

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
КОНСТАНТЫ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НИКЕЛЯ**Л. В. Киренский*

Исследована температурная зависимость константы магнитной анизотропии никеля.

Установлено, что до температуры 400° абс. эта зависимость описывается формулой Брюхатова и Киренского. При температуре выше 400° абс. формула перестает быть справедливой.

§ 1. Введение

Ферромагнитные тела, как известно, обладают той особенностью, что электростатические силы обмена создают в них так называемое спонтанное или самопроизвольное намагничение, уменьшающееся вначале весьма медленно, затем—быстро с повышением температуры, и разрушающееся при некоторой, характерной для данного ферромагнетика температуре, именуемой точкой Кюри.

Знание интенсивности спонтанного намагничения и его зависимости от температуры позволяет выяснить многие особенности поведения ферромагнетиков, в частности, позволяет термодинамически описать открытый в 1918 году Вейссом [1], так называемый магнитокалорический эффект, заключающийся в том, что адиабатное изменение напряженности магнитного поля, действующего на ферромагнетик, сопровождается температурным скачком исследуемого образца. Величина этого температурного скачка описывается уравнением:

$$\Delta T = - \frac{T}{c_H} \left(\frac{dJ}{dT} \right)_H \Delta H \quad (1)$$

где T — абсолютная температура образца, c_H — теплоемкость единицы объема ферромагнетика при постоянной напряженности поля, J — интенсивность намагничения, H — напряженность магнитного поля.

Как это следует из соотношения (1), величина магнито-калорического эффекта должна сильно зависеть от $\left(\frac{dJ}{dT} \right)_H$, и вблизи точки Кюри, где

T и $\left(\frac{dJ}{dT} \right)_H$ достигают наибольших значений, величина магнито-калорического эффекта должна быть максимальной.

И действительно, согласно экспериментальным исследованиям Вейсса, величина магнито-калорического эффекта вблизи точки Кюри для никеля достигает 1,25°.

Однако знание величины спонтанного намагничения и его температурного хода дает возможность далеко не полностью описать различные явления, протекающие в ферромагнетиках.

* Доклад, сделанный на Всесибирской научной конференции физиков и математиков, посвященной двадцатилетию Сибирского физико-технического института (16—21 октября 1948 г.)

В частности, для теории кривых намагничения знание интенсивности спонтанного намагничения эквивалентно лишь знанию предельной точки на технической кривой намагничения, соответствующей полю насыщения. В самом деле, спонтанное намагничение в ферромагнетиках характерно полным вырождением по направлению, и поэтому, если бы обменные силы были единственными силами, характеризующими ферромагнитное состояние, то кривая намагничения представляла бы собой прямую, параллельную оси поля со значением J_s , со скачком в J_s в поле $H=0$.

Однако, как показывает опыт, кривая намагничения ферромагнитного кристалла существенно зависит от направления вектора намагничивающего поля по отношению к осям кристалла.

Действительно, учет взаимодействия моментов спинов электронов с орбитальными моментами приводит к необходимости существования так называемой кристаллографической анизотропии даже в недеформированных кристаллах.

Установленный в 1928 г. закон анизотропии Акулова [2] позволяет количественно подсчитать величину анизотропии свободной энергии недеформированного кристалла кубической системы по формуле:

$$U = U_0 + K_1(s_1^2s_2^2 + s_2^2s_3^2 + s_1^2s_3^2) + K_2s_1^2s_2^2s_3^2, \quad (2)$$

где U — свободная энергия недеформированного кристалла, s_1, s_2, s_3 — направляющие косинусы углов вектора спонтанного намагничения по отношению к тетрагональным осям кристалла, U_0 — величина свободной энергии при ориентации спина кристалла вдоль одной из его тетрагональных осей, K_1, K_2 — первая и вторая константы анизотропии.

