

ГИРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ЭФФЕКТЫ ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ¹⁾

С. Барнетт, Лос Анжелос

Часть I. Гиромагнитные эффекты

Введение. А. Предварительные, исторические и общие замечания. В. Макроскопический магнит, как гироскоп. Эксперимент Максвелла. С. Намагничивание при вращении (эффект Барнетта). Д. Вращение при намагничивании (эффект Эйнштейна-де-Гааза). Е. Гироскопическое намагничивание во вращающемся поле.

Часть II. Эффект инерции электронов

А. Введение. В. Центробежные опыты Лебедева и Никольса. С. Баллистические опыты Толмена и Стюарта. Д. Опыты Толмена, Керрера и Гэрнсея и Толмена и Мотт Смита. Е. Опыты Барнетта с инерцией электронов.

Часть I. Гиромагнитные эффекты

Введение

В этой статье рассматриваются две тесно связанных друг с другом группы явлений: 1) магнитные или динамические явления обусловленные существованием элементарных магнитов, играющих роль роторов или гироскопов; эти явления известны под названием гиромагнитных или магнитомеханических; 2) механические или электрические явления, объясняемые инерцией свободных электронов в проводниках или связанных электронов в изоляторах. Гиромагнитные явления рассматриваются в первой части настоящей статьи, другие — во второй.

А. Предварительные, исторические и общие замечания

§ 1. Основная база рассматриваемых явлений

Всякий исследователь, предсказывавший возможность открытия того или иного гиромагнитного явления, обосновывал свое допущение, опираясь на знаменитую гипотезу Ампера и Вебера, согласно которой магнитный элемент любого магнитного вещества представляет неизменный (длительно существующий) быстрый

¹⁾ Rev. Mod. Phys., 7, 129, 1937. Перевод Н. Н. Манаева.

шающийся электрический заряд молекулярных или внутримолекулярных размеров, обладающий известной массой (или инерцией). По этой гипотезе магнитный элемент должен обладать как вращающим (механическим), так и магнитным моментом, если только элемент не образован положительным и отрицательным электрическими зарядами, вращающимися в противоположных направлениях. Очевидно, что в этом случае возможно существование одного лишь магнитного момента; в другом случае определенный механический момент может существовать без магнитного момента (при одинаковом направлении вращения обоих зарядов). Во всех же остальных случаях магнитный элемент должен обладать как свойствами магнита, так и свойствами гироскопа.

§ 2. Простая гироскопическая модель

При изучении всех гиромагнитных явлений полезно пользоваться гироскопической моделью, изображенной на рис. 1; эта модель была впервые предложена автором¹. Она отличается от обычного гироскопа лишь наличием

двух добавочных тяжей SS , выполненных, например, из резинового шнура, и приспособлением для их крепления. Волчок, опирающийся на кольцо, может быстро вращаться вокруг своей оси A . Помимо действия тяжей SS , кольцо и ось A могут свободно двигаться вокруг горизонтальной оси B , причем угол, образованный осью A с вертикальной осью,

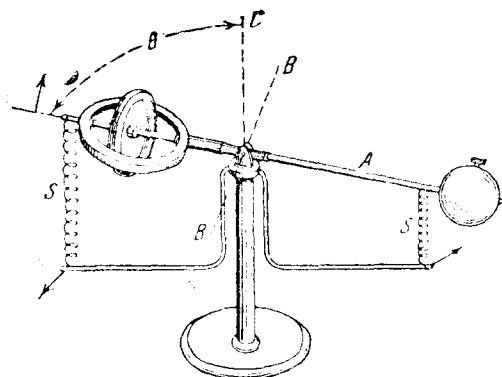


Рис. 1.

мы обозначим буквой θ . Далее, ось B вместе с волчком и его держателем способна вращаться вокруг вертикальной оси C . Если привести волчок в быстрое вращение относительно оси A и в то же время весь прибор медленно повернуть вокруг оси C (центробежной силы можно при этом не принимать во внимание), то волчок приподнимется, причем направление его вращения будет стремиться совпасть с направлением вынужденного вращения относительно оси C , так что угол θ при этом уменьшится. Чем больше угловая скорость вращения относительно оси C , тем значительнее подъем волчка. Этот подъем продолжался бы до совпадения осей A и C , если бы этому не препятствовали тяжести и механические сопротивления, обусловленные неизбежным несовершенством механической конструкции нашей модели (отметим еще раз, что влияние центробежной силы не принималось нами во внимание).

§ 3. Четыре гиромагнитных явления, исследованных до настоящего времени

В этом разделе мы рассмотрим только качественную сторону этих эффектов; более детальное их рассмотрение приводится ниже.

1. Макроскопический магнит как гироскоп (опыт Максвелла, 1861, см. также § 7). Если все магнитные элементы железного (или другого магнитного) тела одинаковы и каждый обладает вращающим моментом, то все тело, будучи намагничено в каком-либо направлении, должно приобрести некоторый (скрытый) вращающий момент относительно этого направления; поэтому, если привести тело в добавочное вращение относительно другой оси, оно должно вести себя подобно гироскопу, описанному в § 2: тело, как и раньше, должно стремиться изменить свою ориентировку таким образом, чтобы направление вращающего момента (скрытого) приблизилось к направлению вынужденного вращения. Этот эксперимент, повидимому являющийся первым из гиромагнитных экспериментов, был проделан Максвеллом в 1861 г., но дал отрицательные результаты².

2. Намагничение при вращении (эффект Барнетта, 1914, § 8—23). У Максвелла не возникло идеи произвести опыт, в котором каждый из громадного числа магнитных элементов магнитного тела ориентировался бы под воздействием тела, и изменить макроскопический эффект изменения ориентировки элементарных магнитов одним из магнитных методов.

Первый опыт, основанный на этой идее, повидимому, был сделан на 40 лет позже Джоном Перри, пытавшимся, но безрезультатно, обнаружить намагничение железного стержня при его вращении. В 1909 г. эта же идея зародилась у автора настоящей статьи, который тогда же совместно с Л. Барнеттом приступил к экспериментам, давшим положительные результаты лишь в 1914 г., когда они и были опубликованы³. Это были первые удачные эксперименты из целого ряда других исследований гиромагнитного эффекта. Они были опубликованы раньше всех других и были вполне подтверждены как с качественной, так и с количественной стороны рядом позднейших исследований двух рассмотренных эффектов и их обращений (см. ниже). Качественная классическая теория этих экспериментов сводится к следующему: если исследуемое тело приводится во вращение вокруг какой-либо оси, то магнитные элементы, обладающие вращающим моментом, стремятся вести себя, как гироскоп, описанный в § 2; все магнитные элементы стремятся изменить свою ориентировку таким образом, чтобы направление их вращения по возможности совпало с направлением вынужденного вращения. Совпадение было бы полным, если бы не сказывалось влияние остальных частей исследуемого тела на каждый из его магнитных элементов.

В случае простого ферромагнитного тела в обычном состоянии можно получить лишь слабое изменение ориентировки; это объясняется влиянием соседних элементов тела, соответствующим ро-

тяжей, имеющих в нашей гироскопической модели. Благодаря вращению каждый магнитный элемент создает небольшой вращающий, а следовательно, и магнитный момент, параллельный направлению вынужденного вращения; поэтому тело, магнитные элементы которого в обычных условиях равномерно распределены по всем направлениям, при вынужденном вращении должно намагнититься в направлении оси вынужденного вращения.

Если все вращающиеся электрические заряды магнитных элементов положительны, то тело намагнитится в том же направлении, в котором его намагнитил бы электрический ток, протекающий по катушке, окружающей тело, в направлении, совпадающем с направлением угловой скорости, сообщенной телу. Если же все заряды отрицательны или если отрицательные заряды преобладают, должно создаться намагничение противоположного направления. В действительности, наблюдается последнее.

3. Вращение при намагничении (эффект Эйнштейна и де-Гааза, 1915—1916). Если, как предполагал Максвелл, железный стержень, намагниченный вдоль оси, обладает моментом вращения (скрытым) относительно этой оси (этот момент является результирующим моментом отдельных магнитных элементов), то всякое изменение намагничения должно сопровождаться изменением этого скрытого момента, а потому, согласно третьему закону динамики, при изменении намагничения стержень должен будет получить вращающий момент такой же величины, но противоположного направления. Эта идея была высказана О. Ричардсоном ⁴ в 1907 г. В том же году он дал подробную теорию этого эффекта и произвел ряд опытов, которые, однако, не дали результата. Первые опыты, давшие удовлетворительный результат как в смысле величины эффекта, так и в отношении его знака, были проделаны в 1915—1916 г. Эйнштейном и де-Гаазом ⁵, которые до конца 1915 г. не знали об успешном исследовании обратного эффекта (втором этих строк. Работа Ричардсона также не была им известна (§ 22—44).

4. Гироскопическое намагничение при вращении магнитного поля. [Опыты Фишера ⁶ (1922, 1924) и Барнетта ⁷ (1926, 1933.)] В этих опытах стержень (или тороид), сделанный из магнитного вещества и по возможности освобожденный от остаточного намагничения, помещался в магнитное поле перпендикулярно направлению последнего. Это поле (а также и создаваемое им намагничение) быстро вращалось; при этом исследовалось изменение продольного намагничения тела. Подобные изменения не должны иметь места, если только магнитные элементы не участвуют в вращении вектора, характеризующего интенсивность намагничения. Но даже и это возможное участие едва ли может быть мечено при той чувствительности приборов, которой мы в настоящее время располагаем.

Во всех этих опытах был получен нулевой эффект (§ 45).

§ 4. Гиромагнитное отношение

Важнейшими количественными характеристиками магнитных элементов являются их магнитный момент μ_0 , их вращающий момент M_0 и отношение второго к первому, называемое гиромагнитным или магнито-механическим отношением. Это отношение, обозначаемое буквой ρ , определяется уравнением.

$$\rho = \frac{M_0}{\mu_0} \quad (1)$$

Как мы увидим, величина ρ определена с большой точностью для целого ряда ферромагнитных и парамагнитных веществ. Она является важнейшей характеристикой всех гиромагнитных экспериментов.

§ 5. Гиромагнитные отношения для различных магнитных элементов

1. Электронная орбита (В. Вебер, Резерфорд, Бор). Допустим, что магнитный элемент состоит из одного электрона с массой m_0 и зарядом e , вращающегося по круговой орбите радиуса r с постоянной угловой скоростью ω (и секториальной скоростью $\alpha = \frac{1}{2} \omega r^2$) в круг значительно более тяжелого ядра с зарядом $-e$ ядро можно считать практически неподвижным. В этом случае имеем:

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 &= e\alpha, & M_0 &= m_0 \omega r^2 = 2m_0 \alpha \\ \text{и} & & \rho \left(\equiv \frac{M_0}{\mu_0} \right) &= \frac{2m_0}{e} = \rho_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Если орбита эллиптическая, а не круговая, то, как легко показать, эта величина определяет отношение среднего значения вращательного момента к среднему значению магнитного момента.

2. Вращающееся заряженное тело. Фойгт⁸ исследовал, как ведут себя в магнитном поле магнитные элементы, состоящие из однородных равномерно заряженных вращающихся тел. (Он не учел, что масса имеет электромагнитную природу, и считал, что плотность массы везде пропорциональна плотности заряда. Для любого элемента, как и для электронной орбиты, получается

$$\rho = \frac{2m_0}{e} = \rho_0.$$

3. Вращающийся электрон. М. Абрагам⁹ исследовал поведение в магнитном поле вращающегося сферического электрона, равномерно заряженного на поверхности либо по всему объему. Он вычислил моменты в предположении, что масса и момент имеют чисто электромагнитную природу.

Массы m_s и m_v для электрона, заряженного на поверхности или по объему, оказались равными

$$m_s = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a} \quad \text{и} \quad m_v = \frac{4}{5} \frac{e^2}{a}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, a — его радиус.

Для угловой скорости ω соответствующие моменты вращения таковы:

$$M_s = \frac{1}{3} m_s a^2 \omega \quad \text{и} \quad M_v = \frac{1}{7} m_v a^2 \omega, \quad (5)$$

а магнитные моменты выражаются соотношениями:

$$\mu_s = \frac{1}{3} e a^2 \omega \quad \text{и} \quad \mu_v = \frac{1}{5} e a^2 \omega. \quad (6)$$

Отсюда находим гиромагнитные отношения:

$$\rho_s = \frac{m_s}{e} \quad \text{и} \quad \rho_v = \frac{5}{7} \frac{m_v}{e} = \frac{6}{5} \frac{m_s}{e}. \quad (7)$$

Первое из них вдвое меньше, чем в случае электронной орбиты.

4. Ионы и атомы с электронными орбитами при учете спина электрона. Если фактор расщепления Ланде обозначить через g , то ион или атом, рассматриваемый как магнитный элемент, будет определяться гиромагнитным отношением

$$\rho = \frac{2m}{eg} = \frac{\rho_0}{g}. \quad (8)$$

Из этого выражения получаем:

$$g = \frac{2m}{e\rho} = \frac{\rho_0}{\rho}. \quad (9)$$

Следовательно, фактор расщепления численно равен обратной величине гиромагнитного отношения, выраженной в долях гиромагнитного отношения ρ_0 для электронной орбиты.

5. Сложные элементы. Сложные элементы, состоящие из ядер и электронов, рассмотрены у Ричардсона¹⁰ и др.¹¹.

В. Макроскопический магнит, как гироскоп. Эксперимент Максвелла

§ 6. Соотношение между магнитным моментом и скрытым вращающим моментом макроскопического магнита

Пусть магнит намагничен симметрично относительно его оси и все его магнитные элементы одинаковы. Если θ — наименьший угол между осью магнитного элемента и вектором интенсивности намагничения I , то имеем

$$I = \sum \mu_0 \cos \theta, \quad (10)$$

причем суммирование распространено на единицу объема. Внутренний (скрытый) вращающий момент на единицу объема равен

$$j = \sum M_0 \cos \vartheta = \rho \sum \mu_0 \cos \theta = \rho I. \quad (11)$$

Если I — средняя интенсивность намагничивания вдоль оси магнита, V — его объем, то IV определяет магнитный момент, а скрытый вращающий момент определится выражением $M = \rho IV$. Таким образом ρ может быть найдено по значениям M и IV .

§ 7. Эксперимент Максвелла (§ 3)

Теперь мы можем перейти к рассмотрению количественной теории первого гиромагнитного эксперимента — опыта Максвелла. Этот опыт был проделан с аппаратурой, несколько напоминающей гироскоп, изображенный на рис. 1. Волчок и несущая его рама

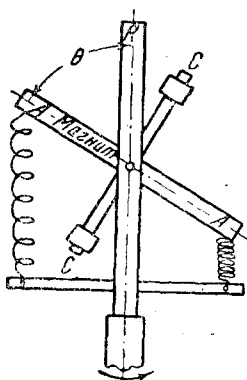


Рис. 2.

были заменены катушкой из проволоки, обтекаемой током, или электромагнитом, ось которого совпадала с осью A (рис. 1 и 2), а центр тяжести лежал на оси B . Подобное тело, если оно обладает внутренним вращающим моментом, должно вести себя, как гироскоп, рассмотренный в § 2. Однако центробежной силой нельзя пренебрегать, тем более, что для получения заметного гироскопического эффекта необходимы довольно значительные скорости относительно вертикальной оси. Влияние центробежной силы может быть уменьшено, если снабдить электромагнит добавочными грузами, расположенными по оси CC , нормальной к осям A и B , и правильно центрированными.

Пусть A, B, C обозначают моменты инерции системы относительно оси магнита, горизонтальной оси B и оси CC , нормальной к двум первым. Пусть θ — угол между осью A и вертикальным направлением (R на рис. 2, C на рис. 1), Ω — вынужденная угловая скорость относительно вертикальной оси, J — полный момент вращения системы, M — скрытый момент вращения, β — угол между моментом J и осью A .

Допустим, что под влиянием тяжей, создающих момент T в направлении возрастания угла θ , угловая скорость Ω и угол θ сохраняются неизменными. Момент J можно разложить на две взаимно перпендикулярных компоненты: одна из них — $J \cos(\theta - \beta)$, параллельная оси вынужденного вращения, остается постоянной. Другая — $J \sin(\theta - \beta)$, перпендикулярна первой, изменяется с постоянной скоростью

$$T = \Omega J \sin(\theta - \beta). \quad (12)$$

Но

$$J \cos \beta = A \Omega \cos \theta + M \quad \text{и} \quad J \sin \beta = C \Omega \sin \theta, \quad (13)$$

следовательно,

$$T = (A - C) \Omega^2 \sin \theta \cos \theta + M \Omega \sin \theta. \quad (14)$$

Если C несколько больше, чем A , то момент T , необходимый для поддержания постоянства движения, может обратиться в нуль, и движение будет устойчивым даже при удалении тяжей при соблюдении условия

$$\cos \theta = \frac{M}{(C - A) \Omega}. \quad (15)$$

При помощи двух подвижных (на винте) грузов, могущих перемещаться по оси C , можно точно подобрать соотношение между A и C (ось B является главной осью системы) и сделать прибор весьма чувствительным. Учитывая возмущения, вносимые земным магнитным полем, можно ожидать, что результаты опыта будут довольно грубы. Опыт показал, однако, что никаких изменений в значении угла θ при изменении M и Ω не удалось заметить даже в тех случаях, когда в катушку вводился железный сердечник.

Максвелл пришел к выводу, что если магнит или катушка, обтекаемая током, и содержит вещество в скрытом движении, то момент вращения, созданный этим движением, должен быть очень мал по сравнению с величинами, доступными измерению.

Вычисляя M , как произведение из постоянной p , определяемой из других гиромангнитных опытов на магнитный момент магнита, и учитывая тот факт, что уравнение (14) справедливо лишь в том случае, когда горизонтальная ось вращения переходит в точности через центр тяжести магнита, де-Гааз и де-Гааз — Лоренц¹² показали, что изменения θ едва ли могут быть наблюдаемы даже в наиболее благоприятных условиях современного эксперимента.

Если бы удалось сделать разность $(A - C)$ весьма малой и угол θ — близким к 90° , то величину M можно было бы определить из уравнения (14).

С. НАМАГНИЧЕНИЕ ПРИ ВРАЩЕНИИ (ЭФФЕКТ БАРНЕТТА)

§ 8. Теория намагничения при вращении (§ 3)

Допустим, что магнитный элемент образован симметричной электрической системой, вращающейся с угловой скоростью ω , имеющей магнитный момент μ_0 и вращающий момент $M_0 = p\mu_0$; вращение происходит вокруг оси симметрии; все вращающиеся заряды имеют один и тот же знак¹³. Векторы M_0 и μ_0 либо совпадают по направлению, либо взаимно противоположны, в зависимости от того, положительны или отрицательны вращающиеся заряды.

