

Н.С. Акулов

Ферромагнетизм

Москва
«Книга по Требованию»

УДК 53
ББК 22.3
Н11

H11 **Н.С. Акулов**
Ферромагнетизм / Н.С. Акулов – М.: Книга по Требованию, 2024. – 189 с.

ISBN 978-5-458-57809-7

ISBN 978-5-458-57809-7

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2024
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2024

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригиналe, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

§ 8. Термодинамический метод расчета кривой намагничения для параллельной составляющей	64
§ 9. Положения устойчивого и неустойчивого равновесия вектора спонтанного намагничения	65
§ 10. Вид петли гистерезиса для тетрагональной оси (при отсутствии инверсии)	66
§ 11. Сравнение с опытом; необходимость введения понятия инверсии	67
§ 12. Механическое и термодинамическое равновесие. Понятие об инверсии	67
§ 13. Опыты Сикстуса-Тонкса и Мирошниченко	69
§ 14. Аналогия с кристаллизацией и другими типами перехода одной фазы в другую	70
§ 15. Ход кривой намагничения для диагональной оси	71
§ 16. Ход кривой намагничения для тригональной оси	73
§ 17. Поправка на работу против внутренних напряжений	74
§ 18. Потери на гистерезис во вращающихся полях	75
§ 19. Петля гистерезиса четных эффектов	82
§ 20. Влияние упругих напряжений на петлю гистерезиса	85
§ 21. О возможности экспериментального определения S-образной кривой	89
§ 22. Ход кривых намагничения никеля ($z = 8$)	90
§ 23. Потери на гистерезис в слабых полях	93

Часть III

Теория четных эффектов

§ 1. Инверсия и четные эффекты	96
§ 2. Статистика областей спонтанного намагничения	100
§ 3. Применение функции распределения областей спонтанного намагничения к расчету четных эффектов	108
§ 4. Объемы фаз при намагничении недеформированных кристаллов ($z = 6$) вдоль главных осей	112
§ 5. Первая и вторая точки анизотропии	114
§ 6. Объемы фаз при намагничении недеформированного кристалла в произвольном направлении	116
§ 7. Первое правило четных эффектов	117
§ 8. Тензор магнитной восприимчивости деформированных кристаллов	120
§ 9. Величины фазовых объемов при одновременном действии поля и напряжений	123
§ 10. Общие соотношения для четных эффектов в кристаллах с шестью направлениями легкого намагничения	126
§ 11. Четные эффекты в кристаллах с восемью направлениями легкого намагничения	128
§ 12. Четные эффекты в области вращения	137

СОДЕРЖАНИЕ

Часть IV

Теория температурной зависимости ферромагнитных явлений

§ 1. Постановка вопроса	142
§ 2. Ход кривой намагничения в точке Кюри (парапроцесс)	142
§ 3. Теория кривой намагничения и четных эффектов в сильных полях	144
§ 4. Влияние парапроцесса на ход намагничения	151
§ 5. Сравнение с экспериментальными данными	153
§ 6. Влияние парапроцесса на четные эффекты	155
§ 7. Применение второго правила четных эффектов (объяснение свойств инвара)	158
§ 8. Теория прецессионного преобразования	159
§ 9. Применения прецессионных преобразований к расчету температурной зависимости ферромагнитной анизотропии	169
§ 10. Температурная зависимость намагничения и четных эффектов при низких температурах	173
§ 11. Обобщение теории температурной зависимости магнитной анизотропии на случай высоких температур	176
<i>Дополнение</i>	182
<i>Именной указатель</i>	188

Введение

В 1907 г. П. Вейсс, базируясь на теории Ланжевена и гипотезе „внутреннего поля“, впервые пришел к идеи самопроизвольного намагничения. Это исключительно плодотворное предположение дало возможность Вейссу объяснить температурную зависимость насыщения намагничения, скачок теплоемкости, восприимчивость выше точки Кюри и, наконец, тепловой эффект при намагничении.

Квантово-механическое обоснование возможности самопроизвольного намагничения было дано в прекрасных работах: Гейзенберга, Стонера, Блоха, Френкеля и Дорфмана¹⁾ и в последнее время особенно Слейтера²⁾. В принципиальном отношении эти работы представляли весьма значительный шаг вперед. Однако в основном полученные Гейзенбергом и другими авторами соотношения охватывали те же экспериментальные факты, что и теория Вейсса, и лишь Слейтеру удалось подойти к решению проблемы определения числа боровских магнетонов на атом при абсолютном нуле, а Капице и Фаулеру³⁾ объяснить „скаккообразное“ изменение объема при переходе через точку Кюри.

