1986 г. Июнь *Том 149, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(27—28 ноября 1985 г.)

27 и 28 ноября 1985 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

27 ноября

1. А. А. Собянин. Общие свойства систем с «двойной» критической точкой.
2. И. Л. Фабелинский, С. В. Кривохижа, Л. Л. Чайков. Экспериментальное исследование растворов с «двойной» критической точкой.
3. А. А. Волков, Г. В. Козлов, Е. Б. Крюкова, А. А. Собянин. Новое о динамике кристаллов сегнетовой соли (системы с «двойной» критической точкой).

28 ноября

4. Б. А. Волков, О. А. Панкратов. Электронное строение квазикубических кристаллов: зоны, диэлектрические свойства, дефекты в узкощелевых полупроводниках.
5. Л. А. Фальковский. Происхождение электронных спектров полуметаллов V группы.
6. Б. А. Волков, О. А. Панкратов. Инверсный контакт полупроводников — новая неоднородная структура с двумерным газом электронов нулевой массы.

Краткое содержание докладов приводится ниже.

538.91(048)

А. А. Собянин. Общие свойства систем с «двойной» критической точкой. В последнее время внимание физиков, занимающихся фазовыми переходами (ФП), привлек класс систем, упорядоченное состояние которых существует в ограниченном интервале температур T между верхней (T_{c1}) и нижней (T_{c2}) критическими точками (точками ФП II рода), причем по мере изменения давления, состава вещества или какого-либо другого параметра x, характеризующего состояние системы, эти две критические точки (КТ) сближаются и при некотором значении x_0 сливаются в одну («двойную») критическую точку (рис. 1). Фазовые диаграммы типа показанной на рис. 1 наблюдаются в кристаллах группы сегнетовой соли (см., например, [1] и ниже, доклад А. А. Волкова и др.), в жидких бинарных смесях с верхней и нижней КТ смешения (см. ниже, доклад И. Л. Фабелинского и др.), в жидкокристаллических системах, испытывающих ФП II рода из нематической в смектическую А-фазу [2–4], и некоторых других веществах.

Повышенный интерес, проявляемый к системам с «двойной» КТ, обусловлен рядом причин. Во-первых, необычен и требует микроскопического объяснения сам факт перехода таких систем из упорядоченного состояния в неупорядоченное в процессе понижения температуры. Во-вторых, поведение систем вблизи «двойной» КТ существенно отличается от их поведения вблизи

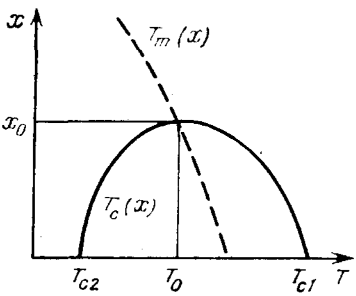

Рис. 1

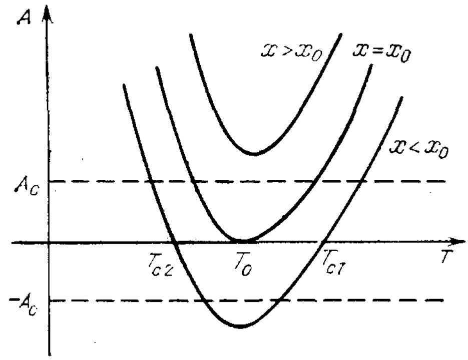

Рис. 2

обычных точек на линиях ФП II рода (характеризуемых лишь относительно небольшими значениями производных $\mathrm{d}T_c/\mathrm{d}x$ и $\mathrm{d}^2T_c/\mathrm{d}x^2$). В частности, температурные зависимости многих физических величин обнаруживают здесь значительно более ярко выраженные аномалии, чем в случае обычных ФП II рода, тогда как для других величин (например, теплоемкости) соответствующие аномалии исчезают. В-третьих, благодаря упомянутым особенностям (специальной форме фазовой диаграммы и резким температурным зависимостям ряда физических величин) в системах с «двойной» КТ можно осуществить гораздо более полную и строгую экспериментальную проверку теоретических предсказаний (будь то теория Ландау или флуктуационная теория ФП), чем это удается сделать в обычных случаях.

Основные особенности поведения веществ с двойной КТ проявляются уже на уровне теории ФП Ландау [5], в которой плотность неравновесного термодинамического потенциала системы разлагается в ряд по степеням параметра порядка η и его пространственным производным:

$$\Phi(\eta;\ T,\ x)=\Phi_0(T,\ x)+\frac{A(x,\ T)}{2}\eta^2+\frac{B(x,\ T)}{4}\eta^4+\ldots+\frac{D(x,\ T)}{2}(\nabla\eta)^2; \qquad (1)$$

здесь в случае ФП II рода коэффициенты B и D следует считать положительными (для обеспечения устойчивости системы), тогда как коэффициент A меняет знак на линии фазовых переходов $T_c(x)$, причем $A>0$ в неупорядоченной фазе и $A<0$ — в упорядоченной.