Пусть A — момент инерции магнитного элемента относительно

его оси вращения, $B = C$ — средний момент инерции относительно любой центральной оси, нормальной к оси симметрии.

Пусть теперь тело, составной частью которого являются подобные элементы, приводится во вращение относительно оси C с угловой скоростью Ω . Тогда элемент, подобно волчку гироскопа, стремится занять такое положение, при котором ось его вращения совпадает с осью вынужденного вращения; но влияние остальных частей тела, создающих некоторый добавочный момент T , будет препятствовать этому повороту более или менее значительно. Через небольшой промежуток времени создастся устойчивое состояние, при котором ось магнитного элемента будет непрерывно описывать конус, образуя постоянный угол θ с линией, проходящей через центр элемента параллельно оси вынужденного вращения C . При достижении этого состояния T будет определяться уравнением (14), которое может быть написано в таком виде

$$T = [M_0\Omega + (A - C)\Omega^2 \cos \theta] \sin \theta. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь то же самое тело, но вместо приведения его в вынужденное вращение поместим его в однородное магнитное поле напряженности H , направленное по прежней оси вращения. Рассмотрим снова магнитный элемент, магнитная ось которого под действием поля становится в положение, в котором она образует с полем H угол θ . Под действием поля элемент стремится ориентироваться так, чтобы его ось совпала с H , но этому препятствуют остальные части тела, создающие добавочный момент T' .

Этот момент определяется уравнением

$$T' = \mu_0 H \sin \theta. \quad (17)$$

Найдем теперь такую напряженность поля, которая оказывает на ориентацию магнитных элементов такое же влияние, как и вращение тела с угловой скоростью Ω . Для этого нужно приравнять T и T' . Находим

$$\mu_0 H \sin \theta = [M_0\Omega + (A - C)\Omega^2 \cos \theta] \sin \theta \quad (18)$$

или

$$H = \frac{M_0\Omega}{\mu_0} \left[1 + \frac{(A - C)\Omega}{A\omega \cos \theta} \right]. \quad (19)$$

Практически достижимые значения Ω настолько малы по сравнению с возможными значениями ω , что последним членом можно пренебречь. Итак, для любого магнитного элемента, независимо его ориентировки, получаем с достаточной точностью следующую величину.

$$H = \frac{M_0\Omega}{\mu_0} = p\Omega = 2\pi p\nu = \lambda\nu, \quad (20)$$

где ν — частота вынужденного вращения (оборотов в секунду)

а $\lambda = 2\pi r$ — величина, которая в 1914 г. была названа „внутренней магнитной напряженностью вращения“.

Из изложенного выше следует, что если все магнитные элементы тела одинаковы, то вращение тела с частотой ν создает такое же намагничение, какое получается при внесении тела в магнитное поле напряженности $2\pi r\nu = \lambda\nu$ эрстед.

Очевидно, что под действием направляющего поля магнитный элемент будет равномерно прецессировать.

Если обозначить через $\delta H (= -H)$ изменение напряженности поля, действующее на элемент при его прецессировании, то из уравнения (8—4) получается

$$\nu = \frac{H}{2\pi r} = -\frac{\delta H}{2\pi r}, \quad (21)$$

что совпадает с классическим изменением частоты в эффекте Зеемана, возникающем в поле напряженности δH , коль скоро $r = r_0$. Итак, под действием возмущающего поля δH элемент совершает Ларморовскую процессию с частотой ν , соответствующей частоте вращения тела.

Если в теле имеются магнитные элементы двух родов, положительные и отрицательные, характеризуемые постоянными ρ_1 и ρ_2 , то вращение тела производит такой же эффект, как воздействие поля $H_1 = \rho_1\Omega$ на положительные и поля $H_2 = \rho_2\Omega$ на отрицательные элементы.

Если влияние отрицательных элементов более сильно, то влияние вращения будет создавать дополнительное намагничение в направлении H_2 , но величина его будет меньше, чем $\rho_2\Omega$; последнее значение получилось бы при наличии в теле только отрицательных элементов. В очень слабых полях все магнитные тела приобретают магнитные моменты, пропорциональные напряженности приложенного поля. Подобно этому, так как значения $\rho\Omega$ даже при максимальных возможных скоростях эквивалентны очень малым значениям H , эти тела при вращении должны намагничиваться пропорционально скорости вращения.

Если, однако, экспериментировать с ферромагнитным веществом, находящимся не в размагниченном или близком к этому состоянию, но в состоянии, соответствующем более крутому участку кривой намагничения, то даже незначительное изменение напряженности поля или использование малых скоростей может оказаться достаточным для создания значительных, совершенно несомненных изменений намагничения.

§ 9. Эксперименты с намагничением при вращении

Были использованы два типа экспериментов, существенно отличающихся друг от друга. Первый успешный эксперимент был выполнен в 1914 г. (и повторен в 1915 г.); при этом был использован большой железный стержень около 1 м в длину и 7 см

в диаметре. Метод базировался на явлении электромагнитной индукции¹⁴. Второй метод, в котором применялись значительно меньшие стержни из железа, кобальта или никеля, является магнитометрическим¹⁵.

В обоих методах стержни закреплялись на их горизонтальной оси и помещались в пространстве, где земное поле было нейтрализовано специальными приспособлениями. Цель нейтрализации влияния земного поля заключается в уничтожении возможности образования вихревых токов во вращающемся стержне. Учитывая симметрию, можно ожидать, правда, что влияние этих токов будет весьма мало в методе, исследующем явление электромагнитной индукции. И действительно, первый успешный эксперимент, осуществленный в первой половине 1914 г., был выполнен в земном поле. В опытах же, относящихся ко второй половине 1914 и к 1915 г., а также в позднейших работах, влияние земного магнитного поля, как правило, нейтрализовалось.

§ 10. Эксперименты по методу электромагнитной индукции

При работе по методу электромагнитной индукции „внутренняя магнитная напряженность вращения“, равная $2\pi r\omega$, определялась путем сравнения изменения магнитного потока, пронизывающего стержень, возникающего при вращении стержня вокруг его оси с известной (измеряемой при опыте) скоростью, с изменением, обусловленным созданием добавочного однородного магнитного поля известной напряженности, направленного параллельно оси стержня. Изменения потока пропорциональны малым интенсивностям. Эти изменения определялись баллистически при помощи флюксметра, причем катушка, окружавшая стержень, включалась в цепь флюксметра. Если D — отклонение флюксметра при изменении направления вращения стержня (частота вращения ω), а D_0 — отклонение его при изменении направления магнитного поля известной интенсивности H_0 , то получаем:

$$\frac{2\pi r\omega}{H_0} = \frac{D}{D_0} \quad \text{или} \quad \rho = \frac{D}{D_0} \frac{H_0}{2\pi r\omega}. \quad (22)$$

При экспериментировании были использованы два совершенно одинаковых стержня, расположенные параллельно; их центральные части охватывались одинаковыми, симметрично расположенными катушками, как показано на рис. 3. Катушки включались последовательно друг с другом и с флюксметром, причем направление витков их было взаимно противоположно, так что любые колебания напряженности земного магнитного поля, одинаково влияющие на оба стержня, не могли создать отклонения стрелки флюксметра. Один из стержней — компенсатор A — был неподвижен, другой же — ротор B — попеременно вращался в противоположных направлениях; изменения его намагничивания определялись в момент остановки

стержня. В градуировочных экспериментах стержни *A* и *B* были равномерно обмотаны изолированной медной проволокой; кроме того, для создания строго однородного поля к концам ротора присоединялись два деревянных стержня того же диаметра, снабженные такой же обмоткой. Земное поле в пространстве, занятом ротором, нейтрализовалось, чтобы устранить возникновение вихревых токов и возможные изменения аксиального потока, обусловленные изменением формы или положения стержня, а также незначительными колебаниями оси стержня при его вращении. В последующих экспериментах стержень вращался с одинаковой скоростью в противоположных направлениях для исключения влияния изменений намагничивания, обусловленных расширением под влиянием центробежной силы и другими искажающими причинами, включая также нагревание опор стержня. Эксперименты производились также при повороте оси стержня на 180° , что позволило исключить влияние возможного магнитного эффекта закручивания стержня, приводившегося в движение с одного конца.

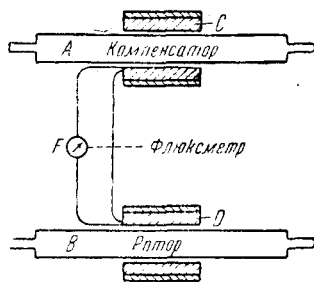


Рис. 3.

§ 11. Результаты экспериментов по методу электромагнитной индукции

Тщательное соблюдение симметрии всей аппаратуры и предосторожности, принятые для устранения возможных ошибок, позволили довести точность измерений до 12% . Было найдено, что намагничивание пропорционально скорости вращения, как того требует теория. Что касается знака вращающихся электрических зарядов, то во всех случаях было обнаружено, что при вращении железо намагничивается противоположно тому направлению, в котором оно должно было бы намагнититься, если бы намагничивающий ток протекал в направлении вращения; отсюда следует, как указывалось выше, что вращающиеся амперовы заряды отрицательны.

Численные результаты опытов 1914 г. дали для гиромангнитного отношения значение $1,01 \frac{m}{e}$. Более точные опыты 1915 г., проведенные по той же методике с некоторыми усовершенствованиями, дали величину $0,95 \frac{m}{e}$. Учитывая ошибки опыта, можно заключить, что оба результата соответствуют лишь половине значения $2 \frac{m}{e}$, требуемого теорией, исходящей из представления об электронной орбите, как магнитном элементе. При вычислениях было принято, что $\frac{e}{m} = 1,757 \cdot 10^7$ CGSM.

Эти исследования дали непосредственное (и первое по времени) доказательство действительного существования токов, бывших до того времени гипотетическими. Было доказано, что эти токи создаются отрицательными зарядами, обладающими массой и инерцией. Кроме того, был найден совершенно новый метод намагничивания тел.

Однако намагничивание, получающееся даже при наиболее быстрых вращениях, весьма незначительно. Так, как показывает подстановка приведенного выше значения в соответствующее уравнение, вращение тела с частотой 100 Hz эквивалентно помещению его в магнитное поле, составляющее всего лишь стотысячные доли земного магнитного поля.

§ 12. Гиромагнитная аномалия и природа магнитного элемента

Одним из важнейших результатов этих опытов явилось получение численного значения гиромагнитного отношения, которое, как было выяснено, составляет лишь половину значения, вычисляемого в предположении, что электрон вращается по орбите. Это расхождение теории с опытом получило название гиромагнитной (или магнито-механической) аномалии. Этот результат показывает (с большой вероятностью), будучи сопоставлен с данными § 5, что магнитный элемент в железе создается лоренцовским электроном благодаря его вращению вокруг своего диаметра, а не благодаря движению его по орбите.

Более точные результаты, полученные автором вместе с Л. Барнеттом в более позднее время, показали, что орбиты также до известной степени участвуют в образовании магнитного элемента, так что гиромагнитное отношение для ферромагнитных веществ получается несколько большим, чем $\frac{m}{e}$ (см. ниже § 22, 23, 41).

§ 13. Эксперименты по магнетометрическому методу. Устройство аппаратуры

Более поздние эксперименты, выполненные по магнетометрическому методу, впервые были опубликованы в 1917 г.; они относились, главным образом, к железу, кобальту и никелю; более обширная и точная серия измерений была выполнена в 1923—1924 г.

В магнетометрическом методе астатический магнетометр был расположен таким образом, что центр его нижней магнитной системы находился на оси или в экваториальной плоскости стержня, подлежащего исследованию. Отклонения магнетометра, возникающие при изменении направления вращения ротора, скорость которого была известна, сравнивались с отклонениями, получавшимися при изменении направления известного магнитного поля, параллельного оси ротора. Отклонения эти в обоих случаях пропорциональны изменению магнитных моментов, которые в свою очередь пропор-

циональны внутренней напряженности при вращении или заранее проградуированной напряженности поля. Очевидно, уравнение (10-1) приложимо к этому случаю.

Исключение возможных ошибок в магнетометрическом методе более затруднительно, чем в предыдущем, но он имеет то значительное преимущество, что его чувствительность значительно больше и он не нуждается в таких больших исследуемых образцах, как предыдущий.

На рис. 4 изображена схема расположения частей прибора. Легкий вертикальный алюминиевый стержень *I* несет две системы очень маленьких горизонтальных магнитов *F* и *J*, образующих точно отрегулированную астатическую систему. Стержень *I* вместе с магнитами подвешен на тонкой нити *B* из плавленного кварца к закручивающейся головке *A*. Далее, на стержне имеется демпфирующее металлическое крылышко *D*, расположенное между двумя параллельными пластинками, не показанными на рисунке, и маленькое зеркальце *E*, позволяющее измерять отклонения магнетометра по обычному методу трубы и шкалы. Для устранения влияния воздушных токов вся подвесная система заключена в металлический кожух, снабженный стеклянными окошками и обернутый ватой или другим теплоизолирующим материалом. В кожухе находится небольшое количество радиоактивной соли, препятствующее электризации движущихся частей.

H представляет два маленьких контрольных магнита, создающих поле, направленное либо параллельно, либо перпендикулярно оси верхних магнитов астатической системы. Эти магниты позволяют регулировать нулевую точку системы и изменять чувствительность прибора независимо друг от друга¹⁶. В каждой части рис. 4 виден только один из двух взаимно перпендикулярных магнитов. Без этой регулировочной системы, примененной для настоящей работы и других точных исследований, либо без эквивалентной системы катушек, обтекаемых электрическим током, надежные измерения были бы почти или даже совершенно невозможны.

Исследуемый стержень — ротор — располагался так, что его ось была направлена с востока на запад; он помещался около нижней магнитной системы магнетометра. Совершенно подобный ему стержень *C* — компенсатор — располагался в параллельной горизонтальной плоскости, по возможности на таком же расстоянии у противоположного полюса верхней магнитной системы, но немного

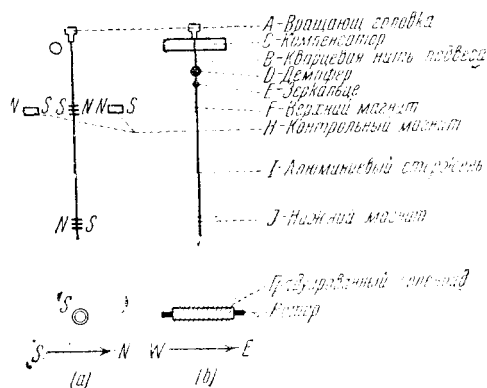


Рис. 4.

севернее или южнее. Путем незначительных перемещений этого компенсатора можно было легко скомпенсировать влияния на ротор и на магнитометр непрерывных колебаний напряженности земного поля. Описанное устройство позволяло избежать целого ряда случайных ошибок измерения. Однако, несмотря на все эти предосторожности, наиболее ответственные измерения производились поздно

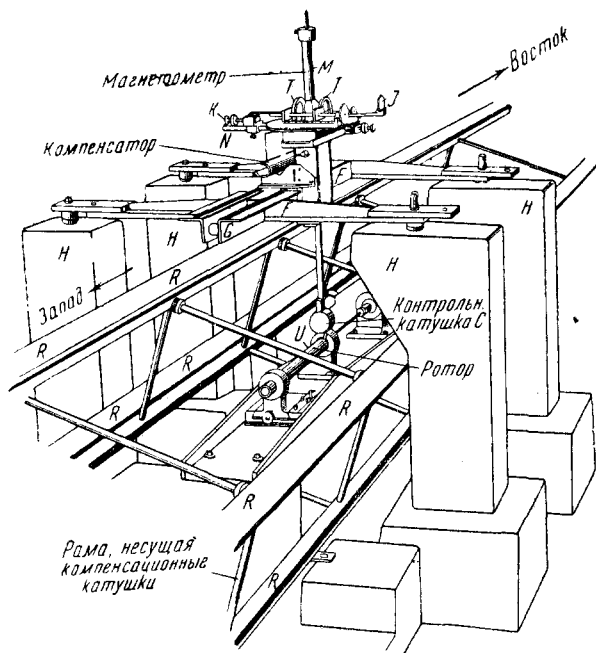


Рис. 5.

ночью (то же относится к экспериментам по методу электромагнитной индукции), когда возмущающее влияние солнца на земное магнитное поле значительно меньше, чем в дневное время; обычно измерения производились после двух часов по полуночи, когда помехи от магнитных полей, создаваемых трамваями, были минимальны (по счастливой случайности наиболее ответственная часть работы производилась во время минимума солнечных пятен). При градуировке прибора применялись маленькая катушка Гельмгольца (располагавшаяся у нижних магнитов в начальной стадии работы и у верхних — при позднейших измерениях) и соленоид S , надевавшийся на ротор.

На рис. 5 дано схематическое изображение всей установки (не вполне соответствующее окончательному виду).

На раме RR находятся катушки, нейтрализующие большую часть земного магнитного поля. Катушки TT , установленные у верхних магнитов и обтекаемые тем же током, что и катушки рамы RR ,

обеспечивают почти полную независимость нулевой точки и чувствительности магнетометра от силы тока. Ротор вместе с его опорами указан буквой U .

При измерениях нижние магниты магнетометра устанавливались либо на оси ротора (осевое положение), либо же вблизи экваториальной плоскости, проходящей через центр ротора (экваториальное положение). В последних работах магниты всегда располагались в вертикальной плоскости, перпендикулярной оси ротора. Расположение их для обоих положений изображено на рис. 6 (B и A).

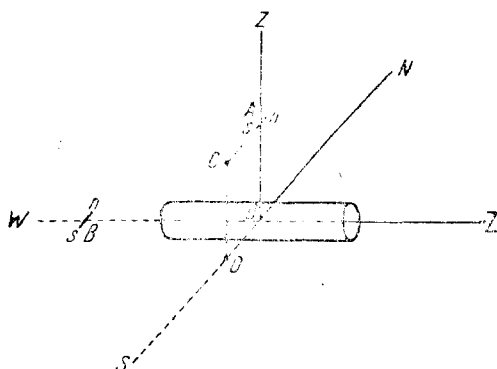


Рис. 6.

