

А. Н. ГОРЯГА, Ся. ШРИНИВАСАН

ИССЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРО- И ФЕРРИМАГНЕТИКОВ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

Исследованы намагниченность и восприимчивость некоторых ферро- и ферримагнетиков в окрестности температуры Кюри θ ; определены так называемые критические параметры магнитного превращения. В интервале температур, близких к θ , значения степени f и коэффициента D в соотношении $\sigma_s/\sigma_0 = D(1-T/\theta)^f$ больше, чем при более низких температурах, причем величина степени f близка к $1/2$.

В настоящей работе исследовано поведение намагничивания некоторых ферро- и ферримагнетиков в окрестности температуры Кюри θ , определены на одном и том же образце все «критические» параметры магнитного превращения.

Определены f и D в соотношении

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = D \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^f, \quad (1)$$

где σ_s — удельная самопроизвольная намагниченность вблизи точки Кюри, σ_0 — удельная самопроизвольная намагниченность при 0°K .

Определены δ и C в соотношении

$$\sigma_i = CH^\delta, \quad (2)$$

где σ_i — намагниченность парапроцесса при $T = \theta$.

Определены γ и A в соотношении

$$(\chi_i)_\theta^{-1} = A(T - \theta)^\gamma, \quad (3)$$

где $(\chi_i)_\theta$ — начальная восприимчивость парапроцесса вблизи точки Кюри со стороны высоких температур.

В соответствии с теоретическими оценками «критические» параметры f , δ и γ имеют приведенные значения.

	f	δ	γ
Из теории молекулярного поля Вейсса и термодинамической теории Ландау [1]	1/2	1/3	1
Из статистических теорий с учетом корреляций спинов [2—10]	1/3	1/5	4/3
	—	—	5/4

по модели Гейзенберга
по модели Изинга

В настоящее время в литературе не имеется экспериментальных работ, в которых исследовалось влияние состава и термообработки на критические параметры ферромагнитных сплавов. Что касается экспериментальных работ, в которых исследовались магнитные переходы в отдельных ферромагнетиках, то в них определялись только критические параметры f , δ и γ и почти не рассматривался вопрос о физическом смысле и величине параметров D , C и A .

Образцы и методика эксперимента

Нами были исследованы электролитический никель, никель-медные сплавы (5, 8, 15, 20 и 25 вес. % Cu) железо-никелевый сплав типа инвар (36 вес. % Ni) и простые ферриты: магнетит, никелевый, магниевый и марганцевый.

Образцы никеля и его сплавов были выплавлены в высокочастотной печи. После плавки никель и никель-медные сплавы, за исключением дубликата образца с 20% Cu, были подвергнуты гомогенизирующему отжигу в вакууме в течение 90 час при 1000°C. Данные по термообработке инвара приведены в табл. 4. Образец феррита NiFe_2O_4 был приготовлен нами по обычной керамической технологии. Образцы ферритов Fe_3O_4 , MgFe_2O_4 и MnFe_2O_4 (монокристалл, выращенный по методу Вернеля) были любезно представлены другими организациями.

В полях до 2,5 кэрст намагниченность образцов измерялась на баллистической установке, имевшей высокую чувствительность к малым изменениям намагниченности. В полях от 3,5 до 14 кэрст намагниченность образца никеля была измерена на магнитометре Доминикали [11], имеющем внешнюю компенсацию.

Так как намагниченность в области температуры Кюри резко изменяется с температурой, были приняты меры для обеспечения однородности температуры по длине образца и постоянства температуры в процессе измерений. Разница между температурами середины и концов образца в наших опытах составляла не более 0,3°. Колебания температуры в процессе измерений не превышали +0,1°.

Результаты измерений и их обсуждение

В нашей работе температура Кюри θ , самопроизвольная намагниченность σ_s и начальная восприимчивость парапроцесса $(\chi_i)_0$ (в области температур магнитного превращения) находились путем обработки измерений по методу, предложенному Беловым и Горяга [12]. Результаты измерений строились в координатах H/σ и σ^2 . Экстраполируя прямолинейные части кривых H/σ (σ^2) к $H=0$, мы получали на оси абсцисс отрезки, равные квадратам самопроизвольной намагниченности. В области более низких температур, где парапроцесс незначителен, значения σ_s были получены экстраполяцией кривых $\sigma(H)$ к $H=0$. В области $T > \theta$ значения $(\chi_i)_0$ находились путем экстраполяции прямолинейной части кривых H/σ (σ^2) к оси ординат. За величину σ_0 бралось значение намагниченности насыщения, определенное баллистическим методом при 4,2°K.

