

«Продольный эффект Холла» в свете аппарата векторного потенциала и экспериментальные попытки его обнаружения

Аналитический аппарат и формальный механизм явления

Известно, что для элемента с изменяющимся током величина *электрического поля индукции* \vec{E} вблизи него может быть вычислена через его векторный потенциал \vec{A} как [1]:

$$(1) \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}.$$

Примем пока что *других силовых действий связанных с векторным потенциалом нет*. Это вовсе необязательно так, но пока что мы пользуемся только традиционным законом индукции (1) выраженным через вектор-потенциал. Сам же векторный потенциал \vec{A} отрезка $d\vec{l}$ с током I , как известно [2 с. 5], равен:

$$(2) \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l}}{r},$$

где r - расстояние от элемента с током до точки измерения (рис. 1).

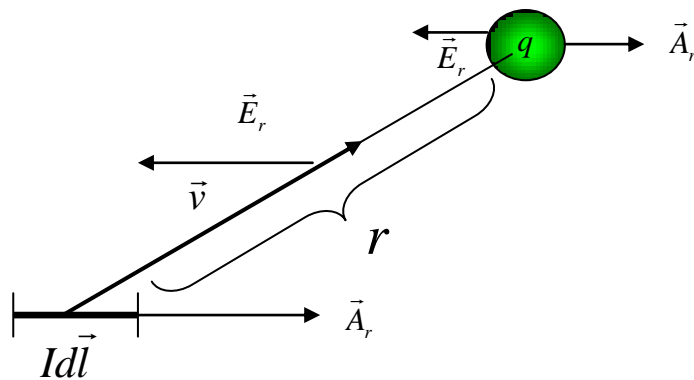


Рис. 1. Элемент с током, вектор-потенциал и пробный заряд.

Соответственно, подставив \vec{A} из (2) в (1) можно получить:

$$(3) \vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Id\vec{l}}{r} \right).$$

Таким образом, согласно (3), *изменение* тока I во времени вызывает появление поля индукции \vec{E} (т.е. оказывает *силовое* действие на пробный заряд q равное $\vec{F} = q\vec{E}$) *строго параллельное* элементарному току.

А теперь *изменим физическую ситуацию*. Пусть не ток I изменяется с течением времени, а сам элемент с током приближается к пробному заряду (для простоты пусть он движется по радиус-вектору их соединяющему). Тогда, глядя на формулу (3) мы видим, что хотя I и не меняется во времени, но *расстояние-то* r изменяется по закону $r-vt$, где v - скорость приближения элемента с током к пробному заряду. То есть, хотя формально время t и не входит в выражение (3) при постоянном токе, но фактически-то вектор-потенциал в точке расположения пробного заряда оказывается-таки *зависящим от времени*:

$$(4) \quad \vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Id\vec{l}}{r-vt} \right).$$

Получается, что если на пробный заряд набегает элемент с постоянным током, то на заряд (*неужели помимо привычной всем силы Лоренца!? Мы вернемся к этому вопросу чуть позже*) действует ещё некое электрическое поле индукции, подобно тому, как оно действует при неподвижном в пространстве, но изменяющемся во времени токе. Ну и в самом деле, откуда пробному заряду (особенно, если полагать его *точечным*, как ныне принято!) «глядя» на векторный потенциал «знать» - ток меняется в проводнике или сам проводник движется? Он, соответственно, и не знает. И в том и в другом случае он просто испытывает действие силы \vec{F} , которую можно описывать через «поле индукции» \vec{E} . Производную в (4) нетрудно взять, и тогда получим:

$$(5) \quad \vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \left(\frac{vId\vec{l}}{(r-vt)^2} \right) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{vId\vec{l}}{r^2 - 2rvt + v^2t^2}.$$

Понятно, что с течением времени элемент с током все более приближается к пробному заряду, всё быстрее будет меняться его векторный потенциал, и всё сильнее будет поле индукции \vec{E} , (см. рис.1). Этот факт и отражает зависимость от времени t в формуле (5). Но в *мгновенном* смысле (т.е. измеряя поле \vec{E} очень быстро, т.е. $t \rightarrow 0$) все члены, содержащие время в этой формуле могут быть сделаны сколь угодно малыми. Соответственно формула преобразуется в (6):

$$(6) \quad \vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{vId\vec{l}}{r^2}.$$

Она описывает мгновенную ситуацию в точке нахождения заряда. В силу признанной в рамках современной электродинамики относительности движения, эта же формула должна работать и в том случае, когда *элемент с постоянным током неподвижен, а движется пробный заряд*. Напомним, что у нас под расстоянием r понимается длина прямой линии, соединяющей элемент тока и пробный заряд, а под скоростью v понимается *радиальная скорость*, т.е. *проекция* скорости движения пробного заряда на линию, соединяющую его с элементом тока. Т.е. переходя к более широкой физической ситуации, когда пробный заряд движется произвольно (а не только набегая

на ток по кратчайшей траектории!), мы должны в (6) вместо v поставить её радиальную проекцию на r , т.е. $v_r = (\vec{v} \cdot \vec{r} / r)$:

$$(7) \vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{v_r Id\vec{l}}{r^2} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{(\vec{v} \cdot \vec{r} / r) \cdot Id\vec{l}}{r^2} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{v \cdot \cos(\alpha) \cdot Id\vec{l}}{r^2} = -\frac{\vec{A} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{r})}{r^2}.$$

Теперь нетрудно увидеть, что на набегающий на ток пробный заряд действует сила одного знака, а на удаляющийся – противоположного. Таким образом, в некоторой ситуации эта сила как бы «тормозит» движение заряда, а в другой может и «подгонять» его.