Что касается величины K_2 , то, в особенности для никеля, как показывают многочисленные исследования, она не играет существенной роли и поэтому в дальнейшем мы будем величину свободной энергии кристалла писать в виде:

$$U = U_0 + K(s_1^2s_2^2 + s_2^2s_3^2 + s_1^2s_3^2), \quad (3)$$

где K — энергетическая константа магнитной анизотропии.

Установление величины свободной энергии кристалла позволило Акулову [2] построить теорию кривых намагничения, нашедшую полное подтверждение на опыте.

Знание свободной энергии кристаллографической анизотропии позволяет шире применить термодинамические методы к описанию явлений, протекающих в ферромагнетиках, и приводит, в частности, к чрезвычайно любопытному магнито-термическому эффекту вращения, сущность которого заключается в том, что если адиабатно вращать ферромагнитный кристалл в сильном и однородном магнитном поле постоянной напряженности, то будет происходить периодическое нагревание и охлаждение образца согласно соотношению:

$$\Delta T = -\frac{T}{c_\Phi} \left(\frac{dK}{dT} \right)_\Phi \Delta\Phi, \quad (4)$$

где ΔT — температурный скачок, возникающий при изменении величины Φ , определяющей направление спина кристалла в уравнении (3), c_Φ — теплоемкость единицы объема ферромагнетика при постоянной ориентации, T — абсолютная температура.

Такой эффект действительно был обнаружен и исследован Акуловым и автором [3].

Таким образом, знание величины энергетической константы магнитной анизотропии, а также ее температурной зависимости, чрезвычайно важно

как для чисто научных, так и для практических целей, и поэтому вполне естественно, что вопросу температурной зависимости константы анизотропии посвящен целый ряд теоретических и экспериментальных работ.

Что касается теории температурной зависимости константы анизотропии, то следует отметить, что до сих пор мы не имеем еще хоть сколько-нибудь удовлетворительной микроскопической теории, хотя первые шаги в рассмотрении вопроса теории температурной зависимости константы анизотропии кристаллов кубической системы были предприняты Акуловым [4] еще в 1936 г, Ван-Флеком [5] в 1937 г., а для кристаллов гексагональной системы-Вонсовским [6] в 1938 г.

Экспериментальные данные для величины и температурной зависимости энергической константы магнитной анизотропии никеля были впервые определены рядом авторов [7] из рассмотрения кривых намагничивания монокристаллов никеля по основным кристаллографическим направлениям, полученных Хонда, Мазумото и Ширакава [8] в 1935 г.

Согласно этим данным, константа анизотропии резко возрастает с понижением температуры, достигая при температуре 20° абс. значения, равного $-10 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$. Экстраполяция на абсолютный нуль показывает, что

величина константы анизотропии при абсолютном нуле превышает $-3 \cdot 10^6$ и не стремится к насыщению. Этот факт ставит под сомнение надежность данных, полученных Хонда, Мазумото и Ширакава в области низких температур. В самом деле, при подходе к абсолютному нулю, согласно тепловой теореме Нернста, должно удовлетворяться условие:

$$\left(\frac{dU}{dT} \right)_{T=0} = \left(\frac{dK}{dT} \right)_{T=0} = 0. \quad (5)$$

Однако обработка данных Хонда, Мазумото и Ширакава показывает, что величина K этому условию не удовлетворяет.

Причина неудовлетворительности указанных выше результатов в области низких температур вполне понятна, ибо при низких температурах явно не было достигнуто насыщения. Что касается области высоких температур, то также становилась желательной проверка экспериментальных значений K другими методами. В самом деле, при определении константы анизотропии по кривым намагничивания монокристаллов величина K определяется из соотношения:

$$K = 4 \left(\int_0^{J_s} H_{110} dJ - \int_0^{J_s} H_{100} dJ \right), \quad (6)$$

где J_s — величина спонтанного намагничивания при данной температуре, H_{110} и H_{100} — напряженности поля при намагничении вдоль соответствующих осей.

Однако в работу намагничивания, определяемую выражением $\int_0^{J_s} H dJ$,

включена не только энергия, пошедшая на вращение спина кристалла, характеризуемая константой анизотропии, но также и энергия, потраченная на смещение границ между областями спонтанного намагничивания, а при малости величины K результат вычисления ее значения по формуле (6) может привести к ошибочным результатам.