Построив температурную зависимость самопроизвольной намагниченности в логарифмических координатах, мы нашли значения критических параметров f и D .

Из табл. 1 видно, что для всех исследованных образцов (ферро- и ферримангнетиков) в интервале температур, близких к точке Кюри, значения степени f и коэффициента D больше, чем при более низких температурах. Такой результат согласуется с выводами [9], где авторы, осно-

вываясь на теории спиновых корреляций, установили, что при подходе к точке Кюри степень f возрастает. Аналогичный результат был получен и в [13], где исследовалась с помощью эффекта Мёссбауэра температурная зависимость внутреннего поля на ядрах Fe^{57} , введенных в никель.

Нами получено, что у никеля и его сплавов, магнетита и никелевого феррита величина степени f ближе к $1/2$, чем к $1/3$. Как известно из литературы [14—15], степень $f=1/3$ была получена только для образцов MnF_2 и EuS .

Таблица 1

Материалы	f	D	Область температур
Ni	$0,41 \pm 0,02$ $0,38 \pm 0,01$	$1,66 \pm 0,04$ $1,47 \pm 0,03$	$0,987 \leq T/\theta \leq 0,999$ $0,904 \leq T/\theta \leq 0,989$
95 % Ni, 5 % Cu	$0,53 \pm 0,02$ $0,38 \pm 0,01$	$2,5 \pm 0,2$ $1,35 \pm 0,04$	$0,979 \leq T/\theta \leq 0,997$ $0,835 \leq T/\theta \leq 0,979$
92 % Ni, 8 % Cu	$0,56 \pm 0,03$ $0,44 \pm 0,02$	$2,7 \pm 0,3$ $1,6 \pm 0,1$	$0,977 \leq T/\theta \leq 0,999$ $0,938 \leq T/\theta \leq 0,977$
85 % Ni, 15 % Cu	$0,59 \pm 0,03$ $0,48 \pm 0,01$	$2,5 \pm 0,2$ $1,7 \pm 0,1$	$0,967 \leq T/\theta \leq 0,999$ $0,680 \leq T/\theta \leq 0,967$
80 % Ni, 20 % Cu	$0,68 \pm 0,04$ $0,49 \pm 0,01$	$3,3 \pm 0,3$ $1,7 \pm 0,1$	$0,962 \leq T/\theta \leq 0,994$ $0,930 \leq T/\theta \leq 0,962$
75 % Ni, 25 % Cu	$0,72 \pm 0,04$ $0,49 \pm 0,01$	$2,7 \pm 0,3$ $1,4 \pm 0,1$	$0,952 \leq T/\theta \leq 0,999$ $0,824 \leq T/\theta \leq 0,952$
Инвар	$0,55 \pm 0,02$ $0,44 \pm 0,01$	$1,66 \pm 0,04$ $1,47 \pm 0,03$	$0,987 \leq T/\theta \leq 0,999$ $0,904 \leq T/\theta \leq 0,987$
NiFe_2O_4	$0,53 \pm 0,04$ $0,42 \pm 0,01$	$1,63 \pm 0,15$ $0,60 \pm 0,02$	$0,990 \leq T/\theta \leq 0,997$ $0,895 \leq T/\theta \leq 0,990$
Fe_3O_4	$0,58 \pm 0,03$ $0,50 \pm 0,01$	$1,63 \pm 0,15$ $1,32 \pm 0,05$	$0,980 \leq T/\theta \leq 0,998$ $0,930 \leq T/\theta \leq 0,980$
MgFe_2O_4	$0,71 \pm 0,03$ $0,53 \pm 0,01$	$2,2 \pm 0,1$ $1,12 \pm 0,03$	$0,967 \leq T/\theta \leq 0,995$ $0,883 \leq T/\theta \leq 0,967$
MnFe_2O_4	$1,00 \pm 0,02$ $0,44 \pm 0,01$	$4,9 \pm 0,3$ $0,87 \pm 0,02$	$0,975 \leq T/\theta \leq 0,995$ $0,834 \leq T/\theta \leq 0,975$

Из теории молекулярного поля следует, что значение коэффициента D равно $\sqrt{3}$. В работе [16] по методу Паде для трехмерной модели Изинга были получены следующие значения коэффициента D : $1,570 \pm 0,001$ — простая кубическая решетка, $1,491 \pm 0,001$ — объемноцентрированная кубическая решетка, $1,498 \pm 0,001$ — гранецентрированная кубическая решетка. В работе [9] для модели Гейзенберга было установлено, что в области температур, где $f=1/3$, коэффициент $D=1,224$. Как видно из табл. 1, для никеля, инвара, магнетита и никелевого феррита коэффициент D ближе к значениям, полученным из теории молекулярного поля. Для других исследованных нами образцов имеется довольно сильное расхождение с теоретическими результатами.

