Дифференцируя ω_2 по H, установим, что на плоскости (ω, H) ветвь $\omega_2(H)$ имеет минимум в точке $(\omega_{2\min}, H_{2\min})$

$$H_{2\min} = H_c(1 - b \sin\psi); \quad \omega^2_{2\min} = 2(\gamma H_c)^2 \frac{(r-1)(1+b^2)\sin\psi}{(r+1)(1+b^2)^{1/2} + 2b}, \tag{15}$$

$$b = (2q)^{-1}\left[-(q+3) + \sqrt{(q+3)^2 + 4q}\right], \quad q = \left(\frac{r+1}{2}\right)^2 - 1. \tag{16}$$

Возникновение минимума у нижней ветви $\omega_2(H)$ соответствует резонансной диаграмме двухосного АФМ в закритической области $\psi > \psi_к$ (см. рис. 3 работы [24]). При фиксированной частоте ω ВЧ поля из выражений (15) определяются $\psi = \psi_f$ и поле срыва АФМР $H = H_f$, т. е. значения ψ и H, при которых частота соответствует минимуму кривой $\omega_2(H)$. Как ψ_f, так и $(H_f - H_п)$ пропорциональны ω^2. Разрешая (14) относительно $\sin^2\psi$, получаем

$$\sin^2\psi_{1,2} = \frac{1}{4}\left\{\frac{\omega_0^4}{2}\left(\frac{r+1}{r-1}\right)^2 + 2\frac{\omega_0^2(1-z)}{r-1} - (1-z)^2 \pm \right.$$
$$\left. \pm\, \omega_0^3 \frac{r+1}{r-1}\sqrt{\frac{\omega_0^2}{4}\frac{(r+1)^2}{(r-1)^2} + 2\frac{1-z}{r-1}}\right\}. \tag{17}$$

Выражение (17) в силу сделанных приближений не описывает детально поведения резонансных диаграмм, связанного с изменениями $\Delta H < 0{,}1$ *кэ* и $\Delta\psi < 1°$, однако в области, где

$$H^2 < H_п^2\left(1 + \frac{\omega_0^2}{8}\frac{(r+1)^2}{r-1}\right), \qquad \omega_0 = \frac{\omega}{\gamma H_п}, \tag{18}$$

оно дает простое и качественно правильное описание таких диаграмм.

Сравнение теории с экспериментом

Проведем это сравнение сначала для $T = 1{,}68°$ K.

Систематическое возрастание резонансных полей с увеличением давления, экспериментально наблюдаемое в $CuCl_2 \cdot 2H_2O$, находится в удовлетворительном согласии с теоретическими зависимостями. Приняв $H_{1p} = H_{\parallel}^{(p)}$ и $H_{2p} = H_п$ ($H_п$ — поле фазового перехода $l_{\parallel} \rightleftarrows l_{\perp}$), сравним (8) — (11) с экспериментальными данными. Предположив, что $\lambda_z^{\parallel} \gg \lambda''_y$, с учетом $H_1(p, T) \approx H_п(p, T)$ представим эти выражения в виде, удобном для сравнения с экспериментом:

$$H_{1p} = \left[H_п^2(p, T) - \gamma^{-2}\omega^2 \frac{r_0 + 3 + (A_3 + 3A_2)p}{r_0 - 1 + (A_3 - A_2)p}\right], \tag{19}$$

$$H_{2p} = H_п(p, T) = H_п(T)\sqrt{(1 + A_1 p)(1 + A_2 p)}, \tag{20}$$

где $A_1 \approx \lambda''_z \delta^{-1} \approx A_4$, $A_2 = \lambda''_y \rho_0^{-1}$, $A_3 = \lambda''_x \rho_0^{-1}$, $r_0 = \beta_0 \rho_0^{-1}$.

Используя экспериментальные значения H_{2p} ($p = 11{,}2$ и $5{,}2$ *кбар*) и H_{1p} ($p = 11{,}2$ *кбар*) при $\nu = 3$ *Ггц* и $T = 1{,}68°$ K, а также значение $r_0 = 2{,}9$ [16], найдем $A_1 \approx A_2 \approx 0{,}022$ *кбар*$^{-1}$, $A_3 = 0{,}3$ *кбар*$^{-1}$. Учитывая значение $\delta_0 = \chi_{\perp}^{-1} = 2 \cdot 10^{-3}$ и $\rho_0 \approx 6{,}5$ [17] для $CuCl_2 \cdot 2H_2O$, найдем $\lambda''_z = 44$ *кбар*$^{-1}$, $\lambda''_y = 0{,}14$ *кбар*$^{-1}$, $\lambda''_x = 2$ *кбар*$^{-1}$. Поскольку $T_N \sim \delta$, T_N зависит от давления. Найденные значения λ''_y и λ''_x хорошо согласуются с оценочными значениями магнитоупругих постоянных $\lambda \sim (1 \div 10^{-3})$ *кбар*$^{-1}$, в то время как значение λ''_z на порядок превышает их максимальную оценку, что обусловлено, видимо, бо́льшей чувствительностью обменных взаимодействий к уменьшению межатомных расстояний при увеличении давления по сравнению с релятивистскими. В результате проведенного нами учета зависимости обменного параметра δ от давления полученные нами и авторами [17] значения λ''_y и λ''_x несколько различаются, однако порядки этих величин остались прежними. Теоретические зависимости $H_{2p}(p)$, $H_{1p}(p)$, построенные согласно (19) и (20) при найденных значениях λ''_z, λ''_y, λ''_x, представлены на рис. 3 и находятся в согласии с экспериментальными данными. Они хорошо передают уменьшение разности $H_{2p} - H_{1p}$ и увеличение резонансных полей H_{1p} и H_{2p} с увеличением давления p. Сравним теперь экспериментальные зависимости ψ_f и поля срыва АФМР H_f от давления и частоты с теоретическими. Как следует из (15), теоретические зависимости этих величин можно представить в виде