Исключительно обширный экспериментальный материал, относящийся к совокупности других ферромагнитных явлений и свойств ферромагнитных металлов, накопленный на протяжении почти целого столетия, в этих исследованиях не рассматривался и попрежнему оставался необъясненным ни качественно, ни тем более количественно. Сюда относятся, например, явления магнитострикции (эффект Джоуля), терромагнитные и гальваномагнитные явления, открытые Томсоном. Далее следует обширный комплекс явлений, связанных с воздействием упругих напряжений на механические, электрические, термоэлектрические и магнитные свойства ферромагнитных металлов. Наконец, еще более многочисленны явления, которые относятся к одновременному воздействию упругих напряжений и магнитного поля, поскольку вызываемые этими факторами изменения различных физических свойств оказались неаддитивными.

Следует отметить, что если у поликристаллов различные физические свойства, например, форма, электропроводность, термоэлектродвижущая сила и т. п., определяются полем, намагничением, взаимной ориентацией поля и направления измерения, далее шестью компонен-

¹⁾ Основные результаты этих работ изложены в книге E. Stoner, „Magnetism and Matter“, London, 1934, там же дана литература.

²⁾ I. S. Slater, Phys. Rev. 49, № 5 а, 12, 1936.

³⁾ R. Fowler a. P. Kapitz, Proc. Roy. Soc. A., 124, 1929.

тами тензора упругих напряжений и, наконец, температурой, то и ферромагнитных кристаллах мы имеем дополнительно еще и зависимость от ориентации кристаллографических осей. Особенно богатый экспериментальный материал¹⁾ дали здесь исследования: Вейсса и его школы, Бебстера (в лаборатории Капицы), Хонда, Герлаха, Беккера (совместно с их сотрудниками), Ганса, Черлинского, Куссмана, Ауверса и др.

Интенсивные исследования велись в последние годы также в США (Мак-Кихан, Биттер, Бозорт, Вильямс, Сикстус и Тонкс и др.) и в СССР (работы магнитных лабораторий МГУ и ЦНИИМАШ, работы Штейнберга, Дорфмана и их сотрудников и ряд других).

Таким образом факты, которые охватывала теория Вейсс-Гейзенберга, были немногочисленны по сравнению со всем комплексом обиаруженных и исследованных ферромагнитных явлений. Применимость теории ограничивалась тем обстоятельством, что она ничего не могла сказать относительно того, как изменяются основные физические свойства кристалла при появлении (в заданном направлении относительно осей кристалла) спонтанного намагничения.

Первый шаг в этом направлении был сделан в 1928 г., когда удалось рассчитать, как изменяется форма решетки кристалла при возникновении самопроизвольного намагничения²⁾. При этом было найдено, что характер этого изменения зависит от того, в каком направлении относительно кристаллических осей будет ориентирован магнитный момент кристалла. Найденная при этом весьма простая закономерность дала возможность рассчитать магнитострикционное изменение формы кристалла в процессе вращения вектора спонтанного намагничения относительно кристаллических осей.

На этой основе было положено начало теории так называемых четных эффектов, охватившей в настоящее время обширный экспериментальный материал.

Следует отметить, что проблема расчета магнитострикции была впервые поставлена еще Максвеллом³⁾. Она имела существенное значение для непосредственной проверки введенного им тензора упругих напряжений, возникающих в намагниченном теле, а вместе с тем и точки зрения теории Максвелла и в пространстве вокруг этого тела. Помимо Максвелла над этой проблемой работали также ряд исследователей, в частности, Кирхгофф и Гельмгольц. Полученные результаты, однако, оказывались в противоречии с опытом.

Проведенное исследование показало, что тензор Максвелла в действительности не передает упругих напряжений в кристалле, а дает лишь ту их часть, которая определяется формой металла. В соответствии с этим теории Максвелла, Кирхгоффа и Гельмгольца давали не магнитострикцию, определяемую структурой, а лишь ту часть ее, которая

¹⁾ Соответствующий обзор и литературные данные см.: K. Hopfa, *The Magnetic properties of matter*, Тôhoku 1934; Беккер, Электронная теория, ОНТИ, 1934 и особенно O. Auwers, *Gmelin's Handbuch, Magn. u. elektrische Eigenschaften*, 1936.