Все измерения по методу магнетометра, кроме самых ранних, производились в небольшом помещении, построенном из немагнитных материалов, в котором земное магнитное поле было почти в точности однородным.

§ 14. Процесс градуировки. Медленные вращения

Метод градуировки в основном сводился к трем процессам (1) (2) и (3), для которых требовались три соответственные стандартные катушки.

При процессе (3) для удобства и точности было необходимо, чтобы ротор находился в равномерном вращении, что позволяло наблюдать средний эффект. Если земное магнитное поле в точности скомпенсировано, эта необходимость обуславливается тем, что поле вокруг магнитов магнетометра, созданное остаточным намагничиванием ротора, зависит от положения ротора как по величине, так и по направлению. Если же земное поле не скомпенсировано полностью, то возникает добавочное влияние на магнетометр, обусловленное тем, что магнитная восприимчивость ротора не вполне симметрична относительно его оси.

В процессах (2) и (1), когда исследовалось лишь отношение чувствительностей, при медленных вращениях, требуется учитывать

лишь недостатки ротора в отношении осевой симметрии. Даже при несимметричном роторе в процессе (1) не получается заметной ошибки, а в процессе (2) — лишь малая ошибка.

При всех почти описываемых здесь экспериментах ротор (в процессах 2 и 3) вращался равномерно и медленно, но все же со скоростью, достаточной для получения отчетливых отклонений зеркала магнетометра. В некоторых частных случаях градуировка производилась при скоростях, соответствующих скоростям основных экспериментов.

§ 15. Градуировка

(А). Процесс 3. Абсолютная чувствительность магнетометра. В процессе 3 определялась чувствительность самого магнетометра, почти независимо от особенностей ротора и компенсатора; для этой цели изменялось направление небольшого тока известной величины I в маленькой третичной стандартной катушке C , установленной у верхних или нижних магнитов; перемещением контрольного магнита устанавливалась желаемая чувствительность, т. е. подходящее отклонение c магнетометра. Эта величина представляет абсолютную чувствительность магнетометра. В этом процессе, как и в процессах (1) и (2), наблюдения производились в строго определенное время, переключения тока производились через равные интервалы.

(В). Процесс 2. В этом процессе определялось отношение чувствительности ротора к абсолютной чувствительности. Вторичный стандартный соленоид B (S на рис. 4) надевался на ротор и удерживался в коаксиальном положении соответствующей подставкой. Через соленоид пропускался такой же ток, как через катушку C в процессе 3, и определялось отклонение магнетометра при изменении направления этого тока. Эта величина определяет чувствительность ротора b .

Отношение $Q = \frac{b}{c}$ определялось для данного ротора при данном положении системы магнетометра. При точных измерениях, особенно в тех случаях, когда катушки C находились у верхних магнитов, необходимо, чтобы земное поле было скомпенсировано, как в основном эксперименте, потому что Q зависит от отношения моментов обеих магнитных систем магнетометра, а это отношение различно при наличии компенсации и без нее; различие достигает $\frac{1}{3}\%$.

(С). Процесс 1. Приведение к однородному полю. Если бы градуировочный соленоид B (вторичная стандартная катушка), который лишь незначительно длиннее стержня, имел бесконечно большую длину, то в экваториальном положении магнетометра не должно было бы наблюдаться никакого эффекта; при этом ротор находился бы в идеальном однородном аксиальном поле, подобном полю, возникающему в нем при вращении. Необхо-

димость укорочения соленоида B , связанная с требованием возможности установки магнетометра в аксиальном положении, заставляет производить еще один градуировочный процесс (1), при котором для каждого ротора и каждого положения магнетометра определяется величина чувствительности ротора a , которая получилась бы при бесконечно длинном соленоиде и нулевом влиянии на магнетометр в экваториальном положении. Это достигается при помощи первого стандартного соленоида A , совершенно подобного соленоиду B , но значительно более длинного. Отношение $\frac{b-a}{b}$ в дальнейшем обозначается буквой K . Для роторов, использованных в основной части работы, K колеблется от 0,0% (пермаллой) до 5,1% (Fe—Ni-сплав Гопкинсона).

§ 16. Замечания о наблюдениях при основных экспериментах

В целях уменьшения случайных ошибок, обусловленных флуктуациями земного поля и другими причинами, конечно, необходимо было в основных измерениях сделать большое число отсчетов, производя их в определенные моменты времени, через равные интервалы, как при выполнении процессов (1), (2) и (3). Для исключения различных систематических ошибок (§ 19, 20) необходимо было вращать ротор с постоянной скоростью попеременно в противоположных направлениях. В последней части работы наблюдения производились сериями по 12 наблюдений с интервалами в 30 сек. Полученные результаты обрабатывались обычным способом.

§ 17. Основное уравнение для экспериментального определения величин λ и ρ

Пусть $\lambda\nu = 2\pi\rho\nu$ представляет внутреннюю напряженность магнитного поля при вращении ротора с частотой ν Hz. Пусть d — отклонение магнетометра, получающееся при перемене направления вращения. Далее, пусть H_0 — напряженность однородного магнитного поля, которая была бы создана в пространстве, занятом ротором, при протекании по соленоиду B , имеющему бесконечно большую длину, тока I ; пусть a — отклонение магнетометра, получаемое при изменении направления тока в этом случае, b — отклонение, получающееся при изменении направления тока I в фактически имеющемся соленоиде B , коаксиально надетом на ротор. Тогда из уравнения (22) и § 15 получаем:

$$\frac{\lambda\nu}{H_0} = \frac{d}{a} = \frac{d}{b(1-K)} \quad (23)$$

или

$$\lambda (= 2\pi\rho) = \frac{dH_0}{b(1-K)\nu} \text{ гаусс/об. в сек.} \quad (24)$$

H_0 определяется произведением $4\pi nI$, где I — сила тока,

n — число витков соленоида на единицу длины, b — определяется по чувствительности магнетометра C и отношению $Q = \frac{b}{c}$. Частота ν определяется по частоте N вращения мотора и уравнению $\nu = gN$, где g — передаточное число с вала мотора на ось ротора. Поэтому получаем:

$$\rho \left(= \frac{\lambda}{2\pi} \right) = \frac{2nId}{Qc(1-K)GN} \text{ гаусс/радиан. в сек.} \quad (25)$$

или

$$\frac{\rho}{m} = \frac{2nId}{Qc(1-K)GN} \frac{e}{m}. \quad (26)$$

Результаты, полученные этим методом, находятся в хорошем согласии с результатами, вычисленными по стандартным наблюдениям при помощи уравнения (26), см. табл. 2.

§ 18. Уравнение для определения ρ по сравнению со значением ρ_s для стандартного ротора s

Для проверки результатов, полученных при помощи уравнения (26), был использован также следующий метод:

1. Определялось значение ρ_s по непосредственным наблюдениям со стандартным ротором (сталь III).

2. По четырем (в немногих случаях — трем) отдельным согласованным сериям наблюдений определялась величина $R = \frac{Q_s^2}{Q}$, т. е. отношение значения Q для каждого исследуемого ротора к значению Q_s , полученного для ротора сталь III.

3. Значение ρ для каждого исследуемого ротора определялось из уравнения

$$\rho = \frac{\rho_s Q_s}{Q} = \frac{\rho_s}{R}. \quad (27)$$

§ 19. Систематические ошибки. Ошибки класса А (независящие от намагничения ротора)

В процессе работы необходимо было исследовать и исключить целый ряд источников систематических ошибок. Помимо ошибок в эталонах, которые были настолько малы, что с ними можно было не считаться, все важнейшие систематические ошибки, подлежащие исследованию и устранению, могли быть разделены на два класса, а именно: класс А — ошибки, независимые от намагничения ротора, и класс В — ошибки, зависящие от намагничения ротора. Рассмотрим вкратце главнейшие из этих ошибок, начиная с ошибок класса А.

1. Вихревые токи в роторе, обусловленные неполной компенсацией однородной (a) или неоднород-

ной (b) части магнитного поля. Эти ошибки не учитывались при работе по методу электромагнитной индукции, поскольку аппаратура была весьма симметрична, а точность наблюдений — относительно невелика. При работе с магнетометром эти ошибки были более важны, и изучение и устранение их потребовало большой затраты труда и времени. Влияние вихревых токов удалось свести к ничтожно малой величине путем возможно точной регулировки силы постоянного тока в катушке, нейтрализующей земное поле, путем установки магнитов магнетометра в такое положение, при котором влияние, оказываемое на них вихревыми токами, было бы минимальным, путем использования магнитов и катушек с весьма малым моментом и, наконец, путем создания достаточного расстояния между ротором и компенсатором (с малым моментом) и ротором и контрольными магнитами. Учитывая существование постоянных флуктуаций земного магнитного поля, для обеспечения установки надлежащей силы тока в катушках, компенсирующих поле, пришлось произвести громадное количество контрольных измерений и установить три вариометра для измерения изменений земного поля в направлении север — юг, восток — запад, а также его вертикальной компоненты. Влияние остаточного поля было сделано ничтожно (или весьма) малым, что контролировалось специальными опытами, главным образом, при помощи вращения медного стержня.

2. Электрические токи, обусловленные тепловым эффектом в опорах. Заметный эффект наблюдался лишь при медном роторе. В последней части работы он был устранен путем достаточного удаления всех нагревавшихся опор от магнетометра.

3. Электрические токи, обусловленные тепловым эффектом, создающимся при движении воздуха около станины прибора во время вращения ротора. Этот эффект не наблюдался, но в последней части работы возможное влияние его устранялось экранировкой ротора от станины при помощи картонной трубы, надевавшейся коаксиально ротору.

4. Вихревые токи и другие электрические и магнитные явления в роторе и прочей аппаратуре. В окончательной части работы это явление было сделано несущественным путем тщательной нейтрализации магнитного поля в пространстве, где находились движущиеся части, путем использования бесколлекторного мотора переменного тока и выбора достаточно большого расстояния до магнетометра.

5. Тепловое влияние на магнетометр, обусловленное токами воздуха, обтекающими магнетометр при вращении мотора. Этот эффект, существование которого предполагалось с самого начала опытов, мог быть значителен, причем он проявлялся на экваториальном положении значительно более сильно, чем в аксиальном. Тщательное обертывание большей части ящика магнетометра ватой и бумагой (последняя требовалась по другим соображениям) позволило устранить этот эффект даже в случае отсутствия картонной трубы, упоминавшейся выше.

6. Вибрации кожуха магнетометра, различно влияющие на подвесную систему для двух различных направлений вращения. Было сделано все возможное для максимального ослабления колебаний, ротор был по возможности сбалансирован, то же было сделано со всеми движущимися частями, станина ротора, его мотор и коробка скоростей были тщательно закреплены, мотор и передача от него к ротору были удалены от магнетометра. Подставка магнетометра была сделана по возможности массивной. Даже без последней предосторожности были получены условия, при которых при хорошо размагниченном роторе влияние вибраций не проявлялось, за исключением некоторых отдельных случаев, когда случайно ослаблялись крепления мотора.

§ 20. Ошибки класса В (зависящие от намагничения ротора)

Можно указать следующие источники ошибок, зависящие от намагничения ротора (если бы была возможность полностью размагнитить его, эти ошибки были бы устранены).

1. Закручивание ротора, который приводился в движение с одного конца, в то время как другой конец с трением двигался в опоре. Эффектом закручивания можно было пренебречь при работе по методу электромагнитной индукции, когда применялся большой стальной стержень, но он часто проявлялся при магнетометрическом методе, точность которого была значительно выше.

Эти ошибки были двух типов, в зависимости от того, имелось ли остаточное или наведенное намагничение. Первые исчезали при уничтожении остаточного намагничения, вторые — при уничтожении магнитного поля. При очень малых кручениях первые пропорциональны крутящему моменту и меняли знак при изменении направления вращения. Вторые ошибки пропорциональны квадрату момента и не зависят от направления вращения; влияние их в этой работе не было замечено. Если обе шейки вала и оба подшипника совершенно одинаковы, ротор сбалансирован и его намагничение постоянно и если трение шейки вала не зависит от направления вращения, то первый эффект может быть исключен, если произвести измерения сначала при одном направлении магнитной оси стержня, а затем при повороте его на 180° путем перекалывания ротора в его опорах. Много труда ушло на изготовление по возможности одинаковых шеек вала и подшипников; в последних работах диаметр шейки вала был равен $\frac{1}{8}$ или $\frac{3}{16}$ дюйма, а подшипники были изготовлены из агата. Они смазывались маслом, употреблявшимся для смазки часов. Так как трение шейки вала почти не зависело от скорости, то окончательная ошибка была при больших скоростях значительно меньше, чем при малых.

2. Тепловой эффект ротора, обусловленный трением шеек вала. Этот эффект вносил систематическую ошибку,

так как величина нагревания менялась с изменением направления вращения. При выполнении условий, указанных в пункте 1, ошибка, обусловленная нагреванием, подобно ошибке от закручивания ротора, исключалась при переключении ротора в его опорах. Она была по возможности уменьшена выполнением условий, указанных в пункте 1, и отделением шеек вала от магнитной части ротора прокладками из материала, обладавшего хорошими теплоизолирующими свойствами.

3. Тепловой эффект воздуха, увлекаемого ротором. Эта ошибка может быть создана благодаря токам воздуха, создающимся при движении ротора. Вследствие неполной симметрии возможно различное нагревание ротора при различных направлениях его вращения. Это влияние уменьшалось путем использования коаксиальной ротору картонной трубы, описанной в § 19. Ошибка исключалась при переворачивании ротора.

4. Ошибка от центробежного расширения ротора и других деформаций (кроме закручивания), создающихся при вращении. Эти ошибки исключались при наблюдениях при неизменной скорости и противоположных направлениях вращения. Если наблюдалась систематическая разница при перемене направления вращения, то ошибка, обусловленная остаточным намагничиванием, могла быть исключена переворачиванием ротора. Но, если ошибка вызывалась аксиальным индуцированным намагничиванием, то ее нельзя исключить подобным способом. Однако было показано, что даже при создании намагничивания, значительно превосходящего то намагничение, которое могло бы встретиться при экспериментах, никакого влияния на магнетометр не наблюдается.

5. Ошибка от осевого смещения ротора. При вращении ротора всегда происходит некоторое осевое смещение его; если это смещение зависит от направления вращения ротора, то оно может внести систематическую ошибку. Это может произойти по трем причинам: 1) вихревые токи, обусловленные существованием остаточного поля, окажут на магнетометр различное влияние в зависимости от направления вращения; 2) влияние, оказываемое на магнетометр остаточным намагничиванием ротора, будет различно для разных направлений вращения; 3) если остаточное аксиальное поле имеет градиент, то индукция в роторе, а также и влияние, оказываемое ею на магнетометр, будет зависеть от направления вращения. Все эти эффекты в описываемых измерениях были устранены. Влияние эффекта 2, если он проявлялся, устранялось переворачиванием ротора.

6. Ошибка, обусловленная изменениями азимута ротора. Если угол (очень малый) между нормалью к оси ротора и компонентой Δx нескомпенсированного магнитного поля, расположенной в магнитном меридиане (практически перпендикулярной оси ротора), изменялся при перемене направления вращения на величину $\Delta\alpha$, то влияние этого было эквивалентно изменению интенсивности аксиального поля в роторе на величину $f = \frac{1}{2}\Delta\alpha\Delta x$; но

средние результаты для всех скоростей хорошо совпадают друг с другом.

Как указывалось выше, теория требует, чтобы для каждого ро-

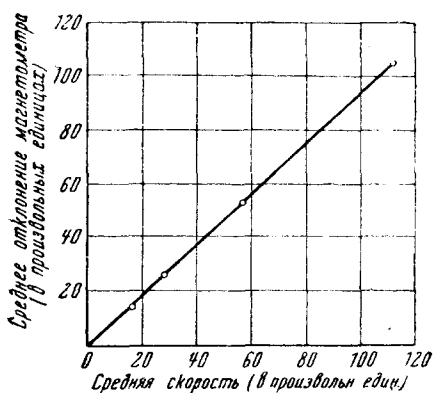


Рис. 11.

тора отклонение магнетометра было пропорционально скорости. На рис. 11 изображена полученная на опыте зависимость между скоростью и приведенным отклонением магнетометра по данным серии В. Приведенным отклонением (для каждого ротора) называется действительное отклонение, приведенное к постоянной чувствительности магнетометра, разделенное на изменение момента, получающееся при постоянной малой напряженности магнитного поля.

Полученная зависимость является точно линейной.

§ 23. Результаты для отдельных роторов из серии В. Окончательное среднее значение

В табл. 2 приводятся данные наблюдений при максимальной скорости, которая, как указывалось, наиболее благоприятна для измерений; результаты для меньших скоростей мало отличаются от приведенных результатов. Значения $\rho \frac{e}{m}$ в третьем столбце вычислены непосредственно из наблюдений серии В по формуле (26). Значения, помещенные в четвертом столбце, были вычислены по способу, изложенному в § 18, при помощи формулы (27), причем значение $\rho \frac{e}{m}$ для материала сталь III, полученное в серии В при передаточном числе $\frac{2}{1}$, было принято за стандартное. В пятом столбце приводится среднее из этих двух значений.

Расхождения между данными третьего и четвертого столбцов не имеют систематического характера; среднее из чисел четвертого столбца превышает среднее из чисел третьего столбца лишь на 0,002; средняя разность без учета знака составляла $\pm 0,015$.

Здесь может возникнуть небольшое сомнение в надежности средних значений, приводимых в табл. 1, хорошо согласующихся для двух серий наблюдений при двух различных скоростях. Однако было бы неосмотрительно заключить из данных табл. 2, что значения ρ для различных материалов существенно отличаются друг от друга, так как расхождения в значениях ρ для различных роторов из одного и того же материала приблизительно соответствуют

Таблица 2

 $\rho \frac{e}{m}$ для различных роторовСерия В. Скорость 61 об/сек, $\frac{e}{m} = 1,757 \cdot 10^7$ CGSM

Ротор	Номер ряда наблюдений	$\rho \frac{e}{m}$	$\rho_Q \frac{e}{m}$	Среднее из столбцов 3 и 4
Электролит. железо II . . .	18	1,067	1,092	1,080
Железо Армко	10	1,026	1,022	1,024
Норвежское железо	6	1,032	1,052	1,042
Сталь III	15	1,050	(1,050)	(1,050)
IV	21	1,054	1,049	1,052
I	9	1,049	1,044	1,046
Никель I	9	1,049	1,020	1,034
III	10	1,014	1,003	1,008
Кобальт II	13	1,073	1,109	1,091
Гейслер. сплав I	10	1,012	1,031	1,022
Пермаллой	16	1,057	1,036	1,046
Железо-никель	10	1,015	1,016	1,016
Железо-кобальт	6	1,071	1,060	1,066
Кобальт-никель	4	1,070	1,077	1,074

расхождению, получаемым при исследовании роторов различных материалов. Тем не менее средние значения и ряд частных значений хорошо совпадают с результатами, полученными автором при изучении обратного эффекта (табл. 4), что с очевидностью указывает на существование различий в значениях ρ для некоторых материалов.