$$H_f = H_п [1 - B\omega^2 (\gamma H_п)^{-2}], \quad \psi_f = A\omega^2 (\gamma H_п)^{-2}, \tag{21}$$

где коэффициенты $B(p)$ и $A(p)$ легко находятся из (15). При сравнении (21) с экспериментом необходимо учесть, что параметр r зависит от давления следующим образом:

$$r = (r_0 + A_3 p)(1 + A_2 p). \tag{22}$$

Теоретические изохронные и изобарные зависимости представлены на рис. 3 и 4 и удовлетворительно описывают эксперимент. В частности, первая формула (21) хорошо описывает уменьшение разности $H_п - H_f$ с увеличением давления.

Сравним теперь выражение (17) с данными эксперимента. Подставляя в (17) значения $H_п(p, T)$ вместо $H_п$ и учитывая зависимость r от давления (22), убеждаемся, что в области (18) выражение (17) достаточно хорошо количественно описывает зависимость $H_p(\psi)$ на частотах 4,5—4,88 *Ггц* при давлениях вплоть до $p \approx 5$ *кбар*.

Наконец, учитывая (2), (20) и равенство $A_1 = A_2$, находим, что величина интервала $\Delta H = H' - H_п = 4\pi H_п \chi_\perp$, в котором промежуточное состояние термодинамически стабильно, в пределах точности расчета не зависит в $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ от давления.

Прежде чем проводить дальнейшее сравнение теории с экспериментом, уточним природу наблюдаемого поглощения при $p = 0$. Величины бо́льшего резонансного поля на частоте $\nu_2 = 3{,}14$ *Ггц* и резонансного поля на частоте $\nu_1 \approx 0{,}7$ *Ггц* равны $H_{p\nu_2} \approx H_{p\nu_1} \approx H_п = 6{,}7$ *кэ* при $\psi = 0$ и соответствуют значению поля фазового перехода $l_{\parallel} \rightleftarrows l_\perp$ при $T = 1{,}68°$ K [25], вследствие чего можно сделать вывод, что они сбусловлены поглощением в промежуточном состоянии (ПС), подробно проанализированном в [16]. Меньшие резонансные поля на частотах $\nu_2 = 3{,}14$ *Ггц* и $\nu_3 = 4{,}88$ *Ггц* лежат в области, где $H_p < H_п$, и обусловлены поглощением в однородной фазе $l_{\parallel}$. Сложнее объяснить природу поглощения в бо́льшем резонансном поле на частоте $\nu_3 = 4{,}88$ *Ггц*. При значениях угла ψ, близких к нулю, наблюдаемая экспериментально резонансная линия становилась настолько слабой, что ее положение нельзя было надежно определить. Для выяснения природы этой линии определим по формулам (20), (21) работы [16] значение поля $H_2(T)$, ограничивающего снизу область устойчивости однородной фазы $l_\perp$. Как видно из рис. 1, поле, соответствующее максимуму изогоны $\nu_3 = 4{,}88$ *Ггц*, равно $H_m = 6{,}82$ *кэ*. Принимая $H_\nu = \gamma^{-1}\nu = 0{,}33$ *кэ* (для ν в *Ггц*), $H_{п0} = 6{,}5$ *кэ*, находим $H_2 = 6{,}53$ *кэ* при $T = 1{,}68°$ K. Резонансное поле для фазы $l_\perp$ на частоте 4,88 *Ггц* находится в пределах $H_{2p} = 6{,}73$ *кэ* $> 6{,}70$ *кэ* $= H_п$. Интервал $\Delta H = H' - H_п = 4\pi\chi_\perp H_п$ реализации ПС в области $T \leqslant 1{,}68°$ K мало изменяется и по теоретической оценке составляет около 40 *э* [16]. Этот интервал охватывает участок нижней резонансной ветви однородной фазы $l_\perp$, заключенный между частотами $\omega_\perp(H_п) = 4{,}62$ *Ггц* $< \omega < \omega_\perp(H') = 5{,}03$ *Ггц*. В тех же интервалах частот и полей существует ветвь резонансного поглощения, обусловленная промежуточным