

вах второго типа. Существенно, однако, что в узкощелевом полупроводнике $Hg_{1-x}Mn_xTe$ в пределе малых концентраций ($x \leq 0,08$) возможно существование ещё одной СС-фазы благодаря механизму косвенного РККИ-обмена за счёт виртуальных межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости;

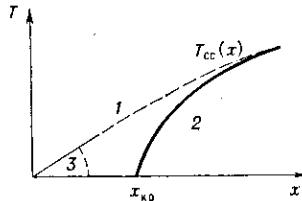


Рис. 8. МФД для полумангнитных узкощелевых полупроводников (на примере $Hg_{1-x}Mn_xTe$): 1 — ПМ-фаза; 2 — ССГ-фаза; 3 — ССИ-фаза; $x_{кр}$ — критическая концентрация [12].

тот же результат достигается наложением внеш. давления $P \gg P_{кр}$, создающим при $x \neq 0$ бесщелевое состояние, характерное для случая $x=0$. В ряде магнитиков изменение концентрации x , подобно магн. полю H и давлению P , может приводить к изменению рода перехода. В сплаве $Du_xY_{1-x}Co_2$, напр., переход ФМ—ПМ при $x < x_{кр}$ имеет 2-й род, а при $x > x_{кр}$ — 1-й, так что $x_{кр}$ — трикритич. точка. Значит, интерес представляют также концентрац. М. ф. п. в сплавах, обнаруживающих сосуществование магнетизма и сверхпроводимости (см. *Магнитные сверхпроводники*).

Теория М. ф. п., как и всех фазовых переходов, основана на общих принципах и методах термодинамики и квантовой статистической физики, но из-за трудностей математич. характера в законченном виде ещё не построена. К числу наиб. употребительных приближённых методов теории относится метод молекулярного поля Вейса (см. *Среднего поля приближение*) или эквивалентные ему вариан. принцип для свободной энергии Н. Н. Боголюбова и феноменологич. теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (последняя основана на разложении свободной энергии магнетика вблизи точки М. ф. п. по степеням параметра упорядочения). При описании широкого класса М. ф. п. в рамках теории Ландау весьма полезен метод термодинамич. коэффициентов Аррота — Белова — Нокса (графики зависимости H/M от M^2); с их помощью, в частности, удобно определять положение точек М. ф. п. Указанные методы дают в целом правильное качеств. описание М. ф. п., особенно в магнетиках со сложной атомной и магн. структурой; физически они исходят из представления о бесконечном радиусе обменного взаимодействия и формально соответствуют предельному переходу $d \rightarrow \infty$, где d — размерность решётки магн. моментов.

Более точное количеств. описание, учитывающее конечный радиус r_0 обменного взаимодействия, достигается с помощью разл. вариантов теории возмущений (напр., разложения по степеням $1/r_0^3$) и соответствующей диаграммной техники для спиновых операторов [3]. Хорошие результаты даёт также метод ур-ний движения для двухвременных температурных Грина функций, приводящий к самосогласованному описанию статич. и динамич. свойств магнетиков в широком интервале темп-р [4].

Наиб. точное описание критич. поведения термодинамич. величин магнетика в окрестности М. ф. п. достигается с помощью метода ренормализационной группы, основанного на представлении о масштабной инвариантности (гипотезе подобия, или скейлинге) и позволяющего регулярным образом учесть флуктуации параметра магн. упорядочения [7]. С помощью этого метода удаётся с хорошей точностью вычислить т. н. критические показатели (индексы) вблизи (полю) критич. точек для разл. моделей (Изинга модель; поперечной, или ХУ-модели; Гейзенберга модель), характеризующихся разл. размерностью n параметра упорядочения (соответственно $n=1, 2, 3$); при этом

возможен учёт и разл. значений эффективной (не обязательно целочисленной) размерности решётки d . Обычно рассматривают положит. критич. показатели $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta, \nu$, к-рые удобнее всего определить на примере спонтанного М. ф. п. ФМ — ПМ: при $\tau = (T - T_c)/T_c \rightarrow -1$ параметр упорядочения обращается в нуль, $m \sim (-\tau)^\beta$, тогда как восприимчивость χ , уд. теплоёмкости C_H, C_M и радиус корреляции ξ флуктуаций параметра упорядочения имеют неалгебр. расхождений: $\chi \sim \tau^{-\gamma}$; $C_H, C_M \sim \alpha^{-1}(\tau^{-\alpha} - 1)$; $\xi \sim \tau^{-\nu}$. Кроме того, при $\tau=0$ существует показатель критич. изотермы парапроцесса $m \sim H^{1/\delta}$ и асимптотика парной спиновой корреляц. ф-ции $\langle m_0 m_r \rangle \sim r^{-(d-2+\eta)}$ (см. табл. 2).

Табл. 2. — Экспериментальные значения критических показателей моделей [3] с $n=1, 2, 3$, для трёхмерной решётки $d=3$

n	Показатель					
	α	β	γ	δ	η	ν
1	0.11	0.32	1.24	4.8	0.032	0.63
2	0.0	0.34	1.32	4.7	0.034	0.67
3	0.14	0.36	1.38	4.6	0.036	0.70
Молекулярное поле	0.0	0.50	1.00	3.00	0.0	0.50

Метод ренормгруппы даёт значения характеристик М. ф. п., очень близкие к экспериментальным, тогда как расчёты по методу среднего поля дают результаты, существенно отличающиеся от экспериментальных и не чувствительные к величинам n и d .

Критич. показатели связаны друг с другом и с размерностью решётки в силу ряда термодинамич. соотношений типа условий устойчивости магн. фазы, напр. $\alpha + 2\beta + \gamma \geq 2$, $\delta \geq 1 + \gamma/\beta$, $d\nu \geq 2 - \alpha$. Поэтому, как правило, только два из них (напр., η и ν) являются независимыми. Критич. показатели отражают глобальную

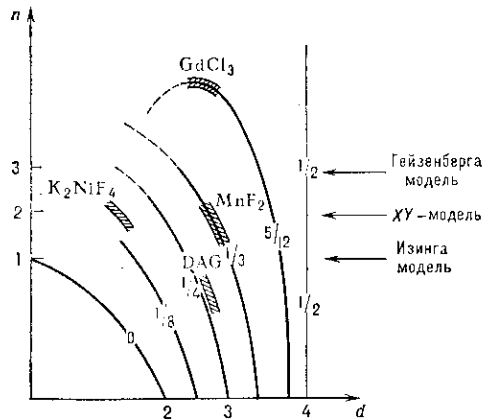


Рис. 9. Классы универсальности — линии постоянного значения критического индекса β в плоскости (n, d) размерностей параметра порядка n и кристаллической решётки d , вычисленные методом ренормгруппы; заштрихованные участки соответствуют реальным магнетикам [13].

структуру физ. модели магнетика и остаются неизменными в пределах т. н. классов универсальности, описываемых соответствующими «траекториями» в плоскости (n, d) (для индекса β они указаны на рис. 9). Для каждого типа модели n существует т. н. низшая критическая размерность $d_{кр}$, при к-рой М. ф. п. перестаёт существовать, причём $d_{кр}$ тем выше, чем выше симметрия (степень вырождения) данной модели. Так, $d_{кр}=1$ для модели Изинга, $d_{кр}=2$ — Гейзенберга и $d_{кр}=4$ для модели спинового стекла (последнее указывает на