Так, данные, приводимые Ван-Флеком, для константы анизотропии никеля по измерениям Хонда, Мазумото и Ширикава указывают на изменение ее знака при $T = 420^\circ \text{ абс.}$; но затем, достигнув значения $+ 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$ при температуре 480° абс. , константа анизотропии остается неизменной до 605° абс. , т. е. практически до точки Кюри. Последнее обстоятельство кажется также мало правдоподобным, ибо в точке Кюри константа анизотропии должна обратиться в нуль.

В 1938 г. Брюхатовым и автором [9] было предпринято исследование температурной зависимости константы анизотропии никеля на монокристалле, имеющем форму шара. Исследование проводилось методом измерения механических моментов, приложенных к образцу, помещенному в сильное однородное магнитное поле. Измерения производились на структурном динамометре Акулова и Брюхатова [2].

При ориентации образца в плоскости (100) выражение (3) принимает вид:

$$U = U_0 + K \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi; \quad (7)$$

где φ — угол между одной из тетрагональных осей и спином кристалла.

Величина механического момента, приложенного к образцу, очевидно, будет:

$$M = \frac{dU}{d\varphi} = \frac{K}{2} \sin 4\varphi; \quad (8)$$

при $\varphi = \frac{\pi}{8}$, $K = 2M$, и, таким образом, измеряя величину механического момента, мы можем определить величину K .

Этот метод экспериментального определения константы анизотропии считается наиболее надежным.

Исследование проводилось в интервале температур от 77° до 354° абс. Было установлено экспериментально, что в исследуемой области температур температурная зависимость константы анизотропии никеля может быть описана соотношением:

$$K = K_0 e^{-aT^2}, \quad (9)$$

где K — константа анизотропии при данной температуре, K_0 — константа анизотропии при абсолютном нуле, равная $80 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$, T — абсолютная температура, a — некоторая постоянная, равная $3,4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{град}^2}$.

Соотношение (9), как это легко видеть, удовлетворяет тепловой теореме Нерста, т. е.

$$\left(\frac{dK}{dT} \right)_{T=0} = 0.$$

Соотношение (9) было подвергнуто проверке Вильямсом и Бозортом [10] для температур 77° и 20° абс. , причем оказалось, что для указанных температур уравнение (9) остается справедливым.

В 1939 г. было предпринято большое исследование Полли [11] на поликристаллических никелевых образцах методом приближения к насыщению.

Согласно теории Акулова, вблизи насыщения величина дифференциальной восприимчивости подчиняется закону:

$$\chi = \frac{B}{H^3} + \chi_p, \quad (10)$$

где χ — дифференциальная восприимчивость, H — напряженность магнитного поля, χ_p — восприимчивость паропроцесса, B — постоянная, определяемая теоретически, и равная $\frac{16}{10^5} \cdot \frac{K^2}{J_s}$.

В результате своих исследований Полли пришел к выводу, что соотношение (9) удовлетворяет опыту при $K_0 = -75,4 \cdot 10^4$ и $a = 4,78 \cdot 10^{-5}$ в интервале температур от абсолютного нуля до -50°C , хотя от -190° до 135°C более справедливой является формула:

$$K = Ce^{-aT}, \quad (11)$$

где $C = 87,7 \cdot 10^4$, $a = 0,0128$.

Таким образом, оказалось крайне необходимым вновь провести экспериментальное исследование температурной зависимости энергетической константы магнитной анизотропии никеля в возможно более широком интервале температур, проверить еще раз соотношение (9) и установить причины несоответствия результатов Полли с результатами Брюхатова и автора, а также Вильямса и Бозорта. Что касается данных Хонда, Мазумото и Ширакава, то в области низких температур их результаты нельзя считать правильными по причинам, указанным выше.