Весьма вероятно, что среднее значение $\rho \frac{e}{m}$, полученное в серии В при максимальной скорости, равно 1,051, причем ошибка в его определении не превосходит 2%.

Д. Вращение при намагничении (эффект Эйнштейна-де-Глааза)

§ 24. Вращение при намагничении. Общие замечания об экспериментальных методах и теории

При всех экспериментах, посвященных изучению этого эффекта, применялся круговой цилиндр из исследуемого вещества, который подвешивался вертикально за свою ось в неподвижной раме при помощи вертикальной проволоки или нити, натянутой вдоль оси, или при помощи двух проволок или нитей, одна из которых натягивалась сверху, а другая — снизу. Цилиндр помещался в коаксиальную намагничивающую катушку из изолированной проволоки, прикрепляющуюся к цилиндру или раме. Изучались движения цилиндра, возникающие при изменении его аксиального намагничивания.

Если аксиальный магнитный момент μ изменится на величину $\delta\mu$, то скрытый вращающий момент $M = \rho\mu$ изменится на величину $\delta M = \rho\delta\mu$. Вращающий момент J ротора изменится при этом на величину

$$g = \dot{J} = -\dot{M} = -\rho\dot{\mu}, \quad (28)$$

представляющую гиромагнитный момент, действующий на ротор и намагничивающую катушку. В большинстве работ предполагается, что момент, действующий на катушку, исчезающе мал. Сила трения, согласно опыту, пропорциональна угловой скорости ротора.

Если имеются побочные вращающие моменты, вызывающие изменение J , то, конечно, уравнение (28) теряет силу. Мы допустим сначала, что все подобные моменты, которые могут быть исключены или учтены подходящими способами, совершенно отсутствуют.

Для исследования этого эффекта были предложены два метода — баллистический и резонансный. Резонансный метод имеет две модификации: простой (с одним моментом) и сложный (с несколькими моментами).

В большинстве работ, выполненных по резонансному методу, применялась прямоугольная или сильно сглаженная (почти прямоугольная) форма кривой тока; поэтому первая гармоника намагничивания находилась в фазе или почти в фазе с первой гармоникой тока, благодаря чему определение ее амплитуды не представляло затруднений. В некоторых работах, включая первую работу Эйнштейна и де-Гааза, это условие выполнялось путем применения больших амплитуд напряженности магнитного поля, при которых состояние насыщения получалось уже в начале каждого полупериода. В остальных работах для получения сглаженной кривой при слабых переменных полях применялась батарея с коммутатором, либо что-нибудь подобное.

§ 25. Баллистический метод (Ричардсон, Стюарт, Четток и Бэйтс)

В баллистическом методе уравнение (28) применяется в интегральной форме:

$$\delta J = \int g dt = -\rho \delta\mu, \quad (29)$$

причем предполагается, что ротор вначале неподвижен. Таким образом здесь определяется изменение вращающего момента ротора δJ при изменениях его магнитного момента $\delta\mu$, создаваемых изменением тока в катушке, либо каким-нибудь другим способом. Значение $(-\rho)$ определяется как $-\frac{(\delta J = J)}{\delta\mu}$; J определяется по известной формуле

$$J = (AK)^{\frac{1}{2}} \theta, \quad (30)$$

где θ — угол закручивания, который при отсутствии демпфирования получился бы при создании магнитного момента $\delta\mu$, K — момент инерции системы, A — постоянная кручения. Исходя из обычной теории, легко показать, что θ может быть определена по фактическому углу θ_0 по уравнению:

$$\theta = \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{\frac{1}{\pi \arctan \frac{d_1}{d_2}}}, \quad (31)$$

где $\frac{d_1}{d_2}$ — отношение двух последовательных отклонений в противоположных направлениях. Можно написать также

$$\theta = \theta_0 (1 + \lambda), \quad (32)$$

где λ равна половине логарифмического декремента затухания, если затухание достаточно мало. Иногда эта формула оказывается неприменимой, что, возможно, объясняется инерцией воздуха, окружающего ротор и увлекаемого им при движении (§ 39).

Желая по возможности уменьшить возмущающее влияние поля намагничивающей катушки на ротор, Стюарт останавливал гальванометр, когда поле исчезало, но остаточный магнитный момент ротора был довольно велик, и потом наблюдал отклонение при создании слабого поля противоположного направления, уничтожавшего магнитный момент.

Четток и Бэйтс измеряли отклонение, получающееся при обращении остаточного момента. В основном эта идея принадлежит Эйнштейну¹⁷.

В наблюдениях Стюарта производились систематические измерения для обоих направлений остаточного намагничивания; в работе Четтока и Бэйтса также систематически исследовалось обращение остаточного намагничивания в обоих направлениях. Этим способом они пытались отделить влияние магнитострикции (§ 37) от среднего эффекта, создаваемого постоянной составляющей вертикального магнитного момента образца, причем некомпенсированное намагничение, создаваемое вертикальной составляющей земного поля, считалось исчезающе малым по сравнению с намагничением, создаваемым катушкой.

Так как магнитострикционный эффект мог либо складываться с гиромангнитным, либо вычитаться из него, то ошибка, вносимая магнитострикцией, должна была исключиться из среднего, определенного по многим наблюдениям, при которых ротор многократно ориентировался одинаковым образом.

В наблюдениях Четтока — Бэйтса производились систематические наблюдения для двух азимутов ротора, отличающихся на 180° . Этот метод позволял исключить систематическую ошибку, обусловленную влиянием некомпенсированной части горизонтальной составляющей земного поля.

§ 26. Простой резонансный метод (Эйнштейн и Де-Гааз).

В этом методе единственным моментом, действующим на систему, является гиромангнитный момент $g = -\mu$.

Метод 1. Система, обладающая собственной частотой ν_0 , намагничивается переменным током, первая гармоника которого имеет постоянную амплитуду и частоту ν , которая может меняться в узких пределах по обе стороны ν_0 . Определяется зависимость между частотой ν и половиной угла α вибраций системы. Зная α_0 (значение α при резонансе), момент инерции K , логарифмический декремент λ , частоту ν_0 , можно вычислить амплитуду вращающего момента при резонансе J по формуле

$$J = \pi \lambda K \nu_0 \alpha_0. \quad (33)$$

Зная $J = \delta J$ и $\mu = \delta \mu$ — амплитуду первой гармоники магнитного момента, можно вычислить ρ при помощи уравнения (29).

Метод 2. Если измерить ряд значений α на кривой резонанса (при разных частотах ν), то можно определить α_0 и исключить λ , так что измерение ее делается излишним.

Если частота очень низка, как это имело место в последних работах Эйнштейна и де-Гааза, то разность фаз между током и смещением ротора может быть определена непосредственными визуальными наблюдениями, благодаря чему находится не только величина ρ , но и его знак. При высокой частоте это невозможно, и приходится пользоваться какой-либо осциллографической схемой, как это и было сделано в работе Бека и первой работе Эйнштейна и де-Гааза.

§ 27. Сложный резонансный метод (де-Гааз¹⁸, Четток, Сэксмит и Бэйтс¹⁹, Барнетт²⁰).

Прибавляя к гиромангнитному моменту один или несколько дополнительных моментов, меняющихся синхронно с гиромангнитным, можно добиться уничтожения или обращения гиромангнитного эффекта, либо получить момент, находящийся с ним в квадратуре, одинаковой или противоположной фазе.

Первая попытка воспользоваться этим методом принадлежит де-Гаазу, который (в 1916 г.) прикрепил к железной вибрирующей системе — маленькому исследуемому стержню — маленький постоянный магнит, ось которого была горизонтальна. Небольшая неподвижная катушка, витки которой были параллельны магниту, а ось проходила через магнит, была соединена последовательно с намагничивающей катушкой и снабжалась шунтом, позволявшим регулировать напряженность создаваемого ею поля. Момент, создаваемый катушкой, конечно, должен был изменяться и при изменении ее расстояния от магнита. Питание производилось током с кривой сглаженной формы; катушка создавала момент, находящийся в квадратуре с гиромангнитным моментом, и предназначалась для нейтрализации влияния других моментов, находящихся в квадратуре.

В аналогичной работе автора катушка и магнит использовались аналогичным способом, но катушка была установлена так, что магнит находился в центре ее; она присоединялась (через большое регулировочное сопротивление) прямо к концам коммутатора, намагничивающего контуры, или к переменному безиндукционному сопротивлению, включенному последовательно с намагничивающим контуром.

Если внешняя катушка, действующая на постоянный магнит, включается через подходящее сопротивление последовательно с соленоидом или другой катушкой, окружающей ротор, то, как показано ниже, создаваемый ею момент будет совпадать по фазе с гиромагнитным моментом, либо будет противоположен ему по фазе в зависимости от способа соединения. Полный момент (за исключением моментов, находящихся в квадратуре) может быть сделан равным нулю, так что получается нулевой метод измерения. Эта идея была высказана Четтоком и впервые реализована в его же лаборатории Сэксомитом и Бэйтсом. Она же использовалась и автором иногда в соединении с упомянутой выше катушкой, создающей добавочный момент, находящийся в квадратуре.

В нулевом методе к нижнему концу ротора F (рис. 12) прикреплялся вертикальный немагнитный стержень J , который нес два небольших параллельных зеркала I , обращенных в противоположные стороны; ниже их помещался постоянный магнит L (с моментом m_0), ось которого была горизонтальна. Еще ниже на подвесе помещался тяжелый латунный или медный груз N , опущенный в сосуд с маслом или другой демпфирующей жидкостью. Для исключения некоторых систематических ошибок (§ 31 и сл.) наблюдения производились в двух взаимно противоположных азимутах, для чего закручивающаяся головка прибора и вся подвесная система поворачивались на 180° . Аппарат был окружен катушкой, которая при пропускании по ней подходящего тока нейтрализовала действие земного поля (в опытах автора нейтрализовались все компоненты поля) в той части пространства, где находился ротор. Ротор возбуждался резонансной частотой ν_0 , причем возникал гиромагнитный момент. При помощи маленькой катушки K (главная катушка, создающая момент, постоянная Γ), окружающей постоянный магнит

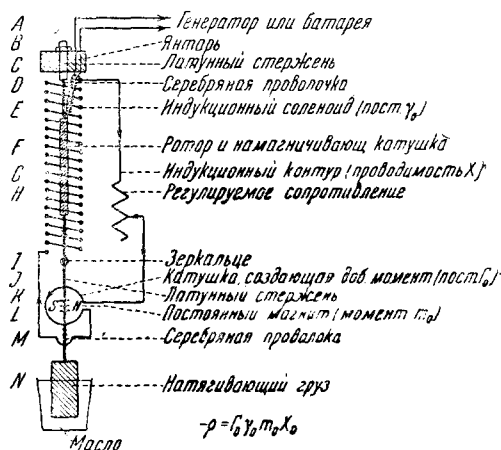


Рис. 12.

(ось катушки перпендикулярна магниту) и обтекаемой током i частоты ω , можно было создать внешний момент c , действующий на вибрирующую систему. Величина момента регулировалась путем изменения силы тока i .

При нулевом методе создавался момент c , равный по величине и противоположный по фазе моменту g , вследствие чего колебания уничтожались, если не было каких-либо посторонних моментов.

В простейшей установке, использованной автором, катушка, окружавшая ротор, представляла длинный коаксиальный соленоид E , который мы назовем индукционным соленоидом; его постоянная γ была почти постоянна во всем пространстве, занятом ротором. В работе Сэксмита и Бэйтса применялся соленоид, длина которого равнялась длине ротора; в этом случае требовалось вычислять поправку на неоднородность поля для каждого ротора. Индукционный соленоид соединялся последовательно с катушкой K и магазином сопротивлений H ; полную проводимость цепи назовем X . При соответственном соединении катушек (зависящем от знака ρ) и подходящем значении $X = X_0$ амплитуда колебаний (если нет посторонних воздействий на систему) должна, как доказывается в следующем параграфе, обратиться в нуль.

Почти во всех работах автора и работе де-Гааза намагничивающая катушка помещалась непосредственно на роторе F (рис. 12). В последних работах автора ротор намагничивался длинным неподвижным коаксиальным соленоидом, помещенным внутри индукционного соленоида. В работе Сэксмита и Бэйтса намагничивающая катушка помещалась вне индукционного соленоида и была коаксиальна ротору.

§ 28. Теория сложного нулевого метода

Пусть φ — магнитный поток, создаваемый через индукционный контур при возникновении магнитного момента μ (момент, созданный намагничивающей катушкой, принимается исчезающе малым или же скомпенсированным). Тогда $\varphi = \mu \gamma$. Если X достаточно мало по сравнению с реактанцем, что легко достижимо на практике, то ток в индукционном контуре определится выражением

$$-X\dot{\varphi} = -\gamma X\dot{\mu}. \quad (34)$$

Тогда момент, создаваемый катушкой K , будет равен

$$c = -\Gamma \gamma t_0 X \dot{\mu}. \quad (35)$$

Если оба момента c и g (уравнение 28) будут равны по величине и противоположны по фазе, то амплитуда колебаний обратится в нуль. Это произойдет при значении $X = X_0$, определяемом из уравнения

$$-\rho = \Gamma \gamma t_0 X_0. \quad (36)$$

Если через катушку K пропускается постоянный ток i , то зеркальце поворачивается на угол θ , причем $\Gamma t_0 i = A \theta$, где A —

постоянная кручения подвеса. При измеренных θ , A и i можно исключить Γm_0 из уравнения (35), после чего получится

$$-\rho = \gamma X_0 A \theta \cdot \frac{1}{i}. \quad (37)$$

В опытах Сэксмита и Бэйтса Γm_0 исключалось именно таким способом; в опытах автора Γ и m_0 тщательно измерялись.

Если намагничивающая катушка намотана на ротор, как показано на рисунке, а компенсация взаимной индукции отсутствует, то вместо (35) нужно пользоваться уравнением

$$-\rho = \Gamma \gamma m_0 X_0 \frac{1 + \frac{\mu'}{\rho \mu}}{1 + \frac{\mu}{\rho' \mu'}}, \quad (38)$$

где μ' — момент обмотки, создаваемой в воздухе, и ρ' — гиромагнитное отношение для электрона, движущегося по круговой орбите, т. е. $2 \frac{m}{e}$.

В большей части работ автора применялся метод отклонений; детальная разработка его привела к различным изменениям и дополнениям, изложенным в следующем разделе.

§ 29. Теория сложного метода отклонений

Пусть первая гармоника магнитного момента ротора равна $\mu = \mu_0 \sin \omega t$, тогда первая гармоника гиромагнитного момента $-\rho \mu$ будет равна

$$g = -\rho \omega \mu_0 \cos \omega t = G \cos \omega t. \quad (39)$$

При изменении μ в индукционном контуре индуцируется электродвижущая сила $\psi = -\omega \mu_0 \gamma \cos \omega t$ и ток $\psi X = -\omega \mu_0 \gamma X \cos \omega t$. Этот ток, обтекая катушку K , создает момент

$$c = -\omega \mu_0 \gamma X \Gamma m_0 \cos \omega t = C \cos \omega t, \quad (40)$$

действующий на систему ротора. Полный внешний момент τ (частота $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$), действующий на систему, равен

$$\tau = (G + C) \cos \omega t. \quad (41)$$

Частота ν первой гармоники приложенной электродвижущей силы может быть сделана равной (или почти равной) собственной частоте колеблющейся системы. Поэтому амплитуда A колебаний может быть представлена выражением

$$A = \beta (G + C), \quad (42)$$

где β — постоянная. Возможен также случай

$$A = \beta (G - C), \quad (43)$$

если (что легко осуществить) катушка K включена в цепь таким

образом, что s и q имеют противоположные фазы. В этом случае амплитуда обращается в нуль при значении $X = X_0$, обеспечивающем выполнение равенства $G = C$, т. е. при $\Gamma \gamma m_0 X_0 = -p$.

Большая часть методов, рассмотренных в § 27—30, имеют значительные преимущества перед другими методами как в отношении нахождения и исключения систематических ошибок, обусловленных влиянием побочных моментов, так и в отношении возможности определения знака p .

§ 31. Побочные вращающие моменты. В практических условиях гиромагнитный момент никогда не является единственно существующим; ему сопутствуют различные побочные моменты. Целый ряд возможных ошибок и методов их устранения указан в работе Эйнштейна и де-Гааза. Другие ошибки учтены в работах прочих исследователей и автора.

Целый ряд побочных моментов может быть устранен, если колеблющееся тело и намагничивающая катушка сделаны строго симметричными (в геометрическом, механическом и магнитном отношениях) относительно вертикальной оси, проходящей через точку подвеса. Во всех работах большое внимание уделялось выполнению этих условий. Так как сложный резонансный метод имеет преимущества перед другими методами в отношении обнаружения и исключения систематических ошибок и так как большая часть наиболее точных работ была выполнена этим методом, то он и будет здесь рассмотрен в первую очередь. Очевидно, многие выводы без всяких изменений будут справедливы и для других методов.

Переменные магнитные моменты ротора — вертикальный и горизонтальный — примем соответственно равными

$$\mu = \mu_0 \sin \omega t \quad (49)$$

и

$$\nu = \nu_0 \sin (\omega t - \alpha). \quad (50)$$

Гиромагнитный момент выразим уравнением

$$g = G \cos \omega t. \quad (51)$$

Какой-либо побочный момент, находящийся в одинаковой или противоположной фазе с гиромагнитным, представим уравнением

$$p = P \cos \omega t. \quad (52)$$

Если же он находится в квадратуре, его можно выразить так:

$$q = Q \sin \omega t. \quad (53)$$

Полный момент запишется следующим образом:

$$t = g + p + q = [(G + P)^2 + Q^2]^{\frac{1}{2}} \cos (\omega t - \delta) = T \cos (\omega t - \delta), \quad (54)$$

постоянная кручения подвеса. При измеренных θ , A и i можно исключить Γm_0 из уравнения (35), после чего получится

$$-\rho = \gamma X_0 A \theta \cdot \frac{1}{i}. \quad (37)$$

В опытах Сэксмита и Бэйтса Γm_0 исключалось именно таким способом; в опытах автора Γ и m_0 тщательно измерялись.

