

Результаты измерений представлены на рис. 2,3, где изображены резонансные изохроны, полученные при различных давлениях и температурах. На всех выбранных частотах (кроме $\nu_1 = 0,7 \text{ ГГц}$) в исследованном интервале давлений наблюдалось по два значения резонансного поля, если угол ψ между полем \mathbf{H} и легкой осью a не превышал значения угла срыва АФМР ψ_f . На частоте $\nu_1 = 0,7 \text{ ГГц}$ наблюдалось только одно резонан-

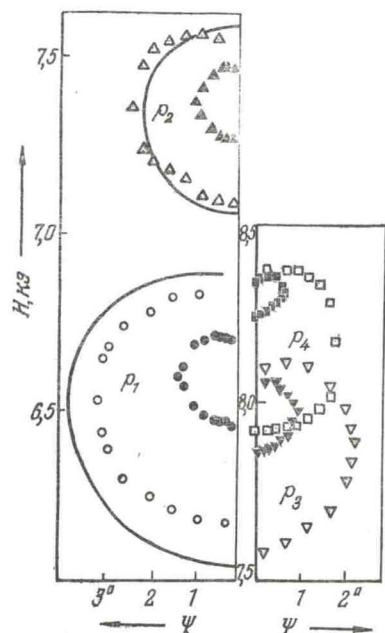


Рис. 2. Зависимость $H_p(\psi)$ для различных частот ν , ГГц и давлений p , кбар ($T = 1,68^\circ\text{K}$): $p_1 = 0$, $\nu_2 = 3,14$ (●), $\nu_3 = 4,88$ (○); $p_2 = 5,2$, $\nu_2 = 3,1$ (▲), $\nu_3 = 4,65$ (△); $p_3 = 9,2$, $\nu_2 = 2,95$ (▼), $\nu_3 = 4,60$ (▽); $p_4 = 11,2$, $\nu_2 = 2,85$ (■), $\nu_3 = 4,48$ (□). Сплошные линии — теоретический расчет для (p_1, ν_3) и (p_2, ν_3) .

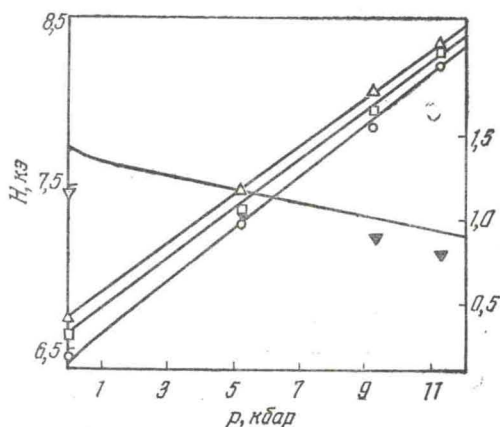


Рис. 3. Зависимости резонансных полей и угла срыва ψ_f от давления при $T = 1,68^\circ\text{K}$ и $\nu = 3 \text{ ГГц}$: ○ — H_{1p} ; △ — H_{2p} ; □ — H_f ; ▼ — ψ_f .

ное поле. Резонанс исчезал при малейшем отклонении поля \mathbf{H} от оси a в плоскости ab . При фиксированных температурах и давлении в поле $\mathbf{H} \parallel a$ большее резонансное поле H_{2p} в пределах точности эксперимента не зависит от частоты ν и соответствует поглощению в антиферромагнетике, находящемся в промежуточном состоянии [15, 16]. При этом разность между большим H_{2p} и меньшим H_{1p} резонансными полями на фиксированной частоте уменьшается с повышением давления, а сами поля увеличиваются.

С увеличением давления при постоянной частоте и с уменьшением частоты при постоянном давлении угол срыва АФМР ψ_f уменьшается, а поле срыва H_f увеличивается. Обработка диаграммы рис. 2 позволила восстановить изохронные зависимости $\psi_f(p)$ и $H_f(p)$ (рис. 3) и изобарные зависимости $\psi_f(\nu)$ и $H_f(\nu)$ (рис. 4). На рис. 3 представ-

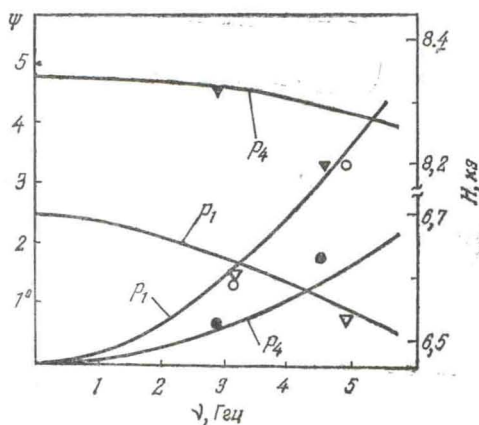


Рис. 4. Изобарные зависимости $H_f(\nu)$, $\psi_f(\nu)$ при $T = 1,68^\circ\text{K}$; ▽ — H_f , ○ — ψ_f при $p_1 = 0$; ▼ — H_f , ● — ψ_f при $p_4 = 11,2 \text{ кбар}$. Сплошные линии — теоретический расчет $H_f(\nu)$ и $\psi_f(\nu)$.