§ 2. Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Исследование температурной зависимости энергетической константы магнитной анизотропии никеля проводилось на крупнокристаллическом поликристалльном образце с резко выраженной текстурой, полученной в результате медленного охлаждения из расплава в вакууме. Образец изготовлялся в форме диска, диаметром $d = 1,32$ см и толщиной $h = 0,25$ см.

Очевидно, величина свободной энергии образца, вследствие сильной текстуры, будет зависеть от направления спина образца. Если в плоскости диска провести произвольно ось s и, наложив сильное поле, удерживать вектор спонтанного намагничивания образца в плоскости диска то величина свободной энергии образца будет функцией угла φ между направлением спина образца и указанной осью s .

Таким образом, величина свободной энергии образца

$$U = U_0 + Kf(\varphi), \quad (12)$$

откуда величина момента M , очевидно, будет равна:

$$M = K \frac{df(\varphi)}{d\varphi}. \quad (13)$$

Так как $f(\varphi)$ при данной ориентации образца неизменна, то изменение с температурой величины механического момента M будет полностью характеризовать собой изменение с температурой константы анизотропии K . Правда, абсолютных значений K установить непосредственно из измерений нельзя, они могут быть установлены лишь путем совмещения данных опыта для какой-либо одной температуры с наиболее достоверными данными для той же температуры, полученными ранее.

Исследование проводилось с помощью анизометра Акулова с несколько измененным тензометром. Образец помещался в поле мощного электромагнита особой конструкции, позволяющей вращать его около вертикальной оси.

Универсальная установка позволяла автоматически записывать величину механического момента M либо в функции угла φ при постоянных температуре и напряженности поля, либо в функции напряженности поля, или температуры при неизменной ориентации образца.

Запись производилась на фото пленку, причем установка позволяла производить запись как в декартовых, так и в полярных координатах. При записи в декартовых координатах представлялось возможным производить запись как в направлении увеличения, так и в направлении уменьшения величин, откладываемых по оси абсцисс. Результаты опыта получались в виде магнитограмм.

На рис. 1 представлена магнитограмма механического момента в зависимости от изменения угла φ между вектором спина образца и произвольной полярной осью.

Магнитограмма показывает явную магнитную анизотропию образца. Далее, при ориентации образца, соответствующей одному из максимальных

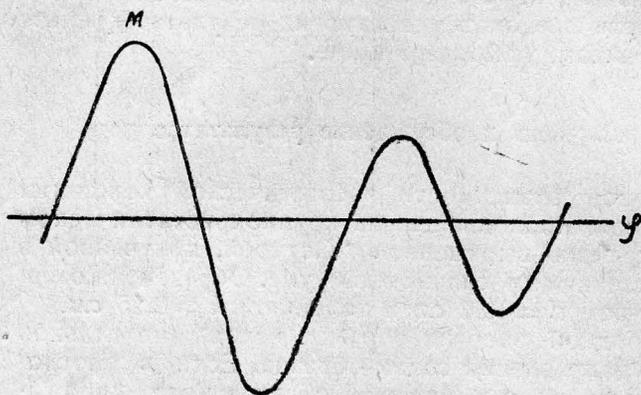


Рис. 1—Магнитограмма механического момента M в зависимости от угла поворота φ

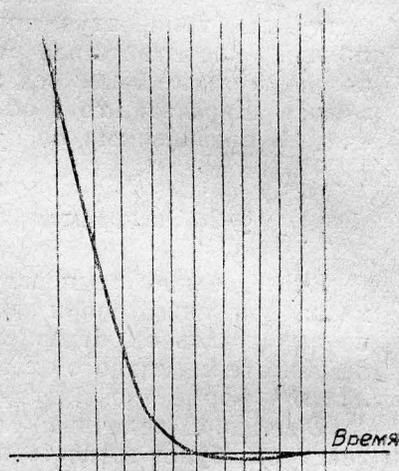


Рис. 2—Магнитограмма температурной зависимости момента M

значений механического момента, была автоматически записана температурная зависимость последнего. Исследования в функции температуры проводились в интервале температур от -183°C до 700°C .