Описанный выше эффект связан с движением зарядов в поле пространственно изменяющегося векторного потенциала и должен породить целый класс мало изученных физических явлений. Одно из них, вероятно, – известный эффект Ааронова-Бома [4], многие другие описаны в литературе [5,6]. Особый интерес вызывают эти явления в таких физических ситуациях, в которых «обычное» магнитное поле \vec{B} тождественно равно нулю, а, тем не менее, на движущиеся заряды действует-таки некая сила. В настоящее время некоторыми исследователями предпринимаются попытки описать данный класс явлений, вводя в научный обиход новое «поле» часто именуемое «скалярным магнитным полем» [6]. На самом же деле, электрическое поле индукции, описанное выше, математически является, согласно (7), так называемым «простейшим произведением» [3] трех векторов \vec{A} , \vec{v} и \vec{r} . Здесь, во-первых, нет необходимости вводить некоторое новое поле, например \vec{B}^* , а во-вторых, его и довольно сложно ввести (тем более в виде некоторого чисто скалярного поля B^*). Скалярным полем можно было бы считать скалярное произведение $(\vec{v} \cdot \vec{r}) / r^2$ и умножить его на векторный потенциал \vec{A} элемента тока $Id\vec{l}$, но тогда это будет скорее некое чисто кинематическое «поле» движущейся частицы, а не тока. Его можно даже назвать «полем приближения» (proximity field).

Но, вернёмся к нашей физической ситуации. Потребуем теперь, чтобы в месте нахождения пробного заряда обычного «классического» магнитного поля \vec{B} не было бы вовсе. Такую ситуацию несложно придумать (рис. 2).

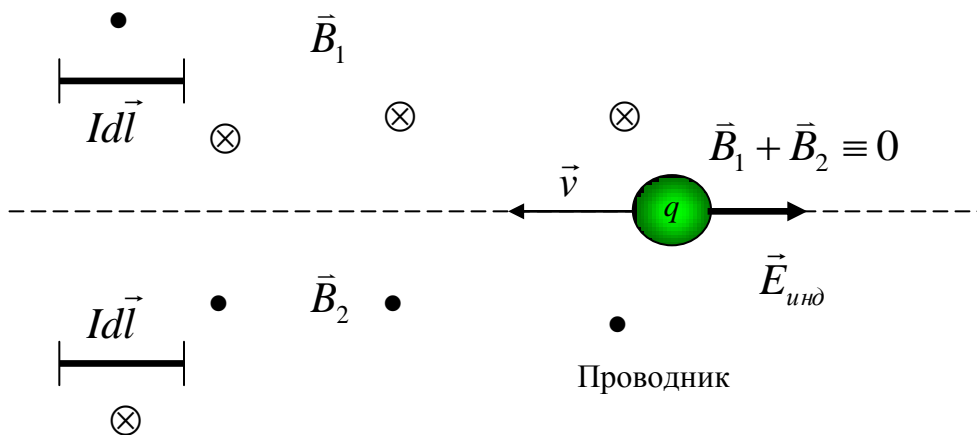


Рис. 2. Ситуация, когда «традиционное» магнитное поле тождественно равно нулю, однако на движущуюся частицу действует сила индукции со стороны двух элементарных токов.

Магнитное поле от верхнего тока в точке нахождения пробного заряда имеет один «знак» (т.е, направление, отмечено крестиками) а от нижнего тока – противоположный (отмечено точками). Токи равны. Расстояние до них одинаковое. Соответственно, согласно принципу суперпозиции, магнитное поле в точке нахождения пробного заряда *отсутствует*. Иначе говоря, **силы Лоренца**, действующие на пробный заряд со стороны верхнего и нижнего токов, компенсируют друг друга. Однако, нетрудно видеть, что ситуация на рис. 2 мало отличается от ситуации на рис. 1 в смысле **индукции**, действующей со стороны токов на движущийся заряд. Причём это **электрическое** поле индукции даже вдвое больше на рис. 2, чем на рис. 1 (поскольку действия обоих **однаправленных** токов на пробный заряд складываются). Возникает, казалось бы, парадоксальная ситуация: магнитного поля нет, а какое-то «магнитное» взаимодействие между токами и движущейся частицей есть. Силу этого взаимодействия как только не называют: и «силой Николаева» и «силой Фарадея». Нас в данном случае интересует не название, а возможность экспериментальной проверки и численной оценки этой силы. Разумеется, мы не будем даже ставить вопрос о том, существует ли в реальности какое-то особое «поле», связанное с этой силой. Поскольку и в реальность-то «обычного» магнитного поля не верим. Более-менее реальны заряды и их движения. В том смысле, что реальны взаимодействия между ними. Т.е. **физические явления**. А все «поля» есть только более или менее удачные способы *рассуждать* о тех или иных категориях явлений. На наш взгляд, нет большой надежды, что все вновь открываемые явления можно будет описать конечным набором «полей», зато есть уверенность, основанная на практике, что все физические явления можно анализировать, вскрывая их **физический механизм**. Полноценный физический механизм взаимодействия токов и движущихся зарядов в нашем случае ещё ждёт своих *исследователей*, однако, на уровне аппарата векторных потенциалов уже сейчас во многих физических ситуациях (но не во всех!) можно анализировать это взаимодействие и предсказывать те или иные явления не только качественно, но и количественно.