²⁾ N. Akçiov, ZS. f. Phys. 52, 389, 1928.

³⁾ См., например, A. Winkelmann, *Handbuch d. Physik*, Lpz. (ттм V, стр. 323), 1908.

определяется формой металла. Полученный нами тензор напряжений в соединении с тензором Максвелла и дает полное решение этой проблемы деформации тела.

Значение структурного тензора для ряда различных вопросов теории ферромагнетизма заключается в том, что его скалярное произведение с тензором деформации дает магнитную энергию деформации металла. Зная полную упругую энергию, легко было решить „проблему равновесия“, т. е. по заданному положению вектора спонтанного намагничения найти тот тензор деформации, который обращает полную энергию в минимум (иными словами, найти ту форму решетки, которую будет иметь кристалл при заданном направлении спонтанного намагничения). Этим путем и было впервые найдено выражение для магнитострикции кристалла как функции направления спонтанного намагничения и направления измерения по отношению к осям кристалла. Выражение этого типа оказалось применимым не только к магнитострикции, но и ко всем остальным четным эффектам и потому иногда носит название закона анизотропии.

Большой интерес представляло и решение обратной задачи: по заданной энергии внешнего поля и энергии деформации определить устойчивое положение вектора спонтанного намагничения кристалла. Эта задача была решена сперва для предельных случаев в работах Магажани¹⁾, автора²⁾ и Беккера³⁾. При этом Магажани, а затем автору удалось дать теорию нормальной составляющей намагничения в сильных полях, а Беккеру, путем применения данного нами выражения для магнитной энергии деформации, — рассчитать влияние сильных упругих деформаций на ход кривой намагничения, в частности, и на величину начальной восприимчивости.

Вслед за тем в 1931 г. автором⁴⁾ и Гейзенбергом⁵⁾ была дана теория хода кривых намагничения недеформированных кристаллов и, наконец, автором⁶⁾ в 1933 и 1934 гг. был найден весьма простой метод определения влияния упругих напряжений на ход кривой намагничения монокристаллов. (Поскольку вопрос о ходе кривой намагничения является весьма существенным, во второй части настоящей монографии дается обобщенная теория кривой намагничения.)

Следует отметить, что работы автора и Гейзенberга по исследованию кривой намагничения принципиально отличались от работы Беккера, поскольку в них впервые была учтена возможность процесса инверсии, т. е. дробления области спонтанного намагничения на более мелкие, например, путем смещения границы области, — эффект, экспериментально обнаруженный в опытах Сикстуса и Тонкса⁷⁾. При этом

¹⁾ G. Mahayani, Phil. Trans. 228, 63, 1929.

²⁾ N. Akilov, ZS. f. Phys. 57, 249, 1929.

³⁾ R. Becker, ZS. f. Phys. 87, 547, 1930.

⁴⁾ N. Akilov, ZS. f. Phys. 67, 794, 1931; 69, 78, 1931.

⁵⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 69, 287, 1931.

⁶⁾ N. Akilov, ZS. f. Phys. 81, 790; 1933; Ученые записки МГУ, вып. II, 1934. [В этой работе даю также объяснение явлений исчезновения потерь на гистерезис в сильных врачающихся полях (эффект Вейсса) и показана его аналогия с эффектом Пашен-Бака.]

⁷⁾ K. Sixtus a. L. Tonks, Phys. Rev. 37, 930, 1931.

принималось, что процесс инверсии идет уже в бесконечно-малых полях. Это предположение дало возможность найти ход кривой намагничения идеальных монокристаллов, но не давало вида петли гистерезиса.

Учет того существенного факта, что процесс инверсии может иметь место и в полях, отличных от нуля, дал¹⁾ возможность в 1933 г. разработать метод для определения вида петли гистерезиса во всех наиболее характерных случаях, а также определить и изменение вида петли под действием упругих напряжений. Полученная при этом S-образная кривая намагничения, связывающая поле и намагничение, по своим термодинамическим свойствам оказалась подобной кривой Ван-дер-Ваальса.