Главная отличительная особенность систем с «двойной» КТ состоит в том, что к ним неприменимо обычное предположение о линейной температурной зависимости коэффициента $A(x,\ T)$ в области фазового перехода. Действительно, легко видеть, что из-за немонотонности кривой $T_c(x)$ температурная зависимость коэффициента A в системах с «двойной» КТ также является немонотонной[6] (рис. 2), причем в области $x<x_0$, где имеются два ФП, минимум на кривых температурной зависимости коэффициента A расположен ниже оси абсцисс, при $x=x_0$ он касается температурной оси в точке T_0, а в области $x>x_0$ минимум на кривых $A(T)$ поднимается выше оси абсцисс в соответствии с тем, что при $x>x_0$ фазовые переходы в системе отсутствуют.

Наличие минимумов на кривых $A(T)$ делает удобным разлагать функцию $A(x,\ T)$ в ряд по степеням отклонения температуры T от температуры минимума $T_m(x)$ (а не от критической температуры $T_c(x)$, как поступают в обычном случае)

$$A(x,\ T)=A_0(x)+A_2(x)\,t^2+A_3(x)\,t^3+\ldots,\quad t\equiv[T-T_m(x)]\,T_0^{-1}. \qquad (2)$$

Такой прием позволяет существенно сократить число входящих в теорию неизвестных феноменологических коэффициентов (по сравнению с обычно используемым разложением функции $A(x,\ T)$ в ряд по степеням $\varepsilon = [T - T_c(x)]/T_c(x)$ независимо вблизи верхней и нижней КТ) и описать как форму линии ФП (она находится из условия $A(x,\ T) = 0$), так и поведение физических величин во всей области вблизи «двойной» КТ, включая область $x > x_0$, в которой ФП отсутствуют, но на температурных зависимостях ряда физических величин: восприимчивости $\chi = 1/A$, радиуса корреляции параметра порядка $r_к = (D/A)^{1/2}$, собственной частоты «мягкой» моды $\omega_0 \sim A^{1/2}$, времени релаксации параметра порядка $\tau \backsim \chi \backsim 1/A$ и т. д.,— имеются ярко выраженные аномалии, обусловленные аномальной температурной зависимостью коэффициента A.

Отметим, что такая же немонотонная зависимость коэффициента A будет наблюдаться и вблизи любой другой точки на линии $T_c(x)$, если приближаться к ней по направлениям, параллельным касательной к линии ФП в данной точке. В этом плане все точки линии ФП являются эквивалентными [10, 11]. Обычно, однако, кривизна линий ФП мала, и приблизиться к ним вдоль касательных направлений удается лишь в системах с двойной КТ.

Кроме того, для некоторых физических величин (таких, как теплоемкость) выделенной является именно двойная КТ.

Из (2) видно, что при приближении к двойной КТ, в которой $A_0(x_0) = 0$, аномалии физических величин, содержащих коэффициент A, усиливаются. Так, восприимчивость и время релаксации параметра порядка увеличиваются по закону $\chi \backsim \tau \backsim t^{-2}$, резко отличающемуся от обычного закона Кюри ($\chi \backsim \tau \backsim |t|^{-1}$), радиус корреляции $r_к \sim |t|^{-1}$ (вместо $r_к \sim |t|^{-1/2}$), а собственная частота «мягкой» моды падает пропорционально $|t|$ (вместо $\omega_0 \sim |t|^{1/2}$, как в обычном случае). В то же время аномалии величин, содержащих производные коэффициента A по температуре, существенно ослабляются вблизи «двойной» точки. Например, скачки теплоемкости $\Delta C = -T\partial^2(A^2/4B)/\partial T^2$ в точках T_{c1} и T_{c2} уменьшаются пропорционально квадрату относительного расстояния между этими точками ($\Delta C \sim [(T_{c1} - T_{c2})/2T_0]^2$). Сильное (на порядки величины) ослабление аномалии теплоемкости отмечалось во всех системах с двойной КТ, в которых эта аномалия изучалась.