Определив значения температуры Кюри образцов и построив критическую изотерму $\sigma(H)$ в логарифмических координатах, мы нашли для всех образцов критические параметры δ и C .

Таблица 2

Материал	δ	$C_{\text{эксп}}$	$\left(\frac{n_0 \delta_0^3}{\theta}\right)^{1/3}$	$B_{\text{эксп}}$	$\frac{\delta_0^3}{\text{гсс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}}$	$\theta^\circ\text{K}$	
В магнитных полях до 2,5 кэрст	Ni	$0,32 \pm 0,02$	$1,06 \pm 0,04$	5,64	0,19	57	624
	95 % Ni, 5 % Cu	$0,32 \pm 0,03$	$0,74 \pm 0,07$	5,25	0,14	53	575
	92 % Ni, 8 % Cu	$0,32 \pm 0,02$	$0,68 \pm 0,05$	4,94	0,14	50	547,5
	85 % Ni, 15 % Cu	$0,34 \pm 0,02$	$0,56 \pm 0,02$	4,28	0,13	43	477,5
	80 % Ni, 20 % Cu	$0,34 \pm 0,02$	$0,51 \pm 0,04$	3,79	0,14	38	428
	75 % Ni, 25 % Cu	$0,33 \pm 0,02$	$0,46 \pm 0,03$	3,30	0,14	34	381,5
	Сплав инвар	$0,33 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,1$	27,5	0,076	184	565
	NiFe ₂ O ₄	$0,32 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,04$	7,0	0,043	53	868
	Fe ₃ O ₄	$0,34 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,04$	15,8	0,028	95	859
	MgFe ₂ O ₄	$0,33 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,01$	3,13	0,034	27	655,5
MnFe ₂ O ₄	$0,33 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,05$	25,7	0,017	122	566	
В магнитных полях до 14 кэрст	Ni	$0,27 \pm 0,01$	$1,11 \pm 0,08$	—	—	—	—
	Fe	$0,32 \pm 0,01$	$2,8 \pm 0,1$	28,7	0,098	222	1036

Из табл. 2 видно, что в полях до 2,5 кэрст как для ферромагнетиков, так и для ферритов величина степени δ близка к $1/3$, т. е. этот результат находится в согласии с выводами теории молекулярного поля и термодинамической теории Ландау.

Проведенные нами исследования намагниченности никеля в полях от 3,5 до 14 кэрст показали, что степень δ несколько уменьшилась и стала равной $0,27 \pm 0,01$, а коэффициент C изменился мало. Следовательно, полученный нами результат в сильных магнитных полях также не подтверждает выводов теории спиновых корреляций, из которой следует, что $\delta = 1/5$. Этот результат также не находится в согласии с результатами работы Коуэла и Фишера [17], в которой авторы, используя экспериментальные данные Вейсса и Форрера [18], нашли, что у никеля в полях 2—16 кэрст $\delta = 0,237$.

К сожалению, на нашей установке невозможно было провести измерения намагниченности железа до температуры Кюри ($\theta \approx 1050^\circ\text{K}$). Поэтому мы воспользовались данными Поттера [19], которые обработали по методу кривых H/σ (σ^2), и нашли, что для железа в области больших полей величина δ близка к $1/3$, а не к $1/5$ (см. табл. 2).