Магнитограмма температурной зависимости величины механического момента представлена на рис. 2.

Ось абсцисс соответствует так называемой „нулевой“ линии, т. е. магнитограмме, записанной в отсутствии поля. По оси абсцисс на магнитограмме отложено время, в течение которого происходит нагревание образца.

Площадка, параллельная оси абсцисс, соответствующая максимальной ординате, представляет собой запись механического момента при температуре -183°C , при погружении образца в жидкий кислород.

С течением времени кислород испаряется и температура образца растет. С ростом температуры, вследствие уменьшения константы анизо-

тропии K , уменьшается величина механического момента, приложенного к исследуемому образцу, что легко наблюдать на магнитограмме.

При температурах $-150, -100, -50, 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400^\circ\text{C}$ давалась яркая вспышка света в щель фотокамеры, что на магнитограмме фиксируется в виде ординат, пересекающих нулевую линию и магнитограмму моментов.

Температура измерялась с помощью термопары нихром-константан. Напряженность поля составляла 5400 эрстед.

Если по данным магнитограммы (рис. 2) построить график зависимости $\log K$ от T^2 , то, как это видно из рис. 3, зависимость оказывается линейной в области низких температур, что, очевидно, приводит к справедливости уравнения (9). При температурах более высоких уравнение (9) перестает быть справедливым, а при температуре около 130°C , как это следует из приведенной выше магнитограммы, константа анизотропии меняет свой знак. Обработка магнитограммы приводит к данным, изображенным на рис. 4. На рис. 4 совмещены данные, полученные в настоящей

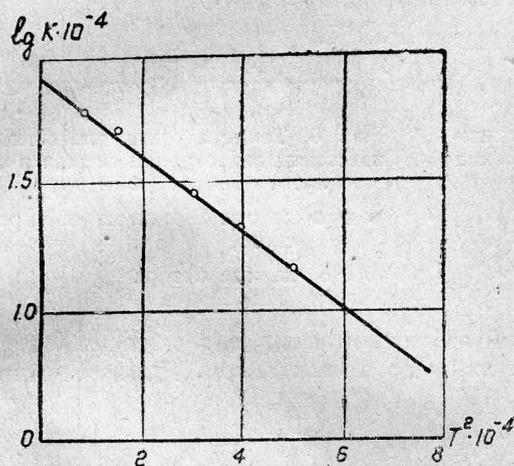


Рис. 3

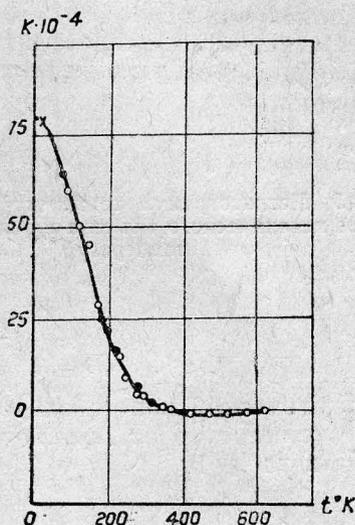


Рис. 4 — Температурная зависимость константы анизотропии никеля

- ● ● данные Брюхатова и Киренского
- × × × данные Вильямса и Бозорта
- ○ ○ данные автора

работе, с данными Брюхатова и автора для температуры -183°C ; как это это следует из рассмотрения рис. 4, данные Брюхатова и Киренского, Вильямса и Бозорта и данные автора в интервале температур от 120°C и ниже вполне совпадают.

Для более тщательного исследования в области высоких температур, от 50°C и выше, была снята магнитограмма при повышенной чувствительности установки. Магнитограмма представлена на рис. 5. Ординаты соответствуют температурам $20^\circ, 50^\circ, 100^\circ, 150^\circ, 200^\circ, 250^\circ, 300^\circ, 350^\circ, 400^\circ\text{C}$.