Если намагничивающая катушка намотана на ротор, как показано на рисунке, а компенсация взаимной индукции отсутствует, то вместо (35) нужно пользоваться уравнением

$$-\rho = \Gamma \gamma m_0 X_0 \frac{1 + \frac{\mu'}{\mu}}{1 + \frac{\rho' \mu'}{\rho \mu}}, \quad (38)$$

где μ' — момент обмотки, создаваемой в воздухе, и ρ' — гиромагнитное отношение для электрона, движущегося по круговой орбите, т. е. $2 \frac{m}{e}$.

В большей части работ автора применялся метод отклонений; детальная разработка его привела к различным изменениям и дополнениям, изложенным в следующем разделе.

§ 29. Теория сложного метода отклонений

Пусть первая гармоника магнитного момента ротора равна $\mu = \mu_0 \sin \omega t$, тогда первая гармоника гиромагнитного момента $-\rho \mu$ будет равна

$$g = -\rho \omega \mu_0 \cos \omega t = G \cos \omega t. \quad (39)$$

При изменении μ в индукционном контуре индуцируется электродвижущая сила $\psi = -\omega \mu_0 \gamma \cos \omega t$ и ток $\psi X = -\omega \mu_0 \gamma X \cos \omega t$. Этот ток, обтекая катушку K , создает момент

$$c = -\omega \mu_0 \gamma X \Gamma m_0 \cos \omega t = C \cos \omega t, \quad (40)$$

действующий на систему ротора. Полный внешний момент τ (частота $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$), действующий на систему, равен

$$\tau = (G + C) \cos \omega t. \quad (41)$$

Частота ν первой гармоники приложенной электродвижущей силы может быть сделана равной (или почти равной) собственной частоте колеблющейся системы. Поэтому амплитуда A колебаний может быть представлена выражением

$$A = \beta (G + C), \quad (42)$$

где β — постоянная. Возможен также случай

$$A = \beta (G - C), \quad (43)$$

если (что легко осуществить) катушка K включена в цепь таким

образом, что s и g имеют противоположные фазы. В этом случае амплитуда обращается в нуль при значении $X = X_0$, обеспечивающем выполнение равенства $G = C$, т. е. при $\Gamma \gamma m_0 X_0 = -p$.

Уравнение $A = \beta(G - C)$ можно переписать в следующем виде:

$$A = \beta(G - \alpha X), \quad (44)$$

причем, как показано на рис. 13, соотношения между A и C и A и X линейны.

Фазы движения и момента одновременно изменяют знак при $X = X_0$; если же ограничиться лишь определением абсолютных значений, то соотношение между A и X определяется двумя прямыми, пересекающимися при $X = X_0$ (рис. 13 соответствует прямым AF и FB рис. 14).

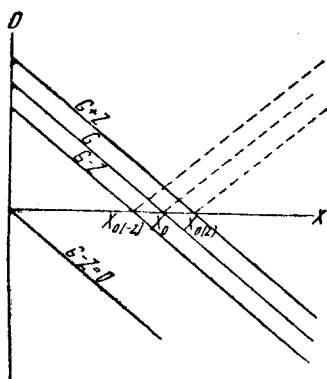


Рис. 13.

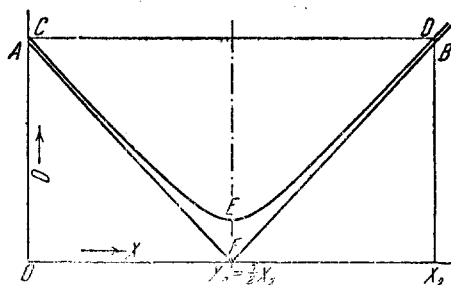


Рис. 14.

В зависимости от того, будет ли внешний момент с амплитудой Z находиться в фазе с g или отличаться от него по фазе на 180° , прямая G заменится прямыми $G + Z$ или $G - Z$, пересекающими ось абсцисс в точках $X_0 + \delta X_0$ или $X_0 - \delta X_0$. Если такой момент существует и можно изменить его фазу на противоположную, не меняя амплитуды, то точное значение X_0 определится как среднее из двух значений ($X_0 + \delta X_0$) и ($X_0 - \delta X_0$).

Если же существуют моменты, находящиеся в квадратуре с g , то прямые, пересекающиеся при $X = X_0$, заменятся симметричной кривой CED (рис. 14), имеющей минимум при $X = X_0$. Поэтому существование подобных моментов не внесет ошибки в определение X_0 , если только минимум амплитуды EF достаточно мал по сравнению с амплитудой, создаваемой g ; в противном же случае кривая вблизи минимума станет настолько плоской, что точное определение X_0 окажется невозможным.

§ 30. Различные сложные методы отклонения

(А). Графический метод. Измеренные амплитуды A строятся в функции проводимости X ; значения $X_0 \pm \delta X_0$ определяются по

положению минимума (рис. 14) или по пересечению оси абсцисс с симметричными прямыми линиями, удовлетворяющими наблюдениям и продолженными до оси абсцисс (рис. 13). При наличии моментов, находящихся в квадратуре, экспериментальные точки вблизи пересечения с осью абсцисс будут лежать вне прямых линий.

(В). Методы больших отклонений. а) Во многих работах автора значения $X_0 + \delta X_0$ и $X_0 - \delta X_0$ определялись при помощи тщательного измерения амплитуд A и A_2 , соответствующих $X = 0$ и $X = 2$ ($X_0 \pm \delta X_0 = X_2$; кроме того, приблизительно измерялись амплитуды A_0 для $X = X_0 \pm \delta X_0$).

Определение производилось по формуле

$$X_0 + \delta X_0 = X_2 \frac{(A^2 - A_0^2)^{\frac{1}{2}}}{(A^2 - A_0^2)^{\frac{1}{2}} + (A_2^2 - A_0^2)}, \quad (45)$$

которая выводится без всяких затруднений.

б) В другой работе автора определение $X_0 + \delta X_0$ производилось нахождением половины значения X , при котором точно измеренная амплитуда (вдали от минимума) равнялась точно измеренному значению амплитуды при $X = 0$. Первое значение не наблюдалось непосредственно, но получалось интерполяцией или экстраполяцией от значений X , близких к 2 ($X_0 + \delta X_0$); значение $X_0 - \delta X_0$ определялось аналогичным способом.

с) В другом методе, менее точном и реже употреблявшемся, производилось сравнение амплитуды A_G , возникающей только под действием гиромагнитного момента (ток через катушку K отсутствует, $C = 0$) с амплитудой A_C , получающейся при наличии только момента $c = C \cos(\omega t + \delta)$, создаваемого катушкой K , в то время как в намагничивающей катушке ток отсутствует ($G = 0$). Если амплитуды, измеренные в обоих случаях, равны соответственно A и A' , то получаем:

$$A_G = (A^2 - A_0^2)^{\frac{1}{2}} \quad \text{и} \quad A_G = A' \quad (46)$$

и

$$\frac{A_G}{A_C} = \frac{G}{C} = \left| \frac{\rho \omega \mu}{\Gamma m_0 C} \right|, \quad (47)$$

откуда

$$|\rho| = \frac{\Gamma m_0 C}{\omega \mu_0} \frac{A_G}{A_C}. \quad (48)$$

Этот метод приложим лишь в том случае, когда известно, что значением A_0 можно пренебречь, либо же при определении A_0 каким-либо другим методом.

Большая часть методов, рассмотренных в § 27—30, имеют значительные преимущества перед другими методами как в отношении нахождения и исключения систематических ошибок, обусловленных влиянием побочных моментов, так и в отношении возможности определения знака ρ .

§ 31. **Побочные вращающие моменты.** В практических условиях гиромагнитный момент никогда не является единственным существующим; ему сопутствуют различные побочные моменты. Целый ряд возможных ошибок и методов их устранения указан в работе Эйнштейна и де-Гааза. Другие ошибки учтены в работах прочих исследователей и автора.

Целый ряд побочных моментов может быть устранен, если колеблющееся тело и намагничивающая катушка сделаны строго симметричными (в геометрическом, механическом и магнитном отношениях) относительно вертикальной оси, проходящей через точку подвеса. Во всех работах большое внимание уделялось выполнению этих условий. Так как сложный резонансный метод имеет преимущества перед другими методами в отношении обнаружения и исключения систематических ошибок и так как большая часть наиболее точных работ была выполнена этим методом, то он и будет здесь рассмотрен в первую очередь. Очевидно, многие выводы без всяких изменений будут справедливы и для других методов.

Переменные магнитные моменты ротора — вертикальный и горизонтальный — примем соответственно равными

$$\mu = \mu_0 \sin \omega t \quad (49)$$

и

$$\nu = \nu_0 \sin (\omega t - \alpha). \quad (50)$$

Гиромагнитный момент выразим уравнением

$$g = G \cos \omega t. \quad (51)$$

Какой-либо побочный момент, находящийся в одинаковой или противоположной фазе с гиромагнитным, представим уравнением

$$p = P \cos \omega t. \quad (52)$$

Если же он находится в квадратуре, его можно выразить так:

$$q = Q \sin \omega t. \quad (53)$$

Полный момент запишется следующим образом:

$$t = g + p + q = [(G + P)^2 + Q^2]^{\frac{1}{2}} \cos (\omega t - \delta) = T \cos (\omega t - \delta), \quad (54)$$

где

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{Q}{G + P}. \quad (55)$$

Уравнение (54) показывает, что полный момент, а с ним и амплитуда, возрастают при наличии момента, находящегося в квадратуре с гиромагнитным. В § 43 описывается специальный экспериментальный метод, в котором этот момент не оказывает никакого влияния на движение системы.

Наиболее существенные побочные моменты могут быть разбиты на четыре класса, описываемые в следующих параграфах.

§ 32. Моменты, обусловленные земным магнитным полем

Это поле можно почти полностью компенсировать при помощи обтекаемых током катушек или магнитов, помещаемых вблизи аппаратуры. Но всегда возникает сомнение в том, настолько ли совершенна компенсация, чтобы с моментами, создаваемыми оставшейся частью земного поля, можно было не считаться. Однако влияние их может быть учтено или сделано достаточно малым.

Пусть ΔH характеризует напряженность горизонтальной составляющей остаточного земного поля в пространстве, занятом ротором; пусть ΔX и ΔY — его северная и восточная компоненты; далее ΔZ — вертикальная составляющая земного поля. В этом случае возникают следующие комбинации:

а) Осевой момент, действующий на ротор благодаря наличию поля ΔH , равен

$$e_h = h \cdot \Delta H \cdot \gamma = E_h \sin(\omega t - \alpha). \quad (56)$$

Если повернуть подвесную систему на 180° вокруг ее оси, то величина этого момента останется прежней, а знак изменится; поэтому его влияние может быть учтено (§ 29).

б) Поле ΔH создает момент $l = L \sin \omega t$ относительно горизонтальной оси. Если система не вполне симметрична, то этот момент, вместе с моментом, обусловленным смещением подвеса и ротора относительно их опор, приведут к возникновению осевого момента

$$b = B \sin(\omega t - X), \quad (57)$$

оторый, как и момент e_h , изменяет знак при изменении азимута на 180° .

с) Остаточная вертикальная составляющая, действующая на магнитный момент γ , вызовет эффект, подобный эффекту, рассмотренному в предыдущем пункте, но знак этого эффекта не будет изменяться при изменении азимута. Поэтому непосредственное исключение этого эффекта возможно лишь при условии, что ΔZ или γ малы достаточно малыми. В баллистическом методе действие этого момента либо складывается с действием гиромагнитного момента, либо вычитается из него. Ошибка, вносимая им, уменьшится при определении среднего результата из большого числа наблюдений, в которых ротор повторно устанавливается в положение, лишь по случайным причинам отличающиеся друг от друга.

В резонансном методе этот способ позволяет исключить рассматриваемое влияние лишь в том случае, если влияние момента, находящегося в квадратуре с гиромагнитным, устранено или достаточно мало.

d) Если намагничивающая катушка намотана на ротор, то возникает момент

$$i = I \sin(\omega t + \gamma), \quad (58)$$

причем γ при прямоугольной форме кривой тока очень мала; этот момент сохраняет свою величину, но изменяет знак при повороте системы на 180° .

§ 33. Моменты, обусловленные влиянием катушек на подвижную систему

a) Если намагничивающая катушка неподвижна относительно земли, а ротор имеет постоянный горизонтальный момент ξ , то, вообще говоря, возможно возникновение аксиального момента d , действующего на ротор и обусловленного горизонтальной составляющей поля катушки, так как направление ее поля не будет параллельно направлению ξ . Этот момент почти совпадает по фазе с μ , так что можно написать

$$d = D \sin(\omega t + \delta), \quad (59)$$

где δ — малая величина. Этот момент изменяет знак при изменении азимута на 180° .

b) Подобным же образом возникает осевой момент, обусловленный влиянием горизонтальной составляющей переменного поля и переменный горизонтальный момент χ . Если полупериоды тока намагничивания совпадают, то основная частота момента вдвое превышает частоту тока, а потому его влиянием можно пренебречь. Если же полупериоды не совпадают, то возникает остаточный момент, частота которого совпадает с частотой тока. Этот момент находится в квадратуре с моментом g , что было показано де-Гаазом.

c) Аналогичным образом возникает момент относительно горизонтальной оси ротора, обусловленный действием вертикальной составляющей переменного поля на постоянный горизонтальный момент ξ . Он создает относительно смещение ротора и подвес в результате этого, благодаря неполной симметрии относительно вертикали, создается момент относительно вертикали, могущий иметь любую фазу относительно g . Он имеет частоту, равную частоте тока, и не меняет ни величины, ни знака при изменении азимута системы на 180° .

d) Катушка K создает магнитное поле, проникающее во все пространство, занятое ротором, где линии поля имеют горизонтальное направление. При этом может возникнуть осевой момент, если намагничивание ротора не вполне симметрично относительно подвеса.

Если намагничение чисто переменное (одинаковые полупериоды), частота этого момента вдвое превышает частоту тока, и он может не приниматься во внимание при резонансном методе. Однако, если существует остаточный момент, нормальный к оси катушки, созданный нескомпенсированной частью земного поля или другой причиной, то возникает осевой момент, имеющий частоту тока и совпадающий по фазе (или отличающийся на 180°) с гироскопическим моментом. В описываемой здесь работе автора это влияние было исчезающе мало. Знак его меняется при обращении азимута.

е) Если индукционный соленоид не строго вертикален, но образует с вертикалью малый угол α , то его поле имеет горизонтальную составляющую, равную $h = \alpha\gamma$ на единицу тока. При этом возникает момент, действующий на ротор, имеющий магнитные моменты η и ξ . Влияние одного из этих моментов исчезает благодаря двойной частоте, другой же может быть исключен при обращении азимута ротора. Момент, подобный последнему, создается также благодаря влиянию индукционного тока на маленький магнит с моментом m_0 .

§ 34. Момент, обусловленный рассеянными полями намагничивающего и индукционного контуров

Если подобное рассеяние существует, то на колеблющуюся систему действует момент

$$\lambda = \Lambda \sin(\omega t + \gamma). \quad (60)$$

Коэффициент λ может быть сделан очень малым при использовании хорошей изоляции (магнитной), а γ может быть уменьшена при использовании прямоугольной кривой тока. Поэтому момент этот мал и находится в квадратуре с g .

§ 35. Момент, обусловленный существованием взаимной индукции между намагничивающей катушкой и индукционным соленоидом

Этот момент может быть сделан исчезающе малым, если использовать компенсатор взаимной индукции; в противном случае его влияние может быть вычислено, и в результаты можно ввести соответствующую поправку. В работе автора, где намагничивающая катушка была неподвижна, применялась компенсация. Если же намагничивающая катушка надета на ротор, то можно вычислить малый эффект, создаваемый ею, и ввести соответствующую поправку.

§ 36. Момент, обусловленный инерцией электронов в роторе и катушке ротора²¹

Если в катушке, намотанной на ротор, изменяется сила тока, а с ней и вращающий момент свободных электронов, то возникает

равное и противоположное изменение момента ротора. Таким образом создается момент, обусловленный инерцией электронов. Можно показать, что он совпадает по фазе с гиромангнитным моментом g , причем амплитуда его T связана с амплитудой G гиромангнитного момента соотношением

$$\frac{T}{G} = \frac{2m}{e\mu^i} \frac{1}{\rho\mu}. \quad (61)$$

Его влияние может быть точно вычислено (§ 28). Что касается момента, обусловленного инерцией электронов в роторе, где навоятся индукционные токи, то он исчезающе мал.

§ 37. Момент, обусловленный магнитострикцией

Благодаря магнитострикции создаются вертикальные движения, которые при наличии асимметрии, либо благодаря изменению закручивания подвеса при натяжении, могут частично перейти в вибрацию относительно оси. Поскольку изменения в длине ротора, обусловленные магнитострикцией, не зависят от направления поля, постольку не может возникнуть момент, частота которого совпадает с частотой первой гармоники намагничивания, если только оба полупериода намагничивания одинаковы. Однако, если они неодинаковы (либо благодаря остаточному вертикальному магнитному моменту, либо из-за симметрии полупериодов намагничивающего тока), то возникает составляющая, частота которой совпадает с частотой первой гармоники намагничивания. Она может иметь любую фазу относительно гиромангнитного момента.

Если поменять местами полупериоды тока, создающие положительное и отрицательное намагничивания ротора, либо переключить концы намагничивающей катушки, не меняя направления тока в остальной части контура, то момент этот изменит знак, но сохранит свою величину.

В сложном резонансном методе, где ошибки от момента, находящегося в квадратуре с гиромангнитным моментом, исключаются, этот эффект может быть устранен производством серии измерений, в которых эти переключения повторяются периодически. При баллистическом методе этот момент либо прибавляется к гиромангнитному, либо вычитается из него, причем ошибка может быть уменьшена при определении среднего значения из многих измерений, в которых ротор повторно располагается в одних и тех же условиях. В случае простого резонансного метода этот процесс позволяет исключить ошибку лишь в том случае, когда момент, находящийся в квадратуре, уничтожен или достаточно мал.