Как указано выше, в имеющихся экспериментальных работах даны только значения δ и почти ничего не говорится о коэффициенте C , который характеризует величину парапроцесса. Физический смысл критического параметра C дан только в теории молекулярного поля, из которой следует, что при $T = \theta$

$$\sigma_i = \left(\frac{q \mu_B \sigma_0^3}{k\theta} \right)^{1/3} H^{1/3}, \quad (4)$$

где μ_B — магнетон Бора, k — постоянная Больцмана, $q = \frac{10n_0(S+1)}{9S[1+S^2/(S+1)^2]}$,

S — величина спина, (μ_0 — магнитный момент атома при 0° , К), т. е. $C = \left(\frac{g\mu_B\sigma_0^3}{k\theta} \right)^{1/3}$, или в более удобной форме

$$C = B \left(\frac{n_0\sigma_0^3}{\theta} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где

$$B = \left\{ \frac{10(S+1)\mu_B}{9S[1+S^2/(S+1)^2]k} \right\}.$$

Коэффициент B имеет следующие значения: 0,0586 при $S=1/2$, 0,0493 при $S=1$ и 0,0334 при $S=\infty$.

Из соотношения (5) следует, что парапроцесс определяется величиной $(n_0\sigma_0^3/\theta)^{1/3}$, т. е. в большей степени зависит от магнитного момента, чем от температуры Кюри. Следовательно, ферромагнитные материалы, обладающие большим магнитным моментом при 0°К , должны иметь и большой парапроцесс. И действительно, как видно из табл. 2, рассчитанная величина $(n_0\sigma_0^3/\theta)^{1/3}$ оказалась наибольшей у железа и сплава инвар, т. е. у тех материалов, которые имеют самый большой парапроцесс. Исходя из данных по намагниченности насыщения σ_0 никель-медных сплавов, можно сделать вывод, что с ростом концентрации меди парапроцесс должен только уменьшаться. Из рис. 1 видно, что с увеличением содержания меди в никель-медных сплавах экспериментальное значение коэффициента C и величина $(n_0\sigma_0^3/\theta)^{1/3}$ только уменьшаются, причем их зависимости от процентного состава носят одинаковый характер.

Таблица 3

Материал	γ	$A_{\text{эксп}}$	Область (T/θ)	$\frac{1}{n_0\sigma_0} \cdot 10^3$	$\frac{G_{\text{эксп}} = A_{\text{эксп}}}{1/n_0\sigma_0} \cdot 10^{-3}$
Ni	$1,30 \pm 0,04$	47 ± 3	$\leq 1,016$	29,4	1,6
95 % Ni, 5 % Cu	$1,25 \pm 0,04$	60 ± 5	$\leq 1,057$	33,7	1,8
92 % Ni, 8 % Cu	$1,18 \pm 0,03$	59 ± 5	$\leq 1,043$	37,7	1,6
85 % Ni, 15 % Cu	$1,13 \pm 0,03$	36 ± 2	$\leq 1,032$	50,0	0,7
80 % Ni, 20 % Cu	$1,10 \pm 0,03$	32 ± 2	$\leq 1,047$	63,5	0,5
75 % Ni, 25 % Cu	$1,09 \pm 0,03$	22 ± 2	$\leq 1,022$	82,8	0,3
Сплав инвар	$1,20 \pm 0,04$	$5,3 \pm 0,3$	$\leq 1,013$	2,9	1,8
NiFe_2O_4	$1,32 \pm 0,04$	96 ± 7	$\leq 1,009$	9,2	10,4
Fe_3O_4	$1,34 \pm 0,03$	50 ± 3	$\leq 1,018$	2,6	18,9
MgFe_2O_4	$1,32 \pm 0,04$	80 ± 4	$\leq 1,008$	37,2	2,2
MnFe_2O_4	$1,35 \pm 0,02$	$8,5 \pm 0,5$	$\leq 1,054$	1,5	5,6

Нами была сделана попытка применить величину $(n_0\sigma_0^3/\theta)^{1/3}$ для оценки парапроцесса также и в ферритах. Из табл. 2 видно, что самым большим парапроцессом должен обладать марганцевый феррит, а самым маленьким — магниевый феррит. Полученные нами экспериментальные данные полностью подтверждают правильность такой оценки парапроцесса простых ферритов.

Нами были рассчитаны экспериментальные значения коэффициента B , т. е. $B_{\text{эксп}} = \frac{C_{\text{эксп}}}{\left(\frac{n_0\sigma_0^3}{\theta} \right)^{1/3}}$. Из табл. 2 видно, что имеется

хорошее согласие экспериментальных значений коэффициента с теорети-

ческими. Ожидать полного согласия довольно трудно, так как теория молекулярного поля недостаточно полно описывает область магнитного превращения. У ферритов, исключая марганцевый феррит, экспериментальные значения коэффициента B ближе к теоретическим, чем у ферромагнетиков.

