

спектра С. в. принимают участие нелокализов. электроны проводимости. В длинноволновом пределе ($ak \ll 1$) С. в. в магн. металле — одна из ветвей колебания ферми-жидкости.

Газ магнов. Магноны являются бозонами. При конечной тем-ре $T \neq 0$ магнов. много. Их число N_M пропорц. объёму тела V и растёт с ростом T :

$$N_M \sim \frac{V}{v_0} (T/T_C)^{3/2} \text{— для ферромагнетиков,}$$

$$N_M \approx \frac{V}{v_0} (T/T_N)^3 \text{— для антиферромагнетиков.}$$

Мн. свойства магнетиков при $T \ll T_C$ (T_N) удобно описывать, считая, что С. в. представляют собой почти идеальный газ магнов. (см. *Вырожденный газ*). Химический потенциал газа магнов. равен 0, т. к. число магнов. не сохраняется; равновесная ф-ция распределения магнов. по энергиям:

$$n_i = \frac{1}{\exp[\hbar\omega_i(k)/kT] - 1}. \quad (11)$$

Ф-ла (11) позволяет вычислить температурную зависимость термодинамич. характеристик магнетика (намагниченности, теплоёмкости, магн. восприимчивости и др.). Получающиеся выражения тем точнее, чем идеальнее газ магнов. Неидеальность — результат взаимодействия магнов. друг с другом, с др. квазичастицами (с фононами, электронами). С ростом T число любых квазичастиц растёт, их взаимодействие становится столь существенным, что предствление об идеальном газе магнов. перестаёт быть справедливым. Кроме того, может нарушиться условие квазистационарности С. в. $\omega(k) \gg \tau^{-1}(k)$, где τ — время жизни магнона. Поэтому простейшая концепция газа магнов. применима при $T \ll T_C$ (T_N). При этом важную роль играют низкочастотные (релятивистские) магноны; при $T \ll T_C$ их значительно больше, чем обменных (последних экспоненциально мало). Однако учёт изменения спектра магнов. при повышении тем-ры позволяет обобщить концепцию газа магнов. практически на широкий диапазон T , включающий T_C .

Влияние спиновых волн на кинетические свойства магнетиков. С. в. позволяют описать не только термодинамич. (равновесные) свойства магнетиков, но и их кинетические и резонансные свойства. В *теплопроводности* магнетиков наряду с фононами и электронами (для проводников) принимают участие магноны: один из механизмов *затухания звука* — рассеяние звуковых волн на магнонах; в магн. металлах и полупроводниках рассеяние электронов на магнонах — один из механизмов электросопротивления; ферро- и антиферромагнитный резонансы можно представить как превращение фотона в магнон, при ферроакустич. резонансе в магнон превращается фон.

Для описания кинетических и резонансных процессов существенно время жизни магнона $\tau_i(k)$. Среди процессов, определяющих время жизни магнов., выделяют собств. процессы, характерные для идеального кристалла (магнон-магнонные, магнон-фононные и др. взаимодействия), и несобственные (рассеяние магнов. на примесях, дислокациях, границах кристаллитов и поверхности образца).

Взаимодействие магнов. друг с другом и с др. квазичастицами может привести не только к их рассеянию, но и к перестройке их спектра. С возрастанием числа магнов. (N_M) наблюдается нелинейный (по N_M) сдвиг частоты С. в. Учёт членов ф-лы (8), «отброшенных» при получении ф-лы (9), приводит к взаимодействию магнов., носящему характер притяжения. В результате притяжения между магнонами может образоваться своеобразный спиновой комплекс — двухчастичное связанное состояние. В частности, в ферромагнетике, состоящем из атомов со спином $1/2$, возникает возбуждение, соответствующее движению по

кристаллу двух спинов, связанных между собой и перервернутых относительно вектора намагниченности. Как правило, спиновые комплексы образуют магноны с энергией $\hbar\omega \sim J$ [их роль при $T \ll T_C$ (T_N) невелика].

Резонанс между С. в. и волной колебания др. природы (напр., звуковой) может привести к «расталкиванию» ветвей, что проявляется в существовании г и б-ридных колебаний, напр. магнитоупругих (см. *Магнитоупругие волны, Магнитоупругое взаимодействие*).

Экспериментальные методы. Первыми эксперим. методами исследования С. в. были измерения температурной зависимости термодинамич. характеристик — намагниченности, магн. части *теплоёмкости* (рис. 2, 3).

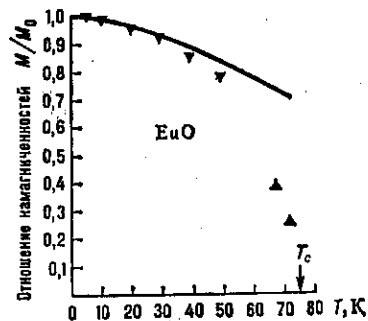


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности ферромагнитного соединения EuO. Сплошная кривая — расчёт $M(T)$ по теории спиновых волн.

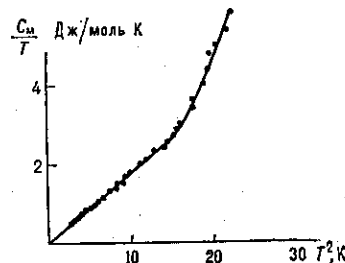


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной части теплоёмкости C_M легкоплоскостного антиферромагнетика $MnCO$. При низких температурах $C_M = aT^3$, резкое отклонение от этого закона происходит при $T > 8$ K, соответствующей «включению» второй ветви спектра.

Неупругое рассеяние нейтронов является наиб. информативным методом, позволяющим определить закон дисперсии С. в. и оценить время жизни всех типов магнов. Использование *поляризованных нейтронов*, кроме того, даёт возможность получить сведения о поляризации С. в. Исследованы спектры сотен магнетиков, в т. ч. сложных (рис. 4, 5).

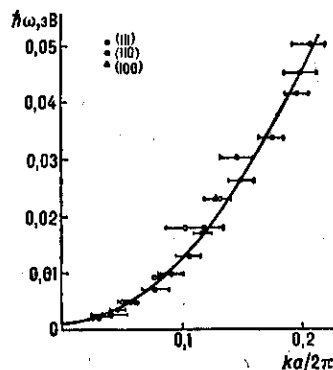


Рис. 4. Спектр спиновых волн ферромагнитного кобальтового сплава (92% Co, 8% Fe), полученных с помощью неупругого рассеяния нейтронов.

Неупругое рассеяние нейтронов не позволяет исследовать спектр С. в. при предельно малых квазидлинных волнах k , т. к. в этом случае пик неупругого рассеяния накладывается на пик упругого рассеяния (см. *Магнитная нейтронография*). Ферро- и антиферромагн. резонансы дают возможность измерить значение частот однородной прецессии ω_0 , т. е. щелей $\hbar\omega_0$ в спектре магнов. Для исследования нач. участка спектра ($k \leq 10^6$ см $^{-1}$) используют резонанс на стоячих