Доклады Академии Наук СССР
1940. Том XXVII, № 6

ФИЗИКА

С. В. ВОНСОВСКИЙ

О ФЕРРОМАГНИТНОЙ И ПАРАМАГНИТНОЙ ТОЧКАХ КЮРИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 3 III 1940)

1. Вейсс и Форрер ([1]) показали экспериментально, что в ферромагнетиках нужно различать две точки Кюри: парамагнитную Θ_p и ферромагнитную Θ_f. Первая определяется экстраполяцией кривой обратной величины парамагнитной проницаемости $\left(\frac{1}{\chi}\right)$ до пересечения с осью температур, а вторая—исчезновением спонтанного намагничения [или по Герлаху ([2]) максимумами «ферромагнитных аномалий»] *.

Теория Вейсса-Гайзенберга приводит к совпадению обеих этих температур. Однако это является следствием того, что эта теория представляет собой лишь весьма грубое описание свойств реальных ферромагнетиков. Лудлоф ([3]) и Ортель ([4]) показали, что если, в отличие от Блоха ([5]), трактовать газ правых и левых спинов не как идеальный, а с учетом ван-дер-ваальсовых поправок, то, в частности, можно получить две различные точки Кюри Θ_f и Θ_p. При этом Ортель ([4]) учел еще существование спиновых комплексов [Бэте ([6])]. Однако математические трудности не позволяют здесь провести точный расчет; приходится с необходимостью ограничиться получением результатов, в которые входят 2 или 3 константы, величина которых остается теоретически неопределенной. Уточнение теории ферромагнетизма в ее «квазиклассическом» варианте (так называемая трактовка Изинга) было проведено недавно количественно Стильбансом ([7]), который учел влияние порядка на близких расстояниях ** [качественная программа этого дана также Биттером ([8]) и особенно подробно Беккером и Дерингом ([8])]. Однако Стильбанс ([7]) в качестве применения своей теории показал лишь, что при Θ_f добавочная теплоемкость ΔC хотя и испытывает резкое уменьшение, но не до конца, и что при температурах выше Θ_f имеет место монотонное уменьшение ΔC, что и подтверждается опытом.

В связи с этим нам представляется не лишним указать на то, что некоторое уточнение расчета Стильбанса ([7]) по методу, указанному

---

* Точное определение точки Кюри гласит: Θ_f—это та температура, при которой исчезает магнитный «порядок на больших расстояниях». Порядок же на близких расстояниях сохраняется еще и для температур выше Θ_f.

** В квантово-механической теории этому эквивалентен учет спиновых комплексов Бэте [см. ([4])].

Пайерльсом [9], дает возможность получить две точки Кюри Θ_p и Θ_f, без одновременного появления неопределенных констант.

2. Рассмотрим систему из n электронов. Обозначим через r число правых, а через l—левых спинов, $n=r+l$. Намагничение в единицах μ (μ—магнетон Бора) равно

$$m=r-l=n(2\vartheta-1), \tag{1}$$

где введено обозначение

$$\vartheta=\frac{r}{n}. \tag{1'}$$

В дальнейшем принимается в расчет взаимодействие лишь между z ближайшими соседями. Тогда полное число пар ближайших соседей равно $\frac{1}{2}zn$. Обозначим далее число «правых» соседств через n_{rr}; легко сообразить, что число «право-левых» соседств тогда будет равно $n_{rl}=zr-2n_{rr}$. Энергия системы складывается: 1) из энергии обменного взаимодействия, которая согласно Дираку [10] может быть представлена в виде $n_{rl}A$ (A—обменный интеграл между ближайшими соседями), и 2) из энергии по отношению к внешнему магнитному полю H, которая равна $-n\mu H(2\vartheta-1)=-2\mu Hr+n\mu H$. Поэтому относительная вероятность данного распределения спинов равна

$$w(r, n_{rr})\sim e^{-\frac{(zA-2\mu H)r-2An_{rr}}{kT}},$$

или, вводя обозначения

$$\xi=\exp\left[-\frac{zA-2\mu H}{kT}\right], \quad \eta=\exp\left(\frac{2A}{kT}\right), \tag{2}$$

$$w(r, n_{rr})\sim\xi^r\eta^{n_{rr}}. \tag{3}$$

Пользуясь приближением Бэте [11], Пайерльс [9] показал, что

$$\frac{\vartheta}{1-\vartheta}=\xi\,\frac{(1+\eta\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2}=\frac{\varepsilon(1+\eta\varepsilon)}{1+\varepsilon}, \tag{4}$$

$$\xi=\varepsilon\left(\frac{1+\varepsilon}{1+\eta\varepsilon}\right)^{z-1}, \tag{5}$$

где ε—некоторый параметр. Из (4) и (5), исключая параметр ε, можно получить $\vartheta(\xi,\eta)$ или, иными словами, магнитное уравнение состояния $m(T, H)$. Анализ уравнений (4) и (5) показывает, что имеется две области температур, в одной из которых ϑ является однозначной функцией ξ, а в другой—для данного ξ имеется три значения ϑ. Последнее, очевидно, имеет место для тех температур, где уравнение $\frac{\partial\xi}{\partial\vartheta}=0$ имеет два решения ϑ' и ϑ''. Но согласно (5) это условие эквивалентно и для уравнения $\frac{\partial\xi}{\partial\varepsilon}=0$. Откуда по (4) находим

$$\vartheta(1-\vartheta)\,\eta=\left(\vartheta+\frac{1}{z-2}\right)\left(1-\vartheta+\frac{1}{z-2}\right). \tag{6}$$

