АФМР при  $H = 0$ , в спинволновом приближении, согласно [20], равны

$$\begin{aligned} H_{a1} &= H_{a10} - aT^2; & H_{a10} &= M_0^2 (2\delta + \rho + \rho') (\beta - \beta'); \\ H_{a20} &= M_0^2 (2\delta + \beta + \beta') (\rho - \rho'); & a &= 0,07 \text{ кэ/град}. \end{aligned} \quad (4)$$

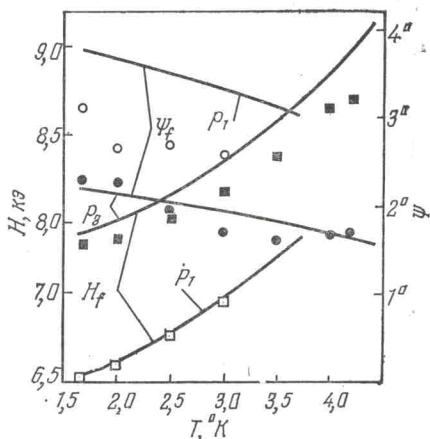


Рис. 7. Зависимость  $H_f$  и  $\psi_f$  от температуры: при  $\rho_1 = 0$ ,  $\nu_3 = 4,88$  ГГц;  $\square$  —  $H_f$ ;  $\circ$  —  $\psi_f$ ; при  $\rho_3 = 9,2$  кбар,  $\nu_3 = 4,60$  ГГц;  $\blacksquare$  —  $H_f$ ,  $\bullet$  —  $\psi_f$ . Сплошные линии — теоретический расчет.

Меньшее из полей  $H_1$  и  $H_{12}$  определяет поле  $H$ , при котором  $\omega_2 = 0$ , т. е. границу устойчивости фазы  $l_{||}$  при опрокидывании магнитных подрешеток в плоскость  $ab$  или  $ac$ . В соответствии с [20],

$$H_1(T) = H_{10} + aT^2; H_{12}(T) = H_{120} + aT^2; \\ H_{10}^2 = M_0^2(2\delta + \rho + \rho')(\rho - \rho'); H_{120}^2 = M_0^2(2\delta + \beta + \beta')(\beta - \beta'). \quad (5)$$

Параметр  $\alpha$ , согласно [18], связан с  $\chi_{||}$  и  $\chi_{\perp}$  и составляет

$$\alpha = 1 - (\chi_{||}/\chi_{\perp}) \approx 1 - 4aT^2H_{п0}^{-1}. \quad (6)$$

Здесь использованы значения  $\chi_{||}$ ,  $\chi_{\perp}$  в спин-волновом приближении [21, 22]. Поле  $H_{п}$ , при котором фазы  $l_{||}$  и  $l_{\perp}$  находятся в равновесии, определяется из условия равенства термодинамических потенциалов этих фаз:

$$H_{п}(T) = H_{п0} + aT^2, H_{п0} = M_0 \sqrt{(2\delta - \rho + \rho')(\rho - \rho')}. \quad (7)$$

Влияние гидростатического давления на частоты (3) будем учитывать, следуя [17], путем перенормировки обменной константы и констант магнитной анизотропии. В области  $H_1 - H \ll H_1$  нижнюю ветвь  $\omega_2(\rho, H, T)$ , согласно [17], можно приближенно записать в виде

$$H_{1p}^2 \approx H_1^2(\rho, T) - \frac{\omega^2}{\gamma^2} \frac{r_0 + 3 + (A_3 - 3A_2)\rho}{r_0 - 1 + (A_3 - A_2)\rho} (1 + 4aT^2H_{п0}^{-1}); \quad (8)$$

$$H_1(\rho, T) = H_1(T) \sqrt{(1 + A_1\rho)(1 + A_2\rho)}, \quad r_0 = \beta_0\rho_0^{-1}, \quad (9)$$

где  $A_1 \approx (\lambda_z'' + \frac{1}{2}\lambda_y'')\delta^{-1}$ ,  $A_2 = \lambda_y''\rho_0^{-1}$ ,  $A_3 = \lambda_x''\rho_0^{-1}$ .

Для нижней ветви АФМР фазы  $l_{\perp}$ , согласно [20],

$$\omega_{\perp} \approx \gamma \sqrt{H^2 - H_2^2(\rho, T)}, \quad H_2^2(\rho, T) = H_{20}^2 \left( \frac{(1 + A_4\rho)^2}{(1 + A_1\rho)^2} - 2aT^2H_{20}^{-1} \right), \quad (10)$$

где  $A_4 \approx (\lambda_z'' - 1/2\lambda_y'')\delta^{-1}$ ;  $H_{20} = H_{10}(2\delta_0 - \rho_0)/(2\delta_0 + \rho_0)$ .

Наконец, зависимость поля  $H_{п}$  от давления описывается выражением

$$H_{п}(\rho, T) = H_{п}(T) \sqrt{(1 + A_4\rho)(1 + A_2\rho)}. \quad (11)$$

Формулы (3) — (11) описывают зависимость АФМР от температуры и давления в случае  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ . АФМР в наклонном поле (в плоскости  $ab$ ) можно приближенно описать, если учесть, что разность  $(H_{2p} - H_f) \sim H_i \sin \psi_f$  (см. рис. 2, 3). Для этого удобно воспользоваться выражением для частот АФМР в поле  $\mathbf{H}$ , составляющем с осью  $a$  угол  $\psi$ , значение которого находится в пределах  $(\rho_0/2\delta_0) < \psi \ll 1$  [16]:

$$\omega_{1,2} = \gamma H_c [R \pm \sqrt{R^2 - Q}]^{1/2}; \quad (12)$$

$$2R = z + r - 2 + \frac{f(2f + 3z + 1)}{2f + z - 1}; \quad Q = (r - 1 + f)(z - 1 + 2f);$$

$$2f = 1 - z + [(z - 1)^2 + 4z \sin^2 \psi]^{1/2}; \quad z = H^2 H_c^{-2}; \quad r = (\beta - \beta')(\rho - \rho')^{-1}, \quad (13)$$

где  $H_c^2 = 2\delta(\rho - \rho')M_0^2$ , что приблизительно совпадает с полем «спин-флоп»-фазового перехода, происходящего в поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ . В случае  $|H^2 - H_c^2| H_c^{-2} > (\rho_0/2\delta_0)$ ,  $\psi > (\rho_0/2\delta_0)$ , приняв  $f \ll 1$ , из (12), (13) найдем для нижней ветви  $\omega_2(H, \psi)$ , в соответствии с [24], выражение

$$\omega_2^2 = (\gamma H_c)^2 \frac{(r - 1)[(z - 1)^2 + 4\sin^2 \psi]}{(r + 1)[(z - 1)^2 + 4\sin^2 \psi]^{1/2} + 2(1 - z)}. \quad (14)$$