

Рис. 5. Спектр спиновых волн в кубическом антиферромагнетике RbMnF<sub>3</sub>, установленный методом неупругого рассеяния нейтронов; кривые — расчёты спектров в предположении, что  $|J/h| = 3,4$  К.

С. в. в пластинах, параметрич. возбуждение С. в. эл. магн. полем, а также неупругое рассеяние света (Мандельштама — Бриллюэна рассеяние). Каждый из методов не универсален, но в совокупности они позволили с большой полнотой определить спектр С. в. многих магнитоупорядоченных кристаллов.

Длинноволновые участки спектра спиновых волн нек-рых веществ: 1) одноподрешёточный кубич. ферромагнетик ( $N = 1$ )

$$\omega^2(k) = \left[ \omega_0 + \omega_{обм}(ak)^2 + \frac{1}{2} \omega_m \sin^2 \theta_k \right] \times [\omega_0 + \omega_{обм}(ak)^2]; \quad (12)$$

$$\omega_0 = \gamma H - \omega_m N_z; \omega_m = 4\pi \gamma M; \omega_{обм} \propto (J/h) > 0.$$

Здесь  $M$  — намагниченность насыщения,  $N_z$  — размагничивающий фактор,  $\theta_k$  — угол между намагниченностью  $M$  и волновым вектором  $k$  С. в. Коэф.  $\omega_{обм}$  характеризует роль обменного взаимодействия магн. атомов, коэф.  $\omega_m$  — магнитодипольного взаимодействия. Ф-ла (12) описывает также акустич. ветвь С. в. ферримагнетиков, в частности железиттриевого граната (ЖИТГ), у которого 20 подрешёток и со-

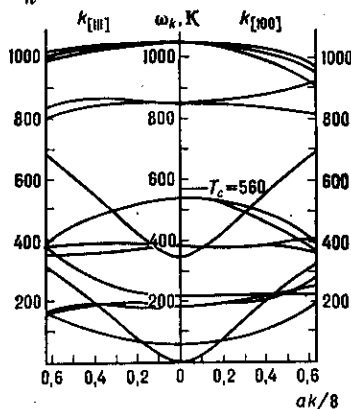


Рис. 6. Теоретический спектр спиновых волн в железиттриевом гранате.

ответственно 20 ветвей С. в. (рис. 6). В табл. 1 приведены константы акустич. ветви С. в. ЖИТГ:

Табл. 1.

| $\gamma$ , ГГц/кЭ | $M$ , Э | $a$ , А | $\hbar\omega_{обм}$ , К | $T_c$ , К |
|-------------------|---------|---------|-------------------------|-----------|
| 2,8               | 1730    | 12,5    | 41                      | 560       |

Табл. 2.

| Вещество                     | $\gamma$ , ГГц/кЭ | $H_A$ , кЭ | $H_E$ , кЭ     | $H_D$ , кЭ | $H_A^2$ , кЭ <sup>2</sup> | $\alpha_{  } \times 10^5$ , кЭ·см <sup>2</sup> | $\alpha_{\perp} \cdot 10^5$ , кЭ·см <sup>2</sup> | $T_N$ , К |
|------------------------------|-------------------|------------|----------------|------------|---------------------------|--|--|-----------|
| CsMnF <sub>3</sub> . . . . . | 2,8               | 2,48       | 350            | 0          | $\frac{6,4}{T}$           | 0,88   | 0,95   | 53,5      |
| MnCO <sub>3</sub> . . . . .  | 2,8               | 3,04       | 320            | 4,4        | $\frac{5,8+0,3}{T}$       | 0,79   | 0,61   | 32,5      |
| FeVO <sub>4</sub> . . . . .  | 2,8               | 5,3        | $3 \cdot 10^3$ | 100        | 4,9                       | 7,8  | 5,67   | 348       |

В ЖИТГ наиб. исследованы процессы релаксации С. в. В чистых монокристаллах теоретич. значения времени жизни релятивистских магнонов согласуются с экспериментом. При комнатной темп-ре (300 К)  $\tau^{-1} \approx 2,6 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> при  $k \rightarrow 0$ .

2) Двухподрешёточные одноосные антиферромагнетики с магнитной анизотропией типа «лёгкая плоскость» имеют 2 акустич. ветви С. в. ( $H$  параллельно лёгкой плоскости):

$$\omega_1^2 = \gamma^2 \left[ H(H + H_D) + H_A^2 + \alpha_{||}^2 k_{||}^2 + \alpha_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \right],$$

$$\omega_2^2 = \gamma^2 \left[ 2H_A H_E + H_D(H + H_D) + \alpha_{||}^2 k_{||}^2 + \alpha_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \right]. \quad (13)$$

Здесь  $H_A, H_E$  — поля анизотропии и обмена,  $H_D$  — т. в. поле Дзялошинского, описывающее силу, приводящую к слабому ферромагнетизму,  $H_A^2$  — слабое, определяемое слабыми взаимодействиями (сверхтонким, магнитоупругим),  $\alpha_{||}, \alpha_{\perp}$  — константы неоднородного обмена ( $\alpha_{||}$  — вдоль оси симметрии кристалла,  $\alpha_{\perp}$  — перпендикулярно к оси; табл. 2).

3) Двухподрешёточные антиферромагнетики с магн. анизотропией типа «лёгкая ось» имеют 2 акустич. ветви С. в., вырожденных при  $H = 0$ :

$$\omega_{1,2} = \gamma \left[ \left( 2H_A H_E + \alpha_{||}^2 k_{||}^2 + \alpha_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \right)^{1/2} \pm H \right]; H \leq \sqrt{2H_E H_A}$$

( $H$  параллельно «лёгкой оси»). Величина щели при  $H = 0$   $\omega_{10} = \omega_{20} = \gamma \sqrt{2H_A H_E}$  для большинства исследованных легкососных антиферромагнетиков лежит в диапазоне 100 — 1000 ГГц.

С. в. в низкоразмерных системах, в кристаллах с большой энергией магнитной анизотропии, в поликристаллах. В двумерных и одномерных системах, описываемых моделью Гейзенберга, С. в. нельзя трактовать как малое колебание, т. к. даже при  $T = T_c$  магн. упорядочение не наступает (в согласии с Мёрмина — Вагнера теоремой). В подобных магнетиках при  $T = T_c$  возникают бесщелевые возбуждения — С. в., у к-рых скорость (если  $\omega \propto k$ ) или эфф. масса (если  $\omega \propto k^2$ ) служат осн. характеристикой, отличающей низкотемпературную фазу ( $T < T_c$ ) от высокотемпературной ( $T > T_c$ ).

В нек-рых кристаллах (напр., CsCoCl<sub>3</sub>, FeF<sub>2</sub>) энергия магн. анизотропии не мала по сравнению с обменной энергией. При этом структура осн. состояния и спектр С. в. зависит от конкретного соотношения между обменной энергией и энергией анизотропии. Характерная особенность — сложная зависимость магн. характеристик от магн. поля, перестройка осн. состояния под действием магн. поля.

Длинноволновые С. в. ( $ak \ll 1$ ) сохраняют смысл в поликристаллах. Дополнительное (по сравнению с монокристаллами) затухание С. в. связано с рассеянием на границах кристаллитов.

Спиновые волны в парамагнитных металлах и газах. В парамагнитных металлах С. в. предсказаны В. П. Силиным в 1960, обнаружены экспериментально в 1967. В немагн. металлах С. в. — колебания спиновой плотности электронов проводимости, обусловленные обменным