Таким образом $\vartheta''=1-\vartheta'$ или соответственно по (1) $m'=-m''$ (что выражает собой просто результат вырождения обменной энергии по направлению). Максимальная температура, при которой (6) имеет решение, есть та, при которой $\vartheta'=\vartheta''=\frac{1}{2}$ или $m'=m''=0$—нет спонтанного намагничения, которая и называется ферромагнитной точкой Кюри Θ_f. Из (6) следует:

$$\Theta_f=\frac{A}{k\ln(z/z-2)}. \tag{7}$$

Для определения Θ_p необходимо найти $\vartheta(T, H)$ [т. е $m(T, H)$] для $T \gg \Theta_f$. Из (4) следует, что

$$\varepsilon = \left[2\vartheta - 1 \pm \sqrt{4\vartheta(1-\vartheta)(1-\eta)+1}\right][2(1-\vartheta)]^{-1}.$$

Для $T \gg 1$ можно положить, что $\eta \sim 1$, и следовательно,

$$\varepsilon_1 \approx \frac{\vartheta}{1-\vartheta} \quad \text{и} \quad \varepsilon_2 \approx -1.$$

Так как ε—положительная величина, а ϑ изменяется в пределах $0 \leqslant \vartheta \leqslant +1$, то физический смысл имеет лишь ε_1. Таким образом из (4) для $T \gg 1$ находим:

$$\frac{\vartheta}{1-\vartheta} = \xi\,[1 - \vartheta(1-\eta)]^z.$$

Принимая во внимание (3), легко получить, что

$$\left(\frac{d\vartheta}{dH}\right)_{\substack{H=0\\ \vartheta=0}} = \frac{\mu/kT}{[1 + \xi_0 + z\xi_0(1-\eta)]\,\xi_0^{-1}},$$

где $\xi_0 = e^{-\frac{zA}{kT}}$; заменяя ξ_0 и η первыми двумя членами их разложения и пользуясь (1), находим для парамагнитной восприимчивости

$$\chi = 2n\mu\left(\frac{d\vartheta}{dH}\right)_{\substack{H=0\\ \vartheta=0}} \approx \frac{n\mu^2}{k\left(T - \frac{zA}{2k}\right)};$$

таким образом парамагнитная точка Кюри равна

$$\Theta_p = \frac{zA}{2k}. \tag{8}$$

	Θ_p	Θ_f	$\Delta\,\Theta$опыт	$\Delta\Theta$теор.	Примечание
Никель ($z = 12$) . . .	650	631	19	54	Опытные данные приведены по Сёксмису и Пирсу (12)
Кобальт ($z = 12$) . . .	1 403—1 428	1 393	10—35	117	
Железо ($z = 8$) . . .	1 101	1 043	58	104	
$z = 4$	$2\frac{A}{k}$	$1{,}5\frac{A}{k}$	—	$0{,}5\frac{A}{k}$	

Из приведенной таблицы видно, что теория, хотя качественно и может быть названа удовлетворительной, однако количественно весьма несовершенна, что и надо ожидать из-за сравнительной грубости теоретического определения Θ_p и Θ_f*.

Кроме того можно показать, что при $T = \Theta_f$ величина χ конечна, а не идет в ∞, как это следует из теории Гайзенберга-Вейсса. Действительно, так как при Θ_f $\varepsilon = 0$, то из (4) следует:

$$\chi = \frac{2n\mu^2\xi(\Theta_f, 0)}{kT[1 + \xi(\Theta_f, 0)]},$$

где $\xi(\Theta_f, 0) = e^{-zA/k\Theta_f} = \left(\frac{z-2}{z}\right)^z.$

В заключение мы хотим сделать еще одно замечание. Как показал Блох [5], плоская решетка не может быть ферромагнитной. Между тем квазиклассическая теория [10] дает возможность такой решетке быть

* Впрочем надо указать, что экспериментальная точность в определении $\Delta\Theta$опыт также не очень велика.

ферромагнитной [это видно из (7), которое дает $\Theta_f \neq 0$ для плоской квадратной решетки с $z = 4$]. Нам представляется, что это противоречие может быть объяснено тем, что Блох в своем расчете не принимает во внимание спиновые комплексы (т. е. ближний порядок) и тем самым преуменьшает число возможных способов образования параллельных соседств для спинов, что не повлияло на результаты для пространственной и линейной решеток, но может привести к неправильному результату именно в промежуточном случае плоской решетки.

Лаборатория магнитных явлений
Уральского филиала Академии Наук СССР
Свердловск

Поступило
13 III 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] P. Weiss u. R. Forrer, Ann. de phys., (10), **5**, 153 (1926). [2] W. Gerlach, ZS. f. Elektrochem., **45**, 151 (1939). [3] H. Ludloff, ZS. Phys. f. **91**, 742 (1934). [4] L. Oertel, ZS. f. Phys., **107**, 746 (1937). [5] F. Bloch, ZS. f. Phys., **61**, 206 (1930); см. также Бэте и Зоммерфельд, Электронная теория металлов, § 58 и 60 (1938). [6] H. Bethe, ZS. f. Phys., **71**, 205 (1931) или Бэте и Зоммерфельд, там же, § 59 и 60. [7] Л. С. Стильбанс, ЖЭТФ, **9**, 432 (1939). [8] F. Bitter, Introduction to Ferromagnetism, London (1937) и R. Becker u. W. Döring, Ferromagnetismus, § 536—53 (1939). [9] R. Peierls, Proc. Camb. Soc., **32**, 471 и 477 (1936). [10] П. А. М. Дирак, Основы квантовой механики, § 61 (1937). [11] H. Bethe, Proc. Roy. Soc., A, **150**, 552 (1935). [12] W. Sucksmith a. R. R. Pearce, Proc. Roy. Soc., A, **167**, 189 (1938).