Обработка магнитограммы приводит к данным, представленным на рис. 6. Изменение знака константы анизотропии и обращение ее в нуль в точке Кюри не вызывает сомнений. При совмещении данных при 20°C с соответствующими значениями, полученными Брюхатовым и автором, легко наблюдать их полное согласие.

Опираясь на экспериментальные данные Брюхатова и Киренского, Вильямса и Бозорта, а также на данные автора, можно дать таблицу наиболее вероятных, с нашей точки зрения, опытных данных для значений

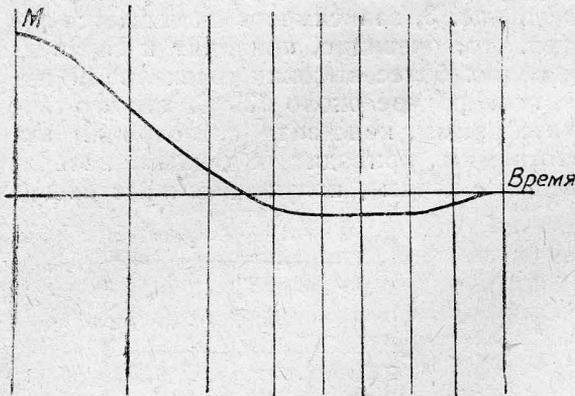


Рис. 5—Магнитограмма температурной зависимости механического момента в области высоких температур

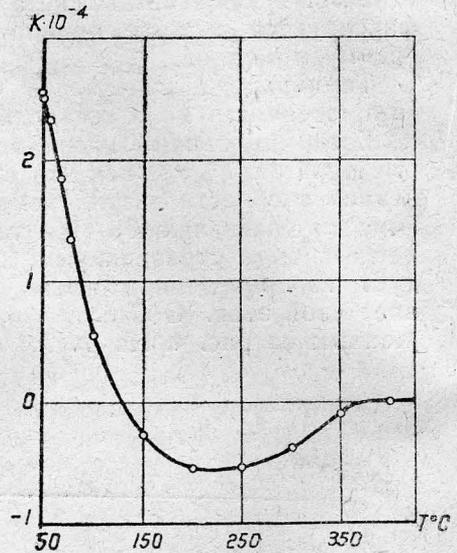


Рис. 6—Температурная зависимость константы анизотропии никеля в области высоких температур

- ● ● данные Брюхатова и Киренского,
- ○ ○ данные автора

энергетической константы магнитной анизотропии никеля во всем интервале температур от абсолютного нуля и до точки Кюри. Данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

T° абс.	$K \cdot 10^{-4}$	T° абс.	$K \cdot 10^{-4}$	T° абс.	$K \cdot 10^{-4}$
0	-80,00	216	-16,42	279	-5,98
20	-78,00	219	-15,74	282	-5,54
77	-64,60	224	-14,50	284	-5,42
90	-59,60	227	-13,70	287	-5,06
120	-49,00	230	-13,10	291	-4,92
130	-45,00	233	-12,46	293	-4,74
140	-41,30	235	-11,80	295	-4,57
150	-37,00	238	-11,46	300	-4,00
160	-33,40	241	-11,12	323	-2,50
170	-29,30	244	-10,66	373	-0,54
187	-24,50	247	-10,14	423	+0,23
193	-23,60	250	-9,62	473	+0,54
196	-22,00	255	-8,52	523	+0,54
199	-21,40	258	-8,20	573	+0,38
202	-20,40	261	-7,80	623	+0,10
205	-19,50	267	-7,04	673	0,00
208	-18,64	270	-6,66		
210	-17,50	275	-6,20		
213	-17,20	277	-6,04		

Что касается несогласия экспериментальных данных, полученных Полли с приведенными выше данными, то оно основано, как нам кажется, на неправильности подсчета.

В области сильных полей, начиная от значений интенсивности намагничивания, составляющих 97% от величины спонтанного, полный закон приближения к насыщению с возрастанием поля H , согласно Акулову, Вейссу и Гансу, принимает вид:

$$J = J_s \left(1 - \frac{A'}{H} - \frac{B'}{H^2} - \frac{C'}{H^3} \right) + \chi_p H, \quad (14)$$

где J — интенсивность намагничивания в заданном поле H , J_s — интенсивность спонтанного намагничивания при данной температуре, χ_p — восприимчивость парапроцесса, A', B', C' — величины, определяемые теоретически.