Определив величину начальной восприимчивости парапроцесса $(\chi_i)_0$ для области $T > \theta$ и построив зависимость $\lg(\chi_i)_0^{-1} = \lg A + \gamma \lg(T - \theta)$, мы нашли значения степени γ и коэффициента A для всех исследованных нами образцов. В табл. 3 приведены значения критических пара-

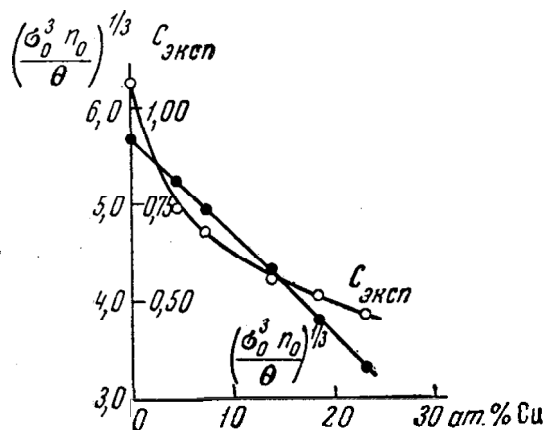


Рис. 1. Зависимость коэффициента $C_{\text{эксп}}$ и величины $(n_0 \sigma_0^3 / \theta)^{1/3}$ от концентрации меди в никель-медных сплавах

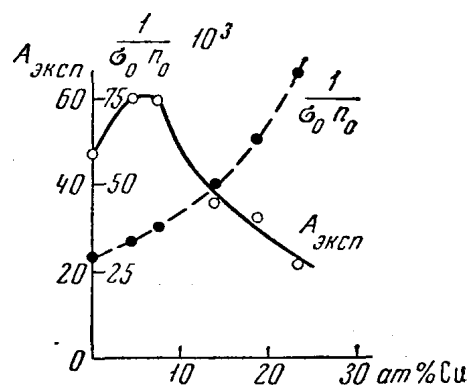


Рис. 2. Зависимость коэффициента $A_{\text{эксп}}$ и величины $1/\sigma_0 n_0$ от концентрации меди в никель-медных сплавах

метров γ и A , а также границы областей температур, в которых выполняется соотношение (3). Видно, что для никеля $\gamma \approx 4/3$, т. е. соответствует значению, рассчитанному по модели Гейзенберга. Аналогичный результат был получен и в работах [20—22]. Что касается сплавов, то у них величина степени γ ближе к значению, рассчитанному по модели Изинга, причем с увеличением содержания меди значение степени γ только уменьшается. У ферритов значения степени γ лежат в пределах 1,30—1,35, т. е. близки к $4/3$.

Интересно отметить, что из изученных нами образцов самой узкой областью выполнимости соотношения (3) обладают магниевый и никелевый ферриты. У никель-медных сплавов эта область намного больше по сравнению с чистым никелем. Из теории молекулярного поля следует, что

$$A = \frac{3k}{N\rho^2\mu_B^2}, \quad (6)$$

где $\rho = n_0 \left(\frac{S+1}{S} \right)^{1/2}$, N — число атомов на грамм. Следовательно,

$$A = \frac{3k}{\sigma_0 n_0 \mu_B (1 + 1/S)},$$

а в более удобной форме:

$$A = \frac{G}{\sigma_0 n_0}, \quad (7)$$

где коэффициент $G = 3k/\mu_B(1 + 1/S)$ имеет следующие значения: 14 890, когда $S = 1/2$, 22 335, когда $S = 1$ и 44 670, когда $S = \infty$.

При сравнении экспериментальных значений коэффициента G с теоретическим оказалось, что лучшее согласие имеется для ферритов, а не для ферромагнетиков, как следовало бы ожидать. Из табл. 3 видно, что для никеля и инвара зависимость (7) вполне пригодна, т. е. полученные нами для этих образцов экспериментальные значения коэффициента A пропорциональные величине $1/\sigma_0 n_0$. Что касается никель-медных сплавов, то, как видно из рис. 2, зависимости коэффициента A и величина $1/\sigma_0 n_0$ от процентного содержания меди носят различный характер. Особенно сильное различие наблюдается для сплавов с большим содержанием меди. Для таких сплавов, по-видимому, величина коэффициента A зависит не только от магнитного момента, но и от неоднородности состава по объему образца. Поэтому важно изучить влияние гомогенизирующего отжига на величину критических параметров ферромагнитных сплавов.