Интересно отметить, что после того как были найдены свойства монокристалла, стало возможным найти путем усреднения по различным направлениям и свойства поликристалла. Впервые этот расчет был проведен для области сильных полей²⁾. Полученная при этом формула оказалась отличной от формулы, известной под названием закона Вейсса. Эта формула и была экспериментально подтверждена обстоятельными опытами Черлинского³⁾. Ее подтверждают также и блестящие опыты Капитзы⁴⁾ в области сверхсильных полей. В дальнейшем к той же формуле и из тех же соображений пришел Ганс⁵⁾. Вместе с тем им были вычислены и добавочные члены ряда для случая более слабых полей. Полученные Гансом результаты были подтверждены в опытах Жигадло и Сидельникова⁶⁾, причем была показана исключительно важная роль текстуры в ходе кривых намагничения.

Что касается полученных нами формул для кривых намагничения монокристаллов, то они были проверены на основании опытов (для железа) Хонда, Кайя, Мазумото, Дусслера и также Сицоо⁷⁾. Результаты измерений этих исследователей как для $H \parallel [110]$, так и для $H \parallel [111]$ оказались в количественном согласии с теорией.

Кривые для никеля, рассчитанные с помощью данного нами метода Биттером⁸⁾ и Гансом⁹⁾, также показали хорошее совпадение с опытом.

Формула Беккера для начальной проницаемости никеля была подтверждена обстоятельными измерениями Шарфа¹⁰⁾, а данная автором S-образная кривая дала возможность объяснить характер своеобразных изменений петли гистерезиса, полученных при действии на металл упругих напряжений Прейзахом¹¹⁾ и другими. Мы позволим себе здесь

¹⁾ N. Akulov, ZS. f. Phys. 81, 790, 1933.

²⁾ N. Akulov, ZS. f. Phys. 69, 822, 1931.

³⁾ E. Czerlinsky, Ann. d. Phys. 13, 80, 1932.

⁴⁾ P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. London 131, 224, 1931.

⁵⁾ R. Gans, Phys. ZS. 33, 15, 1932.

⁶⁾ А. Жигадло и С. Сидельников, Ученые записки МГУ, вып. II, 1934.

⁷⁾ См. N. Akulov, ZS. f. Phys. 67, 794, 1931; 69, 78, 1931.

⁸⁾ F. Bitter, Phys. Rev. 43, 655, 1933.

⁹⁾ R. Gans и E. Czerlinsky, Gel. Ges. Naturw. kl. 9, 1932.

¹⁰⁾ G. Scharf, ZS. f. Phys. 73, 1935.

¹¹⁾ F. Preisach, Ann. der. Phys. 3, 737, 1929. [Сравнение с теоретическим ходом петли гистерезиса было проведено К. Хлюстовой (см. Ж. Т. Э. Ф., 4, вып. 9, стр. 942, 1934)] См. также М. Грабовский, Ж.Т.Э.Ф., 2, 1939.

отметить, что единственной, насколько известно, работой, где один из выводов теории S-образной кривой намагничения не был подтвержден опытом, оказалась работа Меськина и Сомина¹⁾, что, повидимому, объясняется тем, что они формулу, данную для случая отсутствия упругих напряжений, применили к материалу с сильными внутренними упругими напряжениями, величина которых, к сожалению, количественно неизвестна.

Значительным успехом теории явилось то, что она дала возможность разработать количественный метод определения текстуры по кривым момента пары сил, действующих на поликристаллический диск в магнитном поле (впервые разработанный автором и Брюхатовым²⁾ в 1932 г.).

Развитие теории дало также толчок к открытию Госсом и Бозортом, Пфаффенбергером и Далем методов обработки сплавов, значительно повышающих их магнитные свойства.

Дальнейший прогресс в развитии теории ферромагнетизма, который создал базу для охвата исключительно обширного экспериментального материала, был связан с проблемой расчета магнитострикций в области инверсии.

Эта проблема была решена автором³⁾ и независимо Гейзенбергом⁴⁾ двумя принципиально различными методами. И в той и в другой работе в качестве основного соотношения при расчете свойств одной области спонтанного намагничения служило указанное выше общее соотношение для магнитострикций (закон анизотропии). Однако подсчет функции распределения областей спонтанного намагничения по осям легкого намагничения автором был проведен из условия, что сперва происходит тот процесс, который сопровождается наибольшей отдачей свободной энергии кристалла, между тем Гейзенберг дал очень изящный статистический метод расчета функции распределения для главных осей кристалла. Опыт давал результаты, лежащие между двумя полученными таким образом теоретическими кривыми.