Величина коэффициента A' , как было показано Броуном, определяется существованием особого рода напряжений, локализованных вдоль плоскости скольжения при пластической деформации. Работы Мирясова [12] и других авторов действительно показывают, что величина A' существенно зависит от остаточных напряжений, вызванных пластической деформацией.

Величины коэффициентов B' и C' зависят от величин константы анизотропии и упругих напряжений.

Из соотношения (14) следует, что величина дифференциальной восприимчивости χ выражается так:

$$\chi = \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} + \frac{C}{H^4} + \chi_p. \quad (15)$$

Значение B при отсутствии напряжений было рассчитано Акуловым, причем $B = \frac{16}{105} \frac{K^2}{J_s}$. Если учесть наличие, например, диффузных напряжений, то, как это было показано Акуловым и автором [13],

$$B = \frac{2}{J_s} \left[\frac{8}{105} K^2 + \left(\frac{6}{25} \lambda_{100}^2 + \frac{9}{25} \lambda_{111}^2 \right) F^2 \right],$$

где $\lambda_{100}, \lambda_{111}$ — величина магнитоупругости при насыщенности вдоль осей [100] и [111].

В случае хорошо отожженных образцов величина A оказывается малой, а коэффициенты B и C являются только функциями констант кристаллографической анизотропии. В частности,

$$B = 0,152 \frac{K^2}{J_s} \quad \text{и} \quad C = 0,115 \frac{K^3}{J_s^2}.$$

До последнего времени при вычислении константы анизотропии пренебрегали членом $\frac{C}{H^4}$ в уравнении (15). Однако, как показал Мирясов, если даже в области комнатных температур учесть этот член, то получается заметная поправка к величине константы анизотропии.

Так, по измерениям Мирясова при 14°C, величина константы анизотропии никеля равна $4,8 \cdot 10^4$ эрг/см³, что несколько ниже значений, приводимых в табл. 1. Однако, если учесть член $\frac{C}{H^4}$, то величина константы окажется равной $5,1 \cdot 10^4$ эрг/см³ в полном согласии с нашими табличными данными.

Как видно, в области комнатных температур разница получается хотя и вполне измеримая, но все же чрезвычайно малая (около 6%), но при переходе к низким температурам для никеля можно ожидать значительных расхождений, и рис. 7 иллюстрирует их. В самом деле, с понижением температуры константа анизотропии K растет чрезвычайно быстро, тогда как интенсивность намагничивания растет значительно медленнее, а так как в постоянную C константа анизотропии входит в кубе, то пренебрежение этим членом заметно скажется на результатах.

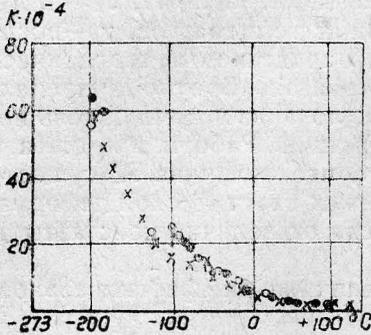


Рис. 7—Температурная зависимость константы анизотропии никеля

- ● ● данные Брюхатова и Киренского
- ○ ○ данные Хонда, Мазумото и Ширакава
- × × × данные Полли

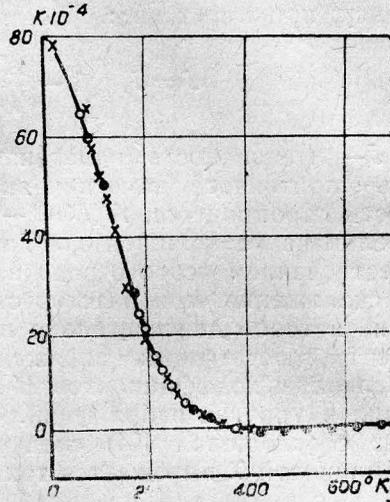


Рис. 8—Температурная зависимость константы анизотропии никеля.