Такое исследование нами было проведено на инваре и сплаве 20% Cu, 80% Ni. Результаты этого исследования приведены в табл. 4.

Таблица 4

Материал	$T < \theta$		$T = \theta$		$T > \theta$		
	f	D	δ	C	γ	A	
80 % Ni, 20 % Cu	а)	$0,92 \pm 0,05$	$4,1 \pm 0,4$	$0,37 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,02$	$1,77 \pm 0,05$	$9,3 \pm 0,6$ 37 ± 2
	б)	$0,61 \pm 0,03$	$2,8 \pm 0,3$	$0,34 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,04$	$1,26 \pm 0,04$	
Инвар	а)	$0,75 \pm 0,04$	$2,5 \pm 0,2$	$0,36 \pm 0,08$	$1,53 \pm 0,08$	$1,16 \pm 0,04$	$2,5 \pm 0,2$ $5,3 \pm 0,3$
	б)	$0,55 \pm 0,03$	$1,5 \pm 0,1$	$0,33 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,1$	$1,20 \pm 0,04$	

а) отжиг в течение 10 час при 1000°C, б) отжиг в течение 20 час при 1000°C плюс 20 час при 1200°C.

В области $T < \theta$ с увеличением степени отжига параметры f и D сильно уменьшаются.

В самой точке Кюри отжиг мало повлиял на критический параметр δ , в то время как значение коэффициента C увеличилось в два раза у никель-медного сплава и в 1,5 раза у сплава инвара.

В области $T > \theta$ с увеличением степени отжига величина степени γ обоих сплавов стремится к $5/4$. Следовательно, можно предположить, что у гомогенных сплавов степень γ должна соответствовать значению, рассчитанному для ферромагнетиков по модели Изинга. Следует отметить, что наиболее структурно-чувствительной величиной из всех критических параметров оказался коэффициент A ; у никель-медного сплава он вырос в 4 раза, а у инвара в 2 раза.

Таким образом, нами установлено, что по критическим параметрам магнитного превращения f , γ , D , C и A можно судить о степени гомогенности ферромагнитных материалов.

В заключение авторы выражают благодарность проф. К. П. Белову за ценные указания при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
2. Domb C. Sykes M. F. Proc. Roy. Soc. (Lond.), A240, 214, 1957.
3. Domb C. Advances in Physica, 9, 149, 245, 1960.

4. Domb C., Sykes M. F. *J. Math. Phys.*, **2**, 63, 1961.
5. Domb C., Sykes M. F. *Phys. Rev.*, **128**, 168, 1962.
6. Baker C. A. *Phys. Rev.*, **124**, No. 3, 768, 1961.
7. Baker C. A. *Phys. Rev.*, **129**, No. 1, 99, 1963.
8. Gammel J., Marshall W., Morgan L. *Proc. Roy. Soc. (Lond.)*, **A275**, 257, 1963.
9. Callen E., Callen H. B. *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 3, part 2, 1140, 1965.
10. Паташинский А. З., Покровский В. Л. *ЖЭТФ*, **50**, вып. 2, 439, 1966.
11. Domenicalle G. *Phys. Rev.*, **78**, 458, 1950; *The Rev. Sci. Inst.*, **21**, 327, 1950.
12. Белов К. П., Горяга А. Н. «Физика твердого тела», **2**, вып. 1, 3, 1956.
13. Howard D. G., Dunlop B. D., Dash J. G. *Phys. Rev. Letters*, **15**, No. 15, 628, 1965.
14. Heller P., Benedek G. B. *Phys. Rev. Letters*, **8**, No. 11, 428, 1962.
15. Heller P., Benedek G. B. *Int. Conf. on Magnetism.*, 1964.
16. Essam J. W., Fischer M. E. *J. Chem. Phys.*, **38**, No. 4, 802, 1963.
17. Kouvel J. S., Fischer M. E. *Phys. Rev.*, **136**, A1626, 1964.
18. Weiss P., Forrer R. *Ann. Phys.*, **5**, **153**, 1926.
19. Potter H. *Proc. Roy. Soc. (Lond.)*, **A146**, 362, 1934.
20. Araj S., Colvin R. V. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2424, 1954.
21. Colvin R. V., Araj S. *J. Phys. Chem. Solids.*, **26**, 435, 1965.
22. Araj S. *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 3, part 2, 1136, 1965.

Поступила в редакцию
3.7 1968 г.

Кафедра
общей физики
для естественных фак-тов.