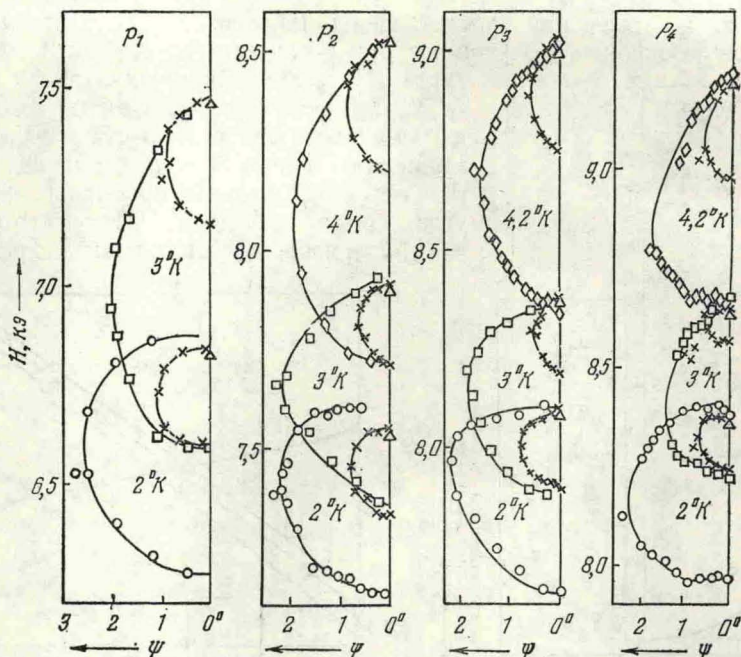


Рис. 5. Зависимость $H_p(\psi)$ для различных температур, частот ν , Гц и давлений p , кбар: $p_1 = 0$, $\nu_1 = 0,76$, $\nu_2 = 3,14$, $\nu_3 = 4,88$; $p_2 = 5,2$; $\nu_1 = 0,73$, $\nu_2 = 3,1$, $\nu_3 = 4,65$; $p_3 = 9,2$, $\nu_1 = 0,68$, $\nu_2 = 2,92$, $\nu_3 = 4,60$; $p_4 = 11,2$, $\nu_1 = 0,64$, $\nu_2 = 2,85$, $\nu_3 = 4,48$; $\nu_1 - \Delta$, $\nu_2 - \times$, $\nu_3 - \circ$, \square , \diamond .

лены также зависимости H_{1p} и H_{2p} для $\nu = 3$ Гц. При $p = 0$ резонансное поглощение надежно наблюдалось на всех частотах только при $T \leq 3^\circ \text{K}$. С повышением давления предельная температура наблюдения АФМР росла и при давлении $p > 9$ кбар достигала $4,2^\circ \text{K}$, т. е. практически температуры Нееля при $p = 0$. Увеличение температурного интервала, в котором наблюдается АФМР в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, отмечалось нами ранее [10].

Повышение температуры вызывало смещение изохрон в область более сильных полей и уменьшение угла срыва АФМР при всех исследованных давлениях и частотах. Независимо от частоты ВЧ поля и величины давления впадина на изохронах со стороны большего резонансного поля уменьшалась и с увеличением температуры исчезала (рис. 5).

Зависимости резонансных полей $H_{1,2p}$ от температуры в случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ на частотах $\nu_2 \approx 3$ Гц и $\nu_3 \approx 4,7$ Гц при $p = 0$; 5,2; 11,2 кбар представлены на рис. 6. С увеличением давления градиент (dH_p/dT) в среднем

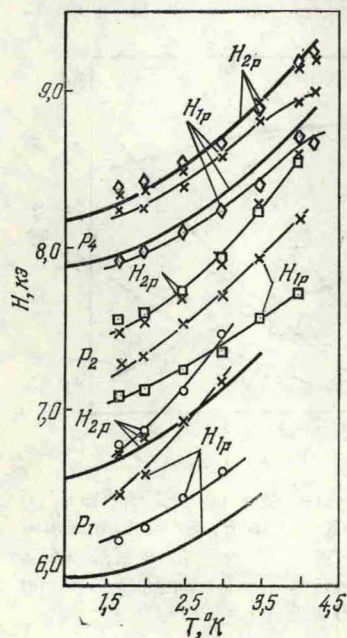


Рис. 6. Зависимость резонансных полей от температуры при p , кбар и частотах ν , Гц: $p_1 = 0$, $\nu_2 = 3,14$ (\times), $\nu_3 = 4,88$ (\circ); $p_2 = 5,2$; $\nu_2 = 3,1$ (\times); $\nu_3 = 4,65$ (\square); $p_4 = 11,2$; $\nu_2 = 2,85$ (\times); $\nu_3 = 4,48$ (\diamond). Сплошные линии — теоретический расчет при (p_1, ν_3) и (p_4, ν_3) .