- ○ ○ данные Брюхатова и Киренского
- ● ● данные Киренского
- + + данные Вильямса и Бозорта
- × × × данные Полли
- — — $K_0 e^{-a/T^2}$

Если рассмотреть данные опытов Полли с учетом члена $\frac{C}{H^4}$ в уравнении (15), то значения K очевидно возрастут.

Уравнение (15) перепишем в виде:

$$(\chi - \chi_p)H^3 = AH + B + \frac{C}{H^4}. \quad (16)$$

Без учета $\frac{C}{H^4}$ уравнение (16) примет вид:

$$(\chi - \chi_p)H^3 = AH + B. \quad (17)$$

Таким образом, то, что принимается за $B = 0,152 \frac{K_1^2}{J_s}$ и что должно представлять отрезок по оси ординат на графике $(\chi - \chi_p)H^3$ в функции H , представляет собой по существу

$$B + \frac{C}{H} = 0,152 \frac{K_1^2}{J_s},$$

где K_1 —данные константы анизотропии по Полли.

Следовательно, истинное значение K будет описано выражением

$$B = 0,152 \frac{K_1^2}{J_s} - \frac{C}{H}$$

или

$$0,152 \frac{K^2}{J_s} = 0,152 \frac{K_1^2}{J_s} - \frac{C}{H}$$

или

$$K^2 = K_1^2 - 0,756 \frac{K^3}{J_s H}. \quad (18)$$

Причем, следует помнить, что так как у никеля $K < 0$, то $K > K_1$.

Если произвести пересчет по формуле (18), то, как показывает рис. 8, не только данные Брюхатова и Киренского, Вильямса и Бозорта, а также данные автора, но и экспериментальные данные, полученные Полли в интервале температур от 0° и до 400° абс., хорошо описываются формулой (9). Исключение составляют данные Полли при $T = 20^\circ$ абс., что следует объяснить отсутствием насыщения при полях в 3200 эрстед.

§ 3. Выводы

1. Энергетическая константа магнитной анизотропии никеля зависит от температуры, и эта зависимость в интервале температур от 0° до 400° абс. описывается эмпирической формулой Брюхатова и Киренского

$$K = K_0 e^{-aT^2}, \quad (9)$$

где

$$K_0 = -80 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$$

и

$$a = 3.4 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}^2.$$

2. При температурах более высоких формула (9) перестает быть справедливой. При температуре около 130°C константа анизотропии меняет знак и в точке Кюри обращается в нуль.

3. При исследовании константы анизотропии методом приближения к насыщению следует для величины дифференциальной восприимчивости пользоваться полным законом Акулова—Вейса—Ганса

$$\chi = \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} + \frac{C}{H^4} + \chi_p,$$

что особенно важно в области низких температур.

Магнитная лаборатория

Красноярского педагогического института

ЛИТЕРАТУРА

1. Weiss, Piccard, C. R., 166, 352, 1918.
2. Акулов, Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1939.
3. Akulov and Kirensky, Journ. Phys, 3, 31, 1940.
4. Akulov, Zs. f. Phys., 100, 197, 1936.
5. Van Vleck, Phys. Rev., 52, 1179, 1937.
6. Вонсовский, ЖЭТФ, 10, 1104, 1938.
7. Mc Keehan, Phys. Rev., 51, 137, 1937.
8. Honda, Masumoto and Shirakawa, Sci. Rep. Tohoku Univ., 24, 391, 1935.
9. Брюхатов и Киренский, ЖЭТФ, 8, 198, 1938.
10. Williams and Bozorth, Phys. Rev., 56, 837, 1939.
11. Poley, Ann. d. Phys., 36, 625, 1939.
12. Мирясов, Диссертация, МГУ, 1948.
13. Акулов и Киренский, ЖТФ, 9, 1145, 1939.