Хорошо известно [7а], что в ряде систем (из интересующих нас веществ исключение составляют лишь кристаллы сегнетовой соли [7б]), приближение теории Ландау нарушается в некотором интервале температур вблизи линии КТ, определяемом из условия

$$|A| \leqslant \left(\frac{3k_BTB}{8\pi D^{3/2}}\right)^2 \equiv A_c. \qquad (3)$$

Внутри соответствующего интервала значений A (указанного на рис. 2 штриховыми линиями) выражение (1) для плотности термодинамического потенциала системы видоизменяется следующим образом [8, 9]:

$$\Phi=\Phi_0+\frac{A_0A_2}{4B_0}\left|\frac{A}{A_c}\right|^{3\nu}+\frac{A}{2}\left|\frac{A}{A_c}\right|^{2\nu-\sigma-1}\eta^2+\frac{B_0}{4}\left|\frac{A}{A_c}\right|^{\nu-2\sigma}\eta^4+ \frac{D_0}{2}\left|\frac{A}{A_c}\right|^{-\sigma}(\nabla\eta)^2; \qquad (4)$$

здесь функция $A(x,\ T)$ определяется, как и раньше, выражением (2); $\nu \approx 2/3$ — критический показатель радиуса корреляции ($r_к \sim |A/A_c|^{-\nu}$); $\sigma \approx 10^{-2}$ — малый критический показатель, характеризующий поведение корреляционной функции $\langle\eta(r)\,\eta(0)\rangle \sim r^{-[1+(\sigma/\nu)]}$ при $A = 0$, а значения коэффициентов B_0, D_0 можно считать равными по порядку величины их значениям в теории ФП Ландау.

Из (4) и (2) следует (см. также [10,11]), что в «двойной» КТ эффективные значения показателей восприимчивости ($\chi \sim |t|^{-\gamma_{\rm ef}}$), радиуса корреляции ($r_{\rm к} \sim |t|^{-\nu_{\rm ef}}$) и связанных с ними величин удваиваются в полном соответствии с тем, как это имело место в области применимости теории ФП Ландау. Теплоемкость же и ее первая производная по температуре оказываются в двойной КТ конечными, и расходится (пропорционально $t^{-2\alpha}$) лишь вторая производная C по T.

Экспериментально наиболее полная информация о поведении различных физических величин в области вблизи двойной КТ получена в настоящее время лишь для кристаллов сегнетовой соли, где флуктуационные эффекты малы и теорией Ландау можно пользоваться вплоть до точек ФП [7б]. Обсуждение соответствующего комплекса экспериментальных данных см. в докладе А. А. Волкова и др.

Увеличения ширины критической (флуктуационной) области вблизи двойной КТ можно было бы ожидать в бинарных жидких растворах. Однако тщательные экспериментальные исследования свойств таких систем (см. доклад И. Л. Фабелинского и др.) свидетельствуют, скорее, об обратном: с приближением к двойной КТ флуктуационная область сужается, а значения критических показателей все лучше соответствуют предсказаниям теории ФП Ландау.

Для переходов «нематик — смектик А» в жидких кристаллах нет, вообще говоря, оснований ожидать столь же широкой флуктуационной области как в бинарных жидких растворах. Тем не менее, именно в этих системах экспериментальные значения показателей γ и ν не только ближе к значениям, следующим из флуктуационной теории, но, фактически, даже превышают эти значения [4].

В свете отмеченных расхождений дальнейшие экспериментальные исследования систем с двойной КТ представляются особенно интересными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иона Ф., Ширане Д. Сегнетоэлектрические кристаллы.— М.: Мир, 1965.
2. Guillon D., Cladis P. E., Stamatoff J//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1598.
3. Hardouin F. et al.//J. de Ch. Phys. 1983. T. 80. P. 53.
4. Kortan A. R., von Känel H., Brigeneau R. J., Litster J. D.// J. de Phys. 1984. T. 45. P. 529; Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1206.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1976.
6. Гинзбург В. Л.//УФН. 1949, Т. 38. С. 490.
7. а) Леванюк А. П.//ЖЭТФ. 1959. Т. 36, С. 810.
Гинзбург В. Л.//ФТТ. 1960. т. 2. С. 2031.
б) Леванюк А. П., Собянин А. А.//Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 540.
8. Гинзбург В. Л., Собянин А. А.//УФН. 1976. Т. 120, С. 155, 733.
9. Luban M.//Phase Transitions and Critical Phenomena/Eds C. Domb, M. S. Green.— London; New York; San Francisco: Academic Press, 1976.— V. 5a. P. 35.
10. Анисимов М. А., Воронель А. В., Городецкий Е. Е.//ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1117.
11. Griffiths R. B., Wheeler J. C.//Phys. Rev. Ser. A. 1970. V. 2, P. 1047.