Особенно плодотворные результаты должно было бы дать сочетание этих двух методов, именно, статистический расчет распределения при дополнительном учете, что энергия областей, с различно ориентированными спинами, различна. Значительную трудность при этом, однако, представляло введение внутренней энергии кристалла. Естественно, введение одной внешней энергии было недостаточно, и попытка Бозорта⁵⁾ ограничиться лишь этой частью энергии при расчете нормальной составляющей в слабых полях привела к количественному расхождению с опытом.

Эти затруднения удалось преодолеть⁶⁾, определив полную энергию как функцию намагничения и введя в формулы в качестве основного параметра начальную восприимчивость кристалла. В дальнейшем⁷⁾,

¹⁾ W. Messkin и. B. Somin, ZS. f. Phys. **98**, 610, 1936.

²⁾ N. Akulov и. N. Bruchatov, Ann. d. Phys. **15**, 741, 1932.

³⁾ N. Akulov, ZS. f. Phys. **67**, 794, 1931; **69**, 78, 1931.

⁴⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. **69**, 287, 1931.

⁵⁾ R. Bosorth, Phys. Rev. **42**, 882, 1932.

⁶⁾ N. Akulov и. E. Kondorsky, ZS. f. Phys. **78**, 101, 1932.

⁷⁾ N. Akulov и. E. Kondorsky, ZS. f. Phys. **85**, 661, 1933.

жсле преодоления ряда математических трудностей были получены общие функции распределения областей спонтанного намагничения как для кристаллов с шестью, так и восемью направлениями легкого намагничения. При этом была учтена и магнитная энергия упругих напряжений, что дало возможность рассчитать не только величину магнитострикции как функцию намагничения для любого направления по отношению к осям кристалла, но и резкое влияние на нее упругих напряжений, обнаруженное и исследованное в последнее время. Этот расчет дал также возможность впервые объяснить и притом не только качественно, но и количественно явление изменения модуля Юнга при намагничении ферромагнитных металлов и установить наличие механострикции, — явление, приводящее к отступлению ферромагнитных металлов от закона Гука.

Измерения Захариаса¹⁾, Джиренчина²⁾ и Бычкова подтвердили формулы для магнитострикции и механострикции и влияния упругих напряжений на магнитострикцию. Эти работы до известной степени завершили комплекс исследований по применению структурного тензора магнитных напряжений к расчету магнетомеханических свойств ферромагнитных металлов.

Помимо тех явлений, о которых уже шла речь, большую роль играет магнитострикция и при объяснении значительного увеличения магнитной проницаемости при отжиге металла в магнитном поле (эффект Бозорта), а также явлениях магнитного гистерезиса. При наличии только процесса вращения, как это имело место в теории Вейсса и в первоначальной теории Беккера, явление гистерезиса обусловливалось исключительно анизотропией и качественно объяснялось весьма просто. После того как было обнаружено существование нового процесса (инверсии), возникли существенные затруднения в объяснении причин потерь на гистерезис в области инверсии, несмотря на то, что вид петли гистерезиса теория позволяет определить количественно (по данной коэрцитивной силе)³⁾.

В настоящее время можно считать твердо установленным лишь то, что явление магнитострикции в явлении потерь на гистерезис играет также решающую роль. Однако, механизм этой связи потерь на гистерезис с магнитострикцией, несмотря на ряд попыток в этом направлении, до сих пор не может считаться окончательно выясненным и здесь еще предстоит значительная работа.

К явлениям магнитострикции примыкает также явление изменения объема тела при переходе через точку Кюри. Квантово-механическое объяснение этого явления на основе теории Гейзенберга⁴⁾ было дано Фаулером и Капицей⁵⁾.

Мы покажем в четвертой части настоящей монографии, что это явление позволяет, повидимому, объяснить замечательные свойства

¹⁾ F. Zacharias, Phys. Rev. **44**, 116, 1933.

²⁾ B. Girencchin, Phys. ZS. d. Sow. Un. **10**, 600, 1936.

³⁾ N. Akulov, ZS. f. Phys. **81**, 790, 1938.

⁴⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. **49**, 619.

⁵⁾ R. Fowler a. P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. A., **124**, 1929.

инвара, а также явление кажущегося смещения точки Кюри под действием гидростатического сжатия.