§ 38. Старые исследования вращения при намагничении

Первые опыты, давшие некоторые результаты, были выполнены Эйнштейном и де-Гаазом²² в 1915 г. Они работали с железом

резонансными методами (1 и 2, § 26). Для значения ρ они получили величину, близкую к $2 \frac{m}{e}$; точность наблюдений по оценке авторов составляла около 100%. Авторы считали, что им удалось определить и знак, который оказался отрицательным. Однако Лоренц²³ вскоре указал, что опыты авторов были недостаточны для определения знака. В 1916 г. Эйнштейн и де-Гааз²⁴, работая отдельно друг от друга, осуществили резонансный эксперимент (чисто качественный) при очень низких частотах (1—2 Hz); они нашли, что ρ отрицательно и по порядку величины совпадает со значением, полученным ими в первой работе.

Работа Эйнштейна и де-Гааза ограничилась сравнительно немногочисленными измерениями с железом. Первое подробное исследование этого эффекта в железе и никеле баллистическим методом было выполнено в 1918 г. в Ричардсоновской лаборатории (Принстон) Стюартом²⁵, нашедшим для железа $\rho = 1,02 \frac{m}{e}$ и для никеля $\rho = 0,94 \frac{m}{e}$ при средней ошибке в 150%; это значение совпадает (в пределах ошибок опыта) со значениями, полученными автором настоящей статьи в 1914 г. в работе с намагничиванием железа при вращении, и составляет половину значения, найденного Эйнштейном и де-Гаазом. Это исследование было одним из немногих, в которых была совершенно скомпенсирована вертикальная составляющая земного магнитного поля и в котором было приложено много старания для исключения эффекта магнитострикции.

В 1919 г. Бэк²⁶, работавший резонансными методами (1 и 2), нашел $\rho = 1,06 \frac{m}{e}$ для железа и $\rho = 1,14 \frac{m}{e}$ для никеля. Но ошибки измерений были настолько велики, что он считал наиболее вероятным значения ρ , совпадающие с $\frac{m}{e}$. В том же году Эрвидсон²⁷, работавший резонансным методом (2) и исключивший все компоненты земного поля, нашел для железа $\rho = 0,94 \frac{m}{e}$.

§ 39. Позднейшие эксперименты с вращением ферромагнитных веществ при намагничивании

(Опыты Четтока и Бэйтса)

Четток и Бэйтс²⁸ в 1923 г. опубликовали результаты исследования, произведенного баллистическим методом и превосходящего по тщательности выполнения и надежности результатов работы, упомянутые выше. Они уделили большое внимание исключению возможных систематических ошибок, но вертикальная составляющая земного поля не была ими скомпенсирована. Для железа и никеля они получили средние значения $\rho \frac{e}{m}$, равные, соответственно, 1,005 и 1,01. Значение ρ , вычисленное по формуле (31) по известному

моменту инерции, оказалось линейной функцией $(1 + \lambda)$, как показано на рис. 15. Верхняя кривая *B* представляет результаты наблюдений при большом значении момента инерции системы (пропорциональных числам 7—15, помещенным около кривой). Нижняя кривая *A* соответствует меньшему моменту инерции (от 1 до 3,6 в тех же единицах). Авторы считали, что точное значение ρ получится при экстраполяции этих кривых до $\lambda = 0$. Наблюдения были очень многочисленны; каждая точка графика характеризует среднее значение для 105 отсчетов для каждого значения $(1 + \lambda)$. Средний разброс точек для группы *B* составляет 2%, для группы *A* — 1,5%. Расхождения между индивидуальными наблюдениями были более значительны. Было найдено, как и в других исследованиях, что величина ρ не зависит от интенсивности намагничивающего поля.

§ 40. Опыты Сэксмита и Бэйтса и опыты Сэксмита

В этом же году появилось другое подробное исследование железа, никеля и Гейслеровского сплава, в котором Сэксит и

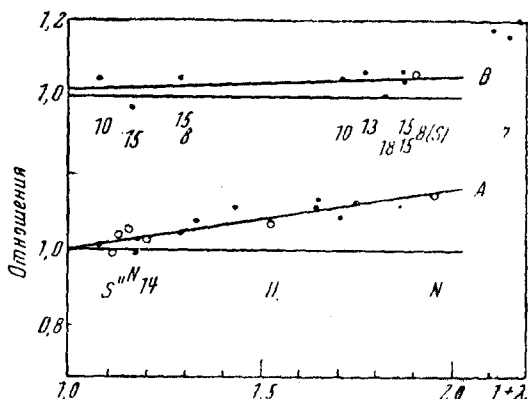


Рис. 15.

Бэйтс²⁹, работая по нулевому методу Четтока, получили для этих веществ следующие значения: $\rho = 1,006$; $1,002$; $1,002 \frac{m}{e}$. В 1925 Сэксит³⁰, исследовавший тем же методом кобальт и магнети получил значения $\rho = 1,03$ и $0,99 \frac{m}{e}$. Авторы полагали, что в первом из этих исследований точность достигает 1% и что значение $\rho \frac{e}{m}$ равно единице. Важнейшие результаты этих работ приводят в табл. 3.

Таблица 3

Гиромагнитное отношение по работам Сэксмита
и Сэксмита и Бэйтса

$$\left(\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7 \text{ CGSM}\right)$$

Вещество	Частота (герц)	Напряженность внешнего магнит- ного поля (эрстед)	№ серии	Значения $\rho \cdot \frac{e}{m}$	Амплитуда двой- ного колебания (мм)
Железо . . .	31—78	90	16	$0,974 - 1,028 \quad 1,006 \pm 0,012$	10—20
Никель . . .	38—50	45—176	6	$0,988 - 1,010 \quad 1,002 \pm 0,004$	5—10
Сплав Гейслера	21—40	176	14	$0,988 - 1,014 \quad 1,002 \pm 0,006$	5— 8
Кобальт . . .	33—46	225	9	$0,916 - 1,160 \quad 1,030 \pm 0,064$	1
Магнетит . .	27—59	225(?)	10	$0,894 - 1,146 \quad 0,990 \pm 0,048$	0,7

Примечание. Сэксмит недавно получил (Nature, 134, 936, 1934)
для трех никелевых сплавов (около 56% никеля) вблизи точки Кюри
 $\rho \cdot \frac{e}{m} = 1,05 \pm 10\%$.

В последних двух случаях применялись стержни из прессован-
ного порошка, имевшие 15,2 см длины; диаметры их варьировали
от 1,65 до 3,4 мм.

Как и в работе Четтока и Бэка, в этих работах большое вни-
мание уделялось исключению систематических ошибок; но верти-
кальная составляющая земного поля не компенсировалась, а эффект
магнитострикции не учитывался. В работе автора было доказано,
что в некоторых случаях эти эффекты могут играть существенную
роль. Опубликованные в этих работах данные недостаточны для
того, чтобы читатель мог составить определенное впечатление
о величине ошибок, вносимых этими факторами.

§ 41. Опыты Барнетта по вращению при намагничивании

Учитывая расхождение описанных выше работ с результатами,
полученными Барнеттом при изучении намагничивания при вращении,
автор продолжил исследование эффекта Эйнштейна — де-Гааза,
начатое несколько лет назад, но временно прерванное из-за обилия
неотложной текущей работы.

В этом тщательно разработанном исследовании применялся
сложный резонансный метод. Большое внимание уделялось иссле-

дованию и устранению систематических ошибок. Результаты определения ρ для наиболее надежных серий наблюдений приводятся в табл. 4.

Таблица 4

Гиромагнитное отношение по работам Барнетта
по вращению при намагничении

Вещество	Частота (герц)	Внешнее магнитное поле (эрстед)	№ серии	$\rho \cdot \frac{e}{m}$
Железо Армко	10	15—30	25	$1,031 \pm 0,003$
Электролитическое же- лезо	9 9	20 20	7 2	$1,031 \pm 0,007$ $1,028 \pm 0,002$
Никель	5,4—12,8	40	60	$1,05 \pm \pm < 0,01$
Пермаллой (80% Fe, 20% Ni)	10 19	20 35	17 10	$1,043 \pm 0,003$ $1,041 \pm 0,005$
Железо-никель (75% Fe, 24,5% Ni)	5	40	8	$1,015 \pm 0,012$
Кобальт (99,9%) . . .	10 10	40 40	5 5	$1,096 \pm 0,002$ $1,081 \pm 0,016$
Медь-кобальт (92,4% Co)	5,5	40	12	$1,068 \pm 0,006$
Кобальт-никель (54% Co, 45% Ni)	9	20	4	$1,087 \pm 0,038$
Кобальт-железо (34% Co)	3	20—40	5	$1,009 \pm 0,007$

Каждая серия, помимо большого числа отсчетов, необходимых для определения значений тока, компенсировавшего земное магнитное поле и других вспомогательных измерений, содержала 48,72 или 96 определений амплитуды, которые производились согласно разработанному графику; были приняты все меры к возможно полному устранению всевозможных систематических ошибок, рассмотренных выше.

Среднее значение $\rho \frac{m}{e}$ для всех исследованных веществ составило 1,047, что прекрасно согласуется со средним результатом исследования эффекта Барнетта (§ 22, 23).

Более ранние серии (число их 41) исследований пермаллоя и железа, выполненные по тому же методу, но без столь строгого соблюдения одинаковости времени наблюдения, дали почти такой же средний результат ($\rho \frac{e}{m} = 1,050 \pm 0,013$ для пермаллоя и $1,034 \pm 0,008$ для железа). Более чем 150 серий, полученных до того как были приняты тщательные меры для исключения влияния круговой асимметрии, дали почти такой же средний результат.

Поскольку ошибка в определении ρ зависит от точности измерения постоянных, все они неоднократно промерялись с возможной тщательностью; благодаря этому ошибка в определении ρ не превышала 0,5%.

Почти при всех измерениях, результаты которых приводятся в таблице, и в большинстве других измерений намагничивающий соленоид жестко наматывался на ротор, так что полный момент мог быть измерен очень точно. Эксперименты с электролитическим железом, в которых намагничивающая катушка закреплялась неподвижно относительно земли, дают результаты, согласующиеся с остальными. Кроме того, была проделана дополнительно 31 серия наблюдений при четырех различных значениях тока, причем катушка попеременно была подвижной или закрепленной. Результаты дали маленькое систематическое расхождение, причина которого еще не выяснена; гиромагнитное отношение для подвижной катушки систематически превышало отношение для неподвижной катушки примерно на 1%. Более поздние, но более короткие серии дали подобную же необъяснимую разницу, но противоположного знака. Большое число других наблюдений, включая многие измерения с железом и пермаллоем, сделанные в начальной стадии исследования при неподвижной катушке, близко совпадает с остальными наблюдениями. Но эти наблюдения заведомо менее свободны от ошибок, потому что они производились до того, как были приняты меры для устранения из каждой серии влияния круговой асимметрии.

Почти все измерения производились после полуночи, когда всевозможные помехи минимальны. Аппаратура была установлена на пружинной подставке и снабжена демпфирующими приспособлениями.

Конструкция большинства применявшихся роторов изображена на рис. 16. Магнитный стержень имел в длину 20 или 27,5 см, диаметр составлял от $\frac{1}{16}$ до $\frac{1}{8}$ дюйма. Некоторые роторы не имели обмотки. Третья, наиболее сложная, конструкция применялась в некоторых случаях для уменьшения магнитострикционного эффекта (рис. 17). Магнитный стержень монтировался в коаксиальной латунной трубке несколько большей длины. Три латунных кольца, притертые своей внутренней поверхностью к стержню и внешней — к трубке, припаивались к стержню по концам и по середине. Среднее кольцо припаивалось также и к трубке. Таким образом середина стержня была жестко связана с трубкой, концы же могли

скользить вдоль нее. Намагничивающая катушка наматывалась на латунную трубку. Эта конструкция разрабатывалась, исходя из того соображения, что при возникновении магнитострикционных колебаний центр тяжести стержня будет оставаться неподвижным, и колебания не окажут влияния на латунную трубку и подвес.

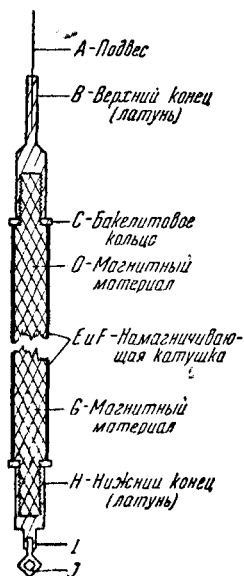


Рис. 16.

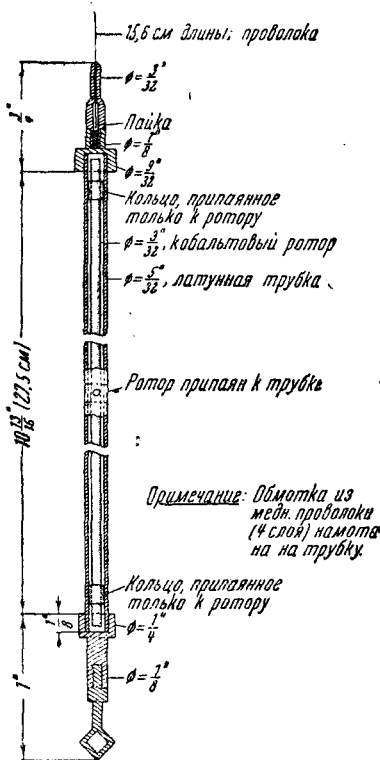


Рис. 17.

§ 42. Опыты Сэксмита с парамагнитными веществами

Сэксит ⁸² использовал резонансный метод (1) для исследования смесей некоторых элементов — редких земель (Cd_2O_3 , Nd_2O_3 , Eu_2O_3 , Dy_2O_3) и солей группы железа (FeSO_4 , CoCl_2 , CoSO_4 , CrCl_2 , MnCO_3 , MnSO_4). Магнитные моменты, возникавшие у исследуемых образцов даже в самых сильных полях (до 1200 эрстед), были так малы, что приходилось уменьшать момент трения, используя очень низкие частоты (меньше 0,3 Hz, сглаженная кривая), делая подвес из плавленого кварца и помещая колеблющееся тело в эвакуированное пространство. Даже в этих условиях двойная амплитуда колебаний была очень мала, составляя от 1 до 4 м.м. Кроме предосторожностей, принимавшихся Сэкситом и Бэйтсом при работе с ферромагнитными телами, здесь принимались меры для

устранения влияния ферромагнитных примесей, а также электрических зарядов.

Из опытов Эксмита были получены значения ρ , а также значения фактора расщепления Ланде $g = 2 \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{\rho}$. Эти значения хорошо согласуются со значениями g , вычисленными исходя из наиболее вероятных теоретических соображений о состоянии ионов, которое для некоторых случаев недостаточно выяснено.

Для других случаев результаты совпадают с данными теории Гунда, измененной ван-Флеком³³ для редких земель и с данными теории Стонера³⁴ для группы железа; совпадение (в пределах экспериментальной ошибки — 5—10%) вполне удовлетворительное.

§ 43. Опыты Кетерье и Шеррера с пиротитом и железом³⁵

В этих опытах применялись токи со сглаженными кривыми и большим периодом (порядка 5 сек.) и автоматически (при помощи фотоэлемента и поляризованного реле) создавался и поддерживался острый резонанс. Фотоэлемент управлялся очень узким пучком света, отраженным от зеркала, связанного с колеблющимся стержнем, и попадавшим на фотоэлемент только в те моменты, когда стержень проходил через положение равновесия. При помощи реле фотоэлемент изменял в эти моменты направление тока. Преимущество такого устройства заключается не только в создании острого резонанса, но и в автоматическом устранении влияния моментов, находящихся в квадратуре с гиромагнитным моментом. Авторы почти не сообщают деталей опыта. Образцы подвешивались на кварцевой нити и колебались в вакууме.

Было проделано 30 измерений с четырьмя образцами из пиротита. Они готовились путем набивания порошкообразного вещества в узкие трубки, помещенные в магнитное поле параллельно направлению его напряженности, так что частицы сами собой располагались вдоль направления наилучшего намагничивания. Как показал Вейсс, пиротит парамагнитен везде, кроме одной плоскости. Были получены следующие значения g : 0,62, 0,63, 0,63, 0,64.

Этот результат может быть истолкован следующим образом³⁶: рассмотрим один или несколько независимых d -электронов. Если наступает насыщение, то при состоянии, соответствующем минимуму энергии, орбитальный момент будет антипараллелен спину. Но $m_s = -\frac{1}{2}$ и $m_l = 2$. Поэтому получается $g = \frac{2}{3}$. Неполная ориентация может уменьшить значение g , которое по Кетерье равно 0,63. Впрочем, опубликованные данные не позволяют решить вопроса о том, является ли это расхождение истинным или обусловлено ошибками опыта.

По данным Кетерье и Шеррера для железа $g = 2,01$, или $\rho = 0,995 \frac{m}{e}$. Для железного порошка Кетерье³⁷ получил $\rho = 1,01 \frac{m}{e}$.

8 изображен (в функции времени) магнитный момент, действующий при прямоугольной форме кривой тока, и его гармоника — синусоидальная кривая, обозначенная μ . Гиро-
й момент — вернее, этот момент, суммирующийся с некоторым (совпадающим или противоположным по фазе), и кривой $(g+p)$, отличающейся от μ на $1/4$ периода.

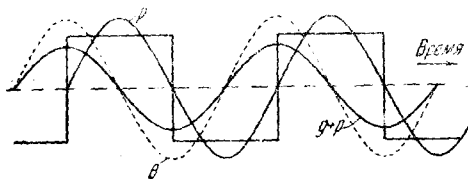


Рис. 18.

В согласии с экспериментальными данными предположим, что затухание пропорционально угловой скорости ротора $\dot{\theta}$. Тогда получим

$$\begin{aligned}\dot{\theta} &= \alpha(g+p) = \\ &= \Theta \cos \omega t \quad (62)\end{aligned}$$

и совпадает по фазе с $(g+p)$. В опытах Кетерье и Шеррера это соотношение между $\dot{\theta}$ и $(g+p)$ с очевидностью поддерживалось описанным выше способом. Так как среднее значение какого-либо момента, находящегося в квадратуре, есть $q \equiv Q \sin \omega t$, то получается

$$\overline{q\dot{\theta}} = \overline{Q\Theta \sin \omega t \cos \omega t} = \frac{Q\Theta}{2} \overline{\sin 2\omega t} = 0. \quad (63)$$

Таким образом момент, находящийся в квадратуре, не окажет влияния на движение.

