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 $p = 0$; 9,2 *кбар*, полученные в результате обработки изохрон $H = H_p(\psi)$ (рис. 2, 3).

Теория

Возрастание резонансных полей в $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ 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]

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

где $\mathbf{m} = (2M_0)^{-1}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$, $\mathbf{l} = (2M_0)^{-1}(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$, $\mathbf{h} = \mathbf{H}M_0^{-1}$, а зависимость обменного параметра и параметров магнитной анизотропии от давления имеет вид

$$\delta = \delta_0 + \lambda_z'' p, \quad \beta + \beta' = \beta_0' + \lambda_x' p, \quad \rho + \rho' = \rho_0' + \lambda_y' p, \quad \beta - \beta' = \beta_0 + \lambda_x'' p, \quad \rho - \rho' = \rho_0 + \lambda_y'' p. \qquad (2)$$

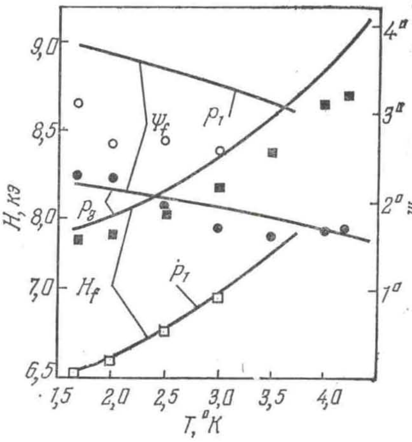

Рис. 7. Зависимость H_f и ψ_f от температуры: при $p_1 = 0$, $\nu_3 = 4{,}88$ *Ггц*; □ — H_f; ○ — ψ_f; при $p_3 = 9{,}2$ *кбар*, $\nu_3 = 4{,}60$ *Ггц*; ■ — H_f, ● — ψ_f. Сплошные линии — теоретический расчет.

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 $\chi_{\parallel}$, $\chi_{\perp}$, 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 $l_{\parallel}$ 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 $l_{\parallel}$ можно представить в виде

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

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

$$H_{ai} = H_{ai0} - aT^2; \quad H_{a10}^2 = M_0^2 (2\delta + \rho + \rho')(\beta - \beta'); \quad H_{a20}^2 = M_0^2 (2\delta + \beta + \beta')(\rho - \rho'); \quad a = 0{,}07 \text{ кэ/град}. \qquad (4)$$

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

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

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

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

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

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

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 $\omega_2(p, H, T)$, согласно [17], можно приближенно записать в виде

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

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

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

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

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

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

$$H_п(p, T) = H_п(T)\sqrt{(1 + A_4 p)(1 + A_2 p)}. \tag{11}$$

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 $(H_{2p} - H_f) \sim H_f \sin\psi_f$ (см. рис. 2, 3). Для этого удобно воспользоваться выражением для частот АФМР в поле $\mathbf{H}$, составляющем с осью a угол ψ, значение которого находится в пределах $(\rho_0/2\delta_0) < \psi \ll 1$ [16]:

$$\omega_{1,2} = \gamma H_c[R \pm \sqrt{R^2 - Q}]^{1/2}; \tag{12}$$
$$2R = z + r - 2 + \frac{f(2f + 3z + 1)}{2f + z - 1};\ Q = (r - 1 + f)(z - 1 + 2f);$$

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

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

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