Успех теории стрикционных явлений естественно вызывал вопрос, каким образом можно объяснить и другие четные явления, т. е. такие, которые не меняют своей величины и знака при изменении знака вектора намагничения. Следующим за магнитострикцией четным явлением, на которое было обращено внимание, был гальваномагнитный эффект Томсона (изменение электропроводности под действием магнитного поля). Из опытов Вебстера¹⁾ для магнитострикции и гальваномагнитного эффекта в монокристаллах следовало, что между этими явлениями существует далеко идущая аналогия в смысле зависимости их от намагничения.

В 1930 г. удалось показать²⁾, что формула, найденная для магнитострикции (закон анизотропии), применима и для расчета изменения сопротивления при намагничении, хотя между этими двумя явлениями непосредственная связь отсутствует (порядок величины этих эффектов, в частности, также совершенно различный). Вслед затем Ганс и Гарлем³⁾ сделали совершенно правильную по идеи попытку углубить эту аналогию. Однако неточность, допущенная ими при статистических расчетах, а также ошибки в опытах Кайя привели их к неправильным результатам. Вследствие этого для получения согласующихся с опытом результатов они были вынуждены ввести излишне большое число постоянных.

В 1933 г. автору⁴⁾ на основе анализа свойств симметрии кристаллов удалось показать, что при возникновении спонтанного намагничения в кристаллах правильной системы скалярная электропроводность должна превращаться в тензор того же типа, как и тензор магнитострикции. Вследствие этого так называемый закон анизотропии оказывается применимым как к одному, так и к другому явлению, хотя физически они совершенно не связаны. В дальнейшем этот результат удалось обобщить и на термомагнитные явления⁵⁾. Воспользовавшись затем функциями распределения областей спонтанного намагничения, автору удалось установить два весьма общих правила, охватывающих всю группу четных эффектов, а именно, что изменение четных эффектов ферромагнитных металлов в области инверсии, под действием напряжения F , пропорционально первой степени F , а под действием поля — пропорционально квадрату намагничения. Причем *отношение коэффициентов пропорциональности каждого упругого эффекта к своему магнитному есть величина постоянная для всех эффектов и равная произведению начальной восприимчивости на магнитострикцию, измеренной в направлении легкого намагничения кристалла (первое правило четных эффектов).* Кроме того, из вида тензора четных эффектов и анализа опытных данных вытекает второе правило четных эффектов, что *сумма результатов измерений любого четного эффекта по трем*

¹⁾ L. Webster, Proc. Phys. Soc. **42**, 431, 1930.

²⁾ N. Akulov, ZS. f. Phys. **59**, 254, 1930.

³⁾ R. Gans и I. Hargem, Ann. d. Phys. **15**, 516, 1932.

⁴⁾ N. Akulov, ZS. f. Phys. **80**, 693, 1933.

⁵⁾ Изменение термоэлектродвижущей силы ферромагнетиков при намагничении.

произвольным взаимно перпендикулярным направлениям в кристалле есть величина, пропорциональная изменению квадрата спонтанного намагничения кристалла, вызванному действием внешнего поля или температуры (см. часть III и часть IV).

Так как при низких температурах вдали от точки Кюри изменениями спонтанного намагничения можно пренебречь, из второго правила следует, что в поликристаллах всякий поперечный эффект в два раза меньше продольного и имеет обратный знак.

Систематические измерения Храмова и Львой¹⁾, Феденева²⁾, Волкова³⁾, Белова⁴⁾ и других показали, что эти два правила, охватывающие обширный комплекс явлений, согласуются с опытом.

Таким образом, мы видим, что развитие теории ферромагнитных явлений за последние десять лет характеризовалось стремлением к устновлению таких общих закономерностей, которые позволяли бы охватить возможно более широкие области ферромагнитных явлений.

И, действительно, в последнее время удалось притти к формулировке соотношений, которые полностью охватывают рассмотренные выше ферромагнитные явления, а также включают в себя и „нечетные“ эффекты Холла, Нернста, Керра и др.

¹⁾ P. Сигамов и L. Lwowa, ZS. f. Phys. **89**, 443, 1934.

²⁾ Д. Р. Феденев, Ж. Т. Э. Ф. **5**, 386, 1935.

³⁾ Д. И. Волков, Диссертация, НИИФ МГУ, 1937.

⁴⁾ К. П. Белов, Ж. Т. Э. Ф. **5**, 396, 1935; **8**, 454, 1938.