§ 44. Эксперименты Рей-Чендхури³⁸ с окислами железа

Эти опыты были проделаны по резонансному методу (1), видоизмененному Сэксомитом для работы с парамагнитными веществами (§ 42). Вещество в порошкообразном виде впрессовывалось в стеклянные трубки от 1,3 до 2,3 см диаметром и 6 см длины. Цилиндры колебались в вакууме в магнитном поле напряженностью 230 эрстед. Тонкие цилиндры давали смещение зайчика на 3 см при расстоянии до шкалы в 1,3 м. Вероятная ошибка оценивалась приблизительно в 2%. Детали эксперимента почти не описаны, а потому читатель лишен возможности оценить ошибку самостоятельно. Для $\rho \frac{e}{m}$ получены следующие значения: Fe_3O_4 (осажденный) 1,008; Fe_2O_3 (ферромагнитный) 1,016; NiO Fe_2O_3 1,022.

Е. ГИРОСКОПИЧЕСКОЕ НАМАГНИЧЕНИЕ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ПОЛЕ

§ 45. Гиромангнитное намагничение во вращающемся поле (см. § 3)

Гиромангнитные эффекты, рассмотренные в предшествующих параграфах, дают ценные данные о природе магнитных элементов, но

совершенно не освещают вопроса о процессе намагничивания, который остается попрежнему неясным.

Однако имеются указания на то, что в начальной стадии процесса, т. е. при слабых полях, намагничивание происходит скачками, соответствующими повороту отдельных магнитных элементов, а не непрерывным изменениям их ориентации, которое требуется классической теорией. На этом основании Эйнштейн предсказал нулевой эффект, подтвержденный как будто бы опытами автора и Фишера, описанными в § 3. Однако в 1925 г. автор показал, что ожидаемое Фишером значение намагничивания, возникающего при вращении, должно быть умножено на небольшой коэффициент, равный $\frac{3}{2}$ отношения поперечного намагничивания к намагничиванию при насыщении. Ошибки в опыте Фишера как раз покрывали этот уменьшенный возможный эффект.

Возможно, что это умножение должно быть еще более значительным, так как возникающие противоположные моменты могут быть много больше в том случае, когда магнитные элементы вращаются относительно остальной атомной структуры, чем тогда, когда они вращаются вместе с ней.

Основные опыты Фишера производились с порошкообразным железом и магнетитом и с твердым магнетитом. Главные эксперименты автора производились с прессованной пылью железа и пермаллоя. В обеих работах использовался магнетометрический метод, подобный методу, употреблявшемуся автором в его прежних работах по намагничиванию при вращении.

В работе автора применялось внешнее магнитное поле в 15 эрстед, вращавшееся 15 000 раз в 1 сек.; при этом среднее отклонение магнетометра при изменении направления вращения поля (при учете всех поправок), составляло около 0,2 мм (в неправильном направлении), средняя же ошибка составляла около 1 мм. Отклонение же, требуемое усовершенствованной теорией, должно было составить 20 мм для пермаллоя и 7 мм для железа. Если же исходить из гипотезы вращения Фишера (или из эффекта Барнетра), то при этих условиях должны были бы получиться отклонения в 5000 и 3500 мм. Аналогичные результаты были получены с пылью пермаллоя при частоте в 21 000 Hz. При этом были исключены все систематические ошибки, связанные с остаточным намагничиванием стержня, нагреванием, утечкой между анодным контуром лампового генератора и намагничивающей катушкой (они были связаны через трансформатор) и вихревыми токами.

Часть II. Эффект инерции электронов

А. Введение

§ 46. Работы Максвелла и его последователей

В Максвелловском „Трактате об электричестве и магнетизме“ в § 574, 575 и 577 описаны три инерционных эффекта, которые

должны существовать в проводниках, если электрический ток создается движением только одного рода электрических зарядов и если эти заряды обладают инерцией.

1. Если изменять ток в круговом проводнике или круглой цилиндрической катушке, которые свободно могут двигаться вокруг своей оси, то заряды будут получать некоторое ускорение, а сама катушка (или проводник) должна приобрести ускорение в обратном направлении, причем изменения вращающих моментов должны быть равны по величине, но противоположны по знаку. После Максвелла этот эффект искал Лодж (1892 г.)³⁹; но обнаружить его удалось только автору в 1930 г. (§ 55—58)⁴⁰.

2. Если катушка обтекается постоянным электрическим током и заряды обладают постоянным моментом относительно оси катушки, то катушка должна обладать свойствами гироскопа. Максвелл искал этот эффект в 1861 г., но безуспешно, так как экспериментальные трудности были слишком значительны (§ 3 и 7). Опыты автора, посвященные изучению намагничивания железа при вращении (§ 3 и § 8—23) обнаружили этот эффект для отдельных амперовских вихревых токов, каждый из которых вел себя так, как должна была бы вести себя Максвелловская катушка, если бы можно было создать подходящие условия.

3. Если катушка приобретает ускорение относительно своей оси, то будут ускоряться и свободные заряды, причем при возрастании скорости катушки они будут несколько отставать, а при замедлении катушки — забегать вперед. Поэтому ускорение катушки должно сопровождаться возникновением в ней тока. Этот эффект был обнаружен Толменом и Стюартом в 1918 г. и исследован в четырех работах Толмена и Стюарта⁴¹, Толмена, Керрера и Гэрнсея⁴² и Толмена и Мотт-Смита⁴³ (§ 49—53). До появления работы Толмена и Стюарта этот эффект исследовался центробежным методом в работах Лебедева (§ 47) и Никольса (§ 48).

В. ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ОПЫТЫ ЛЕБЕДЕВА И НИКОЛЬСА

§ 47. Опыты Лебедева⁴⁴

В этих экспериментах, являющихся последней работой Лебедева и представляющих лишь введение к более обширной работе, прерванной его смертью, тороидальные кольца из немагнитных материалов (эбонит, латунь, вода, бензол) приводились во вращение вокруг своей оси с частотой около 500 Hz. Кольца имели в толщину 2 см их внутренний и внешний диаметры составляли соответственно 3 и 6 см. Лебедев предполагал, что положительно заряженная часть атома не будет смещаться в радиальном направлении, в то время как электроны испытают центробежное смещение, пропорциональное постоянной K , зависящей от природы материала тороида радиусу и квадрату частоты. Лебедев вычислил распределение конвекционного тока по тороиду. Далее, он сделал „токовую модель“ представляющую тороид таких же размеров, как и исследуемый

этот тороид целиком состоял из проволоки, намотанной таким образом, что при пропускании по тороиду электрического тока последний распределился бы так же, как конвекционный ток в исследуемом тороиде. Исследуемый тороид и токовая модель располагались вблизи аstaticкого магнетометра таким образом, что их поля были направлены одинаково, и производилось сравнение отклонений магнетометра, возникающих под действием тороида или модели.

Используя свою формулу и кельвиновскую теорему подобия, Лебедев показал, что если в двух симметричных вращающихся телах, сделанных из одинакового материала, две соответствующие точки обладают одинаковыми линейными скоростями, то напряженности магнитного поля, созданные в двух соответствующих точках пространства, должны быть равны друг другу и пропорциональны кубу скорости вращения тел.

Отсюда следует, что на экваторе сферы, имеющей 6 см в диаметре и делающей 500 об/сек, должно возникнуть магнитное поле, составляющее примерно одну сотую долю земного поля (на экваторе земли), если допустить, что материал сферы и земного шара одинаков и что постоянная K одинакова для обоих тел, несмотря на то, что на экваторе сферы центростремительное ускорение почти в 10 млн. раз больше, чем на земле. Лебедев предполагал, что благодаря этой громадной разнице ускорений действительное значение K для сферы должно значительно уменьшиться.

Лебедев нашел, что ток силой в 0,1 А в токовой модели создает поле, равное земному полю. Линейная скорость на экваторе тороида составляла 0,2 скорости на земном экваторе. Отсюда следует, что напряженность магнитного поля, обусловленная вращением тороида, соответствует напряженности, созданной током, равным $0,1 \cdot (0,2)^3 = 0,001$ А, т. е. примерно сотой доле напряженности земного поля. Этот ток, протекая по модели, действительно создавал отклонение магнетометра на 10 делений шкалы, но при вращении одного из тороидов заметного отклонения магнетометра получить не удалось.

§ 48. Опыты Никольса ⁴⁶

Если металлический диск вращается вокруг своей оси с частотой ν Hz, то свободные заряды, имеющие величину e и массу m , должны смещаться к периферии диска, пока не установится равновесное состояние, при котором на расстоянии r от центра диска создается электрическое поле E , удовлетворяющее условию

$$E = \left(\frac{m}{e} \right) 4\pi^2 \nu^2 r. \quad (64)$$

Интегрируя это выражение от края диска (радиус R) до центра,

получаем для разности потенциалов между диском и центром следующее выражение:

$$V = \left(\frac{m}{e}\right) 2\pi^2 R^2 \nu^2. \quad (65)$$

В опытах Никольса диск был сделан из алюминия, $R = 10$ см, $\nu = 100$ Hz и больше. Из уравнения (64) получается, что если свободными зарядами в металле являются электроны, то $V = 10^{-8}$ V и поле направлено от центра к периферии; если же свободными зарядами являются протоны, то $V = 2 \cdot 10^{-5}$ V и поле направлено от края диска к его центру. При помощи гальванометра и щеток, помещенных у края диска и около его центра, Никольс пытался измерить эту разность потенциалов. В случае протонов должно было получиться отклонение в 2000 делений шкалы, в случае электронов — в 1 деление. Практически удалось наблюдать неправильные отклонения в 500 делений и больше; искажения вносились, главным образом, тепловым эффектом и несовершенством контактов. Однако во всяком случае эти опыты показали, что величина $\frac{m}{e}$ для истинных носителей тока в металле меньше, чем для протонов.

С. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ОПЫТЫ ТОЛМЕНА И СТЮАРТА⁴¹

§ 49. Детали опытов

В этих опытах круглая проволочная катушка, туго намотанная на жесткую немагнитную основу, быстро вращалась вокруг своей оси, расположенной вертикально, и внезапно тормозилась подходящими тормозами. Концы катушки соединялись с гальванометром при помощи длинного шнура, причем авторам удалось преодолеть затруднения, вносимые скользящим контактом. В цепь катушки была включена вспомогательная катушка, имевшая ту же площадь, расположенная параллельно первой, но намотанная в обратном направлении; это устройство позволило свести к минимуму влияние колебаний напряженности земного поля на показания гальванометра.

Вращающаяся катушка была окружена другой, сконструированной и ориентированной таким образом, что при пропускании по ней тока можно было компенсировать вертикальную составляющую земного поля в пространстве, занятом вращающейся катушкой. Это было необходимо для исключения электродвижущей силы, которая должна возникать в катушке при ее расширении при быстром вращении под действием центробежной силы. Кроме того, эта электродвижущая сила могла быть исключена из наблюдений при перемене направления вращения катушки, так как она не зависит от направления вращения, а наблюдаемый эффект при перемене направления вращения меняет знак. Для большей надежности авторы применяли оба описанных способа.

При производстве наблюдений катушка приводилась в возможно быстрое вращение и отсчитывалось нулевое показание гальвано-

метра; затем пускались в ход тормоза и катушка останавливалась (в доли секунды), причем отмечалось отклонение гальванометра.

§ 50. Теория метода и результаты

Схема электрической части опыта изображена на рис. 19. ABC —вращающаяся катушка, D —гальванометр, EFG —компенсирующая

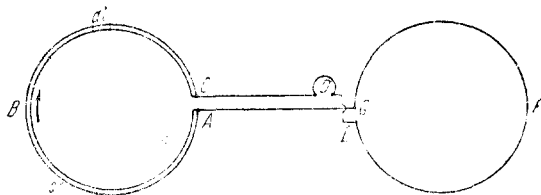


Рис. 19.

катушка. Стрелка указывает направление обхода контура, принятое за положительное. Пусть l —длина, dl —элемент длины однородного проводника ABC , s —его сечение, V —его линейная скорость (относительно неподвижной системы координат); c —плотность тока, k —электропроводность проводника, $i = kc$ —сила тока в нем, v —скорость электрона в проводнике ABC .

Электрон с массой m и зарядом e , находящийся в каком-либо элементе dl проводника, испытывает действие следующих двух сил: первая, равная Xe , обусловлена существованием электрического поля X ; другая, равная $\frac{ce}{k}$, обусловлена существованием трения. Уравнение движения электрона напишется так:

$$Xe - \frac{ce}{k} = m \frac{dv}{dt}. \quad (66)$$

Деля на e и интегрируя по l (по пути ABC), получаем, меняя знаки у всех членов:

$$\frac{cl}{k} - \int X dl = - \frac{ml}{e} \frac{dv}{dt}. \quad (67)$$

Пусть R_c и L_c обозначают сопротивление и индуктивность катушки ABC ; R_g и L_g —сопротивление и индуктивность остальной части цепи. Наконец, пусть U —разность потенциалов на участке ABC , равная разности потенциалов на участке AFC . Можем написать:

$$\begin{aligned} -X dl &= - \left(U - L_c \frac{di}{dt} \right) = \\ &= R_g i + L_g \frac{di}{dt} + L_c \frac{di}{dt}. \end{aligned} \quad (68)$$

Первый член в уравнении (67), очевидно, равен $R_c i$. Поэтому можно придать уравнению следующий вид:

$$(R_c + R_g) i + (L_c + L_g) \frac{di}{dt} = - \frac{ml}{e} \frac{dv}{dt}. \quad (69)$$

Если теперь остановить проводник и создать в нем такие же i и $\frac{di}{dt}$ при помощи подходящего генератора, имеющего э. д. с., равную E , то вместо уравнения (69) получится следующее выражение:

$$(R_c + R_g) i + (L_c + L_g) \frac{di}{dt} = E. \quad (70)$$

Следовательно, ускорение электронов в движущемся проводнике создает внутреннюю электродвижущую силу

$$E = - \frac{ml}{e} \frac{dv}{dt}. \quad (71)$$

Значение интеграла уравнения (69), взятого в пределах от момента, когда катушка и находящиеся в ней электроны имеют постоянную скорость $v = V = V_0$, до момента, когда катушка остановится и ток в ней прекратится ($v = V = 0$), очевидно, равно

$$RQ = \frac{ml}{e} V_0, \quad (72)$$

где $R = R_c + R_g$ — полное сопротивление контура, а $Q = \int i dt$ — полное количество электричества, протекшее через гальванометр. Для отношения $\frac{m}{e}$ получаем:

$$\frac{m}{e} = \frac{RQ}{lV_0}. \quad (73)$$

Было сделано 624 опыта с различными катушками, с тремя различными сортами проволок (медь, алюминий и серебро) двух различных размеров и при двух различных способах крепления катушки. Сопротивление контура менялось от 27 до 63 Ω , длина проволоки катушки — от 285 до 529 м, линейная скорость — от 19,8 до 56,4 м/сек. Для каждого направления вращения проводился целый ряд измерений. Направление тока получалось во всех случаях таким, что носителями тока нужно было признать отрицательные заряды; для каждого вещества получались при вычислении по формуле (72) хорошо согласующиеся результаты. Значения $\frac{m}{e}$, вычисленные в долях этого отношения для свободного электрона, оказались равными 1,11, 1,16 и 1,20 для меди, алюминия и серебра соответственно. Так как было замечено, что увеличение зна-

чения $\frac{m}{e}$ по сравнению с его стандартным значением получается тем меньше, чем более жестко выполнена намотка катушки, то было предположено, что недостаточная жесткость намотки вызывает систематическую ошибку, увеличивающую измеренное значение $\frac{m}{e}$. Ниже, в § 53, описаны опыты, повидимому, подтверждающие это предположение.

Д. Опыты Толмена, Керрера и Гернсея и Толмена и Мотт-Смита

§ 51. Общий план опытов и теория

В каждом из описываемых исследований, из которых второе явилось расширением первого, выполнялись две основных операции: 1) круглый полый медный цилиндр, ось которого располагалась практически параллельно направлению земного поля, приводился в гармонические колебания вдоль этой оси, причем амплитуда колебаний поддерживалась постоянной и равной A ; частота колебаний равнялась $\nu = \frac{\omega}{2\pi} \text{ Hz}$. Благодаря инерции электронов в цилиндре возникал переменный ток. Цилиндр был окружен коаксиальной с ним неподвижной катушкой, содержавшей большее число витков тонкой проволоки. При помощи описываемого ниже метода измерялась электродвижущая сила E_a , индуцируемая в этой катушке током, обусловленным инерцией электронов; 2) подобный же цилиндр, также помещенный внутри аналогичной коаксиальной катушки, располагался так, что ось его была перпендикулярна направлению земного поля и приводился в колебания вдоль оси, перпендикулярной полю и оси цилиндра, с прежней частотой ν и с амплитудой B . Тем же способом, что и в пункте 1, измерялась электродвижущая сила E_b , наводимая в катушке токами, возникающими в цилиндре благодаря явлению электромагнитной индукции.

Очевидно, что распределение плотности тока должно быть в обоих случаях совершенно одинаково и должно совпадать с распределением электрического поля, так как линии тока и линии электрического поля должны быть окружностями, коаксиальными цилиндру и катушке.

Мысленно рассечем цилиндр на ряд коаксиальных трубок, каждая из которых имеет бесконечно малую толщину dr , и рассмотрим одну из этих трубок, имеющую средний радиус, равный r . В случае, описанном в пункте 2, колебания цилиндра вызовут в каждой трубке радиуса r электродвижущую силу $E = -\frac{d\varphi}{dt}$, где $\frac{d\varphi}{dt}$ — величина, определяющая приращение магнитного потока φ , через трубку радиуса r , обусловленную движением ее в земном поле.

Если буквой i обозначить ток (круговой, цилиндрический), текущий в трубке, если R и L — ее сопротивление и индуктивность, то полная сила, действующая на электрон массы m и заряда e , будет равна

$$\left(E - L \frac{di}{dt} - Ri\right) \frac{e}{2\pi r} = m \frac{dv}{dt}. \quad (74)$$

Если n — число свободных электронов в единице объема и a — площадь сечения проводника, то

$$i = neav. \quad (75)$$

Поэтому предыдущее уравнение можно переписать в следующем виде:

$$E = Ri + \left(L + \frac{2\pi rm}{ne^2 a}\right) \frac{di}{dt}. \quad (76)$$

При эксперименте, описанном в пункте 1, когда колебания цилиндра происходят в точности вдоль его оси, электродвижущая сила $E = -\frac{d\varphi}{dt}$ обращается в нуль. Поэтому, для того же самого тока i и для того же значения $\frac{di}{dt}$ вместо уравнения (74) в этом случае должно быть

$$\left(-L \frac{di}{dt} - Ri\right) \frac{e}{2\pi r} = m \frac{dv'}{dt}, \quad (77)$$

где v' — скорость электрона. Но, так как в данном случае трубка имеет тангенциальную скорость V , то получаем

$$i = nea(v' - V). \quad (78)$$

Исключая v' , получаем из (74) следующее выражение:

$$-\frac{2\pi rm}{e} \frac{dV}{dt} = Ri \left(L + \frac{2\pi rm}{ne^2 a}\right) \frac{di}{dt}. \quad (79)$$

Сравнивая это уравнение с уравнением (74), убеждаемся, что ускорение проводника вызывает возникновение электродвижущей силы

$$E_e = -\frac{2\pi rm}{e} \frac{dV}{dt}, \quad (80)$$

пропорциональной ускорению и находящейся с ним в фазе, если e отрицательно, либо противоположной по фазе, если e положительно.

Рассмотрим теперь процессы 1 и 2 в приложении к нашей трубке. В первом случае, когда угловое смещение $\theta = A \sin \omega t$, получаем

$$E_e = -\frac{2\pi rm}{e} \frac{dV}{dt} = \frac{2\pi r^2 \omega^2 mA}{e} \sin \omega t, \quad (81)$$

во втором случае, когда угловое смещение $\psi = B \sin(\omega t + \delta)$ и H — полная напряженность земного магнитного поля, находим

$$\varphi = \pi r^2 H B \sin(\omega t + \delta) \quad (82)$$

и

$$E = - \frac{d\varphi}{dt} = - \pi r^2 H B \omega \cos(\omega t + \delta). \quad (83)$$

Следовательно, в некоторый момент времени t для трубки радиуса получается

$$\frac{E_e}{E} = \frac{2A}{B} \frac{m}{e} \frac{\omega}{H} \frac{\sin \omega t}{\sin(\omega t + \delta - 90^\circ)}. \quad (84)$$

Это выражение не зависит от r , т. е. оно справедливо для всех элементарных трубок, на которые мы мысленно разделили наш цилиндр. Следовательно, уравнение (84) определяет отношение полных электродвижущих сил E_a и E_b , индуцируемых в катушке при двух рассмотренных типах колебаний.

Для отношения максимальных значений E_a и E_b находим

$$R = \frac{E_{a \max}}{E_{b \max}} = \frac{2A m \omega}{B e H}. \quad (85)$$

§ 52. Детали экспериментов

В опытах Толмена, Керрера и Гэрнсея катушка приключалась (через ламповый усилитель и трансформатор) к вибрационному гальванометру, настроенному на частоту колебаний цилиндра, и значение R (а, следовательно, и $\frac{m}{e}$) определялось по отношению амплитуд гальванометра в обоих случаях. Знак e не определялся. В опытах Толмена и Мотт-Смита определялись как величина, так и знак отношения $\frac{m}{e}$.

В их последней работе земной индуктор, соединенный (при помощи контактных колец и щеток) последовательно с реохордом, снабженным двумя скользящими контактами, вращался синхронно с цилиндром при обеих описанных выше операциях. При каждой из операций один конец катушки соединялся с одним из скользящих контактов реохорда, другой же конец катушки и второй контакт реохорда присоединялись ко входным клеммам усилителя при помощи специального приспособления.

Можно было по произволу и непрерывно изменять фазу переменной разности потенциалов, создаваемой индуктором вдоль реохорда по отношению к разности потенциалов, наводимой в катушке при колебаниях цилиндра. Подобным же образом величина разности потенциалов между контактами могла изменяться по желанию простым их перемещением. При каждой операции регулировкой величины напряжения и фазы можно было добиться нулевого отклоне-

ния гальванометра. Длина проволоки (между контактами) при равновесии была пропорциональна E_a и E_b . Кроме того, была известна разность фаз между электродвижущей силой земного индуктора и электродвижущей силой, наводимой колеблющимся цилиндром при второй операции. Итак, зная фазу $\frac{dV}{dt}$ (т. е., ускорения колеблющегося цилиндра в первой операции) относительно электродвижущей силы земного индуктора, можно было определить и соотношение фаз E_a и $-\frac{dV}{dt}$.

§ 53. Систематические ошибки и их устранение

Все систематические ошибки, которые предусматривались авторами, были ими тщательно изучены, причем было показано, что влияние их весьма мало. Ряд ошибок мог возникнуть из-за присутствия земного магнитного поля. Большая часть их отпадала, если оси колеблющегося цилиндра и окружавшей его катушки были строго параллельны направлению земного поля. Было показано, что возможные отклонения от параллельности, обусловленные несовершенством конструкции, вибрациями опоры катушки, несовершенством подшипников цилиндра и асимметрией его колебаний, оказывают лишь ничтожное или очень малое влияние. Расширение цилиндра, обусловленное центробежными силами, могло обусловить возникновение лишь очень малой электродвижущей силы (около 5% измерившейся э. д. с.), частота которой была вдвое выше, чем частота колебаний цилиндра, не влияющей на показания гальванометра. Фазовые соотношения, обусловленные конструкцией прибора и рассчитываемые по хорошо разработанной теории, а также чисто гармонический характер колебаний цилиндра контролировались оптическим путем.

Специальными опытами с заземлением было показано, что случайные электрические заряды не оказывают никакого влияния. Были приняты особые предосторожности для исключения влияния внешних электрических цепей, расположенных невдалеке от прибора. Далее, для изучения вихревых токов были проделаны измерения со сложным цилиндром, собранным из медных колец, разделенных тонкими бакелитовыми кольцами, но результаты этого опыта получились малонадежными. Авторы полагают, что благодаря взаимодействию, возникающему между кольцами, электродвижущая сила увеличивается вместо того, чтобы уменьшаться. Они думают, что, идя по этому пути, удастся, вероятно, объяснить увеличение значений $\frac{m}{e}$, наблюдавшееся в опытах Толмена и Стюарта (§ 50).

§ 54. Результаты

Измерения Толмена, Керрера и Гэрнсея дали для среднего значения $\frac{m}{e}$ величину, на 8% меньшую, чем стандартное значение ее

для свободных электронов. Более совершенные измерения Толмена и Мотт-Смита дали величину, на 19% меньшую стандартной; измерения же Толмена и Стюарта дали значение, превосходящее стандартное на 15%. В работе Толмена и Мотт Смита оказалось, что фаза электродвижущей силы, обусловленной инерцией электронов, отстает на 10° от фазы $\left(-\frac{dV}{dt}\right)$, в то время как теория требует совпадения фаз этих величин. Объяснить эти расхождения до сих пор не удалось.

Е. Опыты Барнетта с инерцией электронов⁴⁶

§. 55. Экспериментальные методы (§ 27 и 41)

Эти опыты базировались на методах, почти в точности совпадающих с методом, использованным автором в опытах по вращению при намагничивании, когда намагничивающая катушка наматывалась непосредственно на ротор.

Магнитный цилиндр был заменен латунным или стеклянным; последнее лучше, так как позволяет исключить возможное влияние инерции электронов в цилиндре. Основной опыт был произведен с медной катушкой, намотанной на стекло; весь ротор имел ту же длину, что и большинство магнитных роторов, но несколько больший диаметр, чем диаметр самого крупного из магнитных роторов.

§ 56. Теория нулевого метода

Если колебания уничтожены, то, как и в § 28, получаем

$$-\rho = \Gamma \gamma m_0 X_0, \quad (86)$$

где ρ — отношение вращающего момента свободных зарядов, имеющих в катушке к магнитному моменту самой катушки. Как было показано в § 5, для свободных электронов, вращающихся по круговым орбитам, это отношение равно $2\frac{m}{e}$.

Кроме того, могут возникнуть мешающие моменты, либо находящиеся в квадратуре с моментом, обусловленным инерцией электронов, либо совпадающие с ним по фазе (или отличающиеся на 180°).

В первом случае амплитуда может быть сведена к минимуму, но не к нулю, путем изменения проводимости X . Во втором случае она может быть сделана равной нулю, но при подстановке значения X_0 в уравнение (86) получится не ρ , но $\rho + \Delta\rho$, где $\Delta\rho$ — ошибка измерения.

Если исследовать зависимость амплитуды A от X для целого ряда значений по обе стороны X_0 и вычислить отрицательные значения для одной стороны и положительные для другой (так как крутящий момент меняет знак при значении $X = X_0$), а затем построить A как функцию X , то легко убедиться, что в результате должна получиться прямая линия, если предположить, что не имеется

мешающих моментов, находящихся в квадратуре с t и что влиянием амплитуды, рассмотренным в следующем параграфе, можно пренебречь. Если же момент находится в фазе с t , то должно быть справедливо соотношение

$$-\rho + \Delta\rho = \Gamma\gamma m_0 X_0, \quad (87)$$

где $\Delta\rho$, как указывалось выше, определяет окончательную ошибку в определении ρ . Если опыт может быть повторен при противоположной фазе мешающего момента, то должно быть

$$-\rho - \Delta\rho = \Gamma\gamma m_0 X'_0, \quad (88)$$

где X'_0 — новое значение проводимости, соответствующее нулевой амплитуде. Тогда

$$-\rho = \Gamma\gamma m_0 \frac{X_0 + X'_0}{2}. \quad (89)$$

Если же имеется момент, находящийся в квадратуре с t , то получится минимум амплитуды, но не нуль, как уже указывалось выше, и линия искривится по обе стороны от минимума.

Если же применяется многослойная катушка с обмоткой, а не индукционный соленоид, то, как легко показать, постоянная γ должна быть заменена постоянной $\gamma' = 4\pi \frac{Z_2}{l}$, где Z_2 — полное число витков обмотки, а l — аксиальная длина однородной обмотки ротора.

§ 57. Общая теория

Для развития более общей теории будем рассуждать следующим образом: пусть катушка ротора содержит Z витков тонкой проволоки сечения s и имеет средний радиус r ; пусть она обтекается током

$$i = I \sin \omega t. \quad (90)$$

Число свободных электронов в единице объема обозначим n , угловую амплитуду вибраций ротора — θ , его угловую скорость — $\dot{\theta}$ (она совпадает по фазе с вращающим моментом j); последняя определяется уравнением

$$\dot{\theta} = \omega \Theta \sin(\omega t + \beta). \quad (91)$$

Если v означает скорость электрона, а V — скорость проволоки, то ток в катушке будет равен $i = nea(v - V)$, откуда

$$v = \frac{i}{nea} + V = \frac{i}{nea} + r\dot{\theta} \quad (92)$$

и

$$v = \frac{i}{nea} + r\dot{\theta} \quad (93)$$

Тогда вращающий момент, действующий на электрон и вычисленный относительно оси симметрии катушки, будет равен

$$rm\dot{\nu} = \frac{rmi}{nea} + r^2 m \ddot{\theta}, \quad (94)$$

а момент, действующий на все электроны, находящиеся в Z витках, будет в $2\pi ranZ$ раз больше. Но так как полный момент, действующий на ротор, равен по величине и противоположен по знаку моменту, действующему на электроны, то имеем

$$t = -\frac{2m}{e} \pi r^2 Z \dot{\nu} - \frac{2m}{e} \pi r^2 Z near \ddot{\theta}. \quad (95)$$

Пользуясь (90) и (91), можем переписать это уравнение в следующем виде:

$$\begin{aligned} t &= -\frac{2m}{e} \pi r^2 Z I \omega \cos \omega t - \frac{2m}{e} \pi r^2 Z near \omega^2 \Theta \cos(\omega t + \beta) = \\ &= T_1 \cos \omega t + T_2 \cos(\omega t + \beta). \end{aligned} \quad (96)$$

При нулевом методе T_2 исчезает, и из (96) получается результат, найденный ранее (86).

В этих экспериментах отношение $\frac{T_2}{T_1}$, почти равное $\frac{\omega \theta}{I}$, было очень мало при амплитудах, получающихся при инерционном эффекте. Так, если принять $n = 10^{23}$, $e = 5 \cdot 10^{-5}$, $a = 0,27$, $\omega = 2\pi \cdot 14,6$, $I = 0,01$ (все в системе CGSM) и воспользоваться указанным выше значением θ , то отношение окажется равным $5 \cdot 10^{-3}$. Для наибольших использованных в экспериментах амплитуд (при градуировочных измерениях по методу отклонений), которые примерно в 150 раз превышали амплитуды, получаемые под действием инерционного эффекта, это отношение было порядка единицы.

Если T_2 или θ не обращается в нуль, то, как можно показать, выражение

$$\beta = \arccot \frac{T_2}{T_1} \quad (97)$$

выполняется со значительным приближением, так что t_2 и t_1 оказываются почти в квадратуре.

При малых амплитудах T_2 ничтожно мало по сравнению с T_1 ; в этом случае вместо нулевого метода можно воспользоваться методом отклонений, как и в случае гиромангнитных экспериментов по вращению при намагничивании.

§ 58. Результаты

Три серии измерений при помощи нулевого метода (§ 30, А), произведенных в очень благоприятных условиях, дали значение

— $10^7 \rho = 1,10 \pm 0,03$; стандартное же значение составляет — $10^7 \rho = 1,13$. Три серии наблюдений при помощи метода отклонений (§ 30, В) дали значение $(10^7 \rho) = 0,87 \pm 0,05$. Последний результат следует признать менее достоверным, чем предыдущий.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Barnett, *Science*, **48**, 303, 1918.
2. Maxwell, *Electricity and Magnetism*, § 575.
3. S. J. Barnett, *Science*, **30**, 413, 1909; **42**, 163, 459, 1915; *Phys. Rev.* **6**, 171, 239, 1915.
4. O. W. Richardson, *Phys. Rev.*, **26**, 248, 1908.
5. A. Einstein u. W. J. de Haas, *Verh. d. deut. phys. Ges.*, **17**, 152, 1915; **18**, 173, 1916; **18**, 423, 1916.
6. J. W. Fischer, *Proc. Phys. Soc.*, **34**, 177, 1922; *Proc. Roy. Soc.*, (A), **109**, 7, 1925.
7. S. J. Barnett, *Phys. Rev.* **27**, 115, 1926; *Proc. Am. Acad.*, **68** (7), 229, 1933.
8. W. Voigt, *Ann. d. Phys.*, **9**, 130, 1902.
9. M. Abraham, *Ann. d. Phys.*, **10**, 151, 169, 171, 1903.
10. O. W. Richardson, loc. cit; *Proc. Roy. Soc.*, (A) **102**, 538, 1922; *Nature*, **117**, 652, 1926.
11. W. Braunbeck, *Physik. Z.*, **23**, 307, 1922; K. Honda, *Tohoku Sci. Rep.*, **19**, 745, 1930.
12. W. J. de Haas a. G. L. de Haas-Lorentz, *Proc. Kon. Akad., Amsterdam*, **19**, 248, 1915.
13. S. J. Barnett, loc. cit; *Bull. Nat. Res., Council* **3**, Part 2, 235, 1922.
14. S. J. Barnett, *Phys. Rev.*, **6**, 239, 1915; **6**, 171, 1915; *Science*, **42**, 163, 459, 1915.
15. S. J. Barnett, *Phys. Rev.* **10**, 7, 1917; *J. Wash. Acad.*, **11**, 162, 1921; S. J. Barnett a. L. J. H. Barnett, *Phys. Rev.*, **17**, 404, 1921; **20**, 90, 1922; *Proc. Am. Acad.*, **60**, 126, 1925.
16. S. J. Barnett, *Resh. of Dep. of Terrest. Magnet, Wash.*, **4**, 373, 1921.
17. A. Einstein, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 173, 1916.
18. W. J. de Haas, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 423, 1916.
19. A. P. Chattock, W. Sucksmith a. L. F. Bates, *Proc. Roy. Soc.*, **A 104**, 499, 1923.
20. S. J. Barnett, *Proc. Am. Acad.*, **66**, 273, 1931; **69**, 119, 1934.
21. S. J. Barnett, *Phil. Mag.*, **12**, 349, 1931.
22. A. Einstein u. W. J. de Haas, loc. cit.
23. A. Einstein, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **17**, 203, 1915.
24. A. Einstein, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **18**, 173, 1916; W. J. de Haas, *ebenda*, **18**, 423, 1916.
25. J. Q. Steward, *Phys. Rev.*, **11**, 100, 1918.
26. E. Beck, *Ann. d. Phys.*, **60**, 109, 1919.
27. G. Arvidsson, *Physik. Z.*, **21**, 88, 1920.
28. A. P. Chattock a. L. F. Bates, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A 233**, 257, 1923.
29. W. Sucksmith a. F. L. Bates, *Proc. Roy. Soc.*, **A 104**, 499, 1923.
30. W. Sucksmith, *Proc. Roy. Soc.*, **A 108**, 638, 1925.
31. S. J. Barnett, *Proc. Am. Acad.*, **66**, 273, 1931; **69**, 119, 1934; *Phys. Rev.*, **30**, 964, 1927; **31**, 1116, 1928; **36**, 789, 1930; **42**, 147, 1932.
32. W. Sucksmith, *Proc. Roy. Soc.*, **A 128**, 276, 1930; **A 133**, 179, 1931; **A 175**, 276, 1932.
33. J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, **31**, 587, 1928; Van Vleck a. Frank, *Phys. Rev.*, **34**, 1494, 1925, 1929.
34. E. C. Stoner, *Phil. Mag.*, **8**, 250, 1929.

35. F. Coeterier u. P. Scherrer *Helv. Phys. Acta* **5**, 217, 1932; **6**, 483, 1933.
 36. D. R. Inglis, *Phys. Rev.*, **45**, 118, 1934.
 37. F. Coeterier, *Amsterdam Theses*, 1933.
 38. D. P. Ray-Chandhuri, *Nature*, **130**, 891, 1932.
 39. O. J. Lodge, *Mod. Views Electricity*, **1892**, p. 97.
 40. S. J. Barnett, *Phil. Mag.*, **42**, 349, 1931.
 41. R. C. Tolman a. T. D. Stewart, *Phys. Rev.*, **8**, 97, 1916; **9**, 164, 1917.
 42. Tolman, Karrer a. Guernsey, *Phys. Rev.*, **21**, 525, 1923.
 43. Tolman a. Mott-Smith, *Phys. Rev.*, **28**, 794, 1926.
 44. P. Lébedew, *Ann. d. Phys.*, **39**, 840, 1912.
 45. E. F. Nichols, *Physik. Z.*, **7**, 640, 1906.
 46. S. J. Barnett, *Phil. Mag.*, **42**, 349, 1931.
-