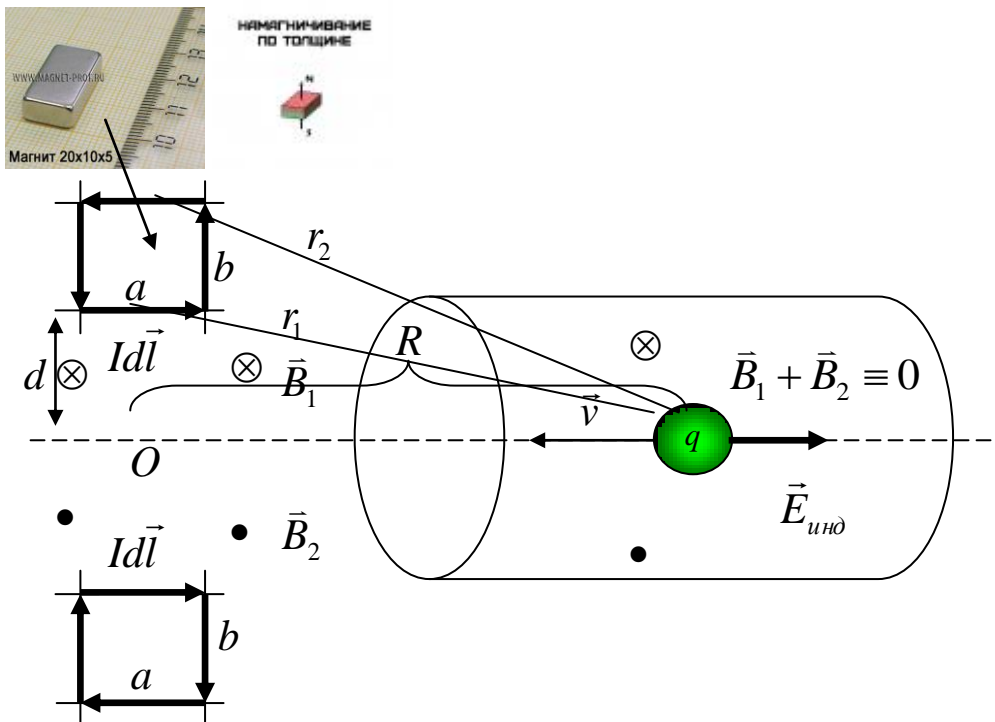


Рис. 3. Физическая ситуация в эксперименте по обнаружению ПЭХ.

Чтобы продемонстрировать это, возьмём физическую ситуацию (рис. 3), в которой нами были (возможно, впервые в истории науки) произведены попытки экспериментально обнаружить так называемый «продольный эффект Холла».

На рис. 3. постоянные прямоугольные магниты, имевшие место быть в эксперименте, заменены прямоугольными рамками с эквивалентным током I . Необходимо для начала определить величину эквивалентного тока размером 20×10 мм (размеры магнитов в опыте), учитывая, что индукция в середине магнитов 1.2 Тл. Стороны рамки, соответственно, $a=0.02$ м и $b=0.01$ м. Для кругового витка, например, известна связь между индукцией магнитного поля, током и размером витка (8):

$$(8) B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R},$$

Посчитаем, что радиус эквивалентного витка есть среднее арифметическое полусторон рамки, т.е. $R = (0.02 + 0.01)/4 = 0.0075$ м. Отсюда, выражая I , имеем:

$$(9) I = \frac{2\pi RB}{\mu_0} = \frac{0.0075 \cdot 1.2}{2 \cdot 10^{-7}} = 45000 [A].$$

То есть эквивалентный ток I в замещающих магниты рамках равен 45 кА. Соответствующий вектор-потенциал, создаваемый этими токами в некоторой точке может быть представлен как сумма 8-ми векторных потенциалов от всех 8-ми сегментов токов, изображенных на рис. 3. Глядя на формулу (7), видим, что её структура отвечает принципу суперпозиции, т.е. позволяет представить векторный потенциал системы токов как векторную сумму потенциалов, создаваемых каждым элементом тока по отдельности. Мы в данной физической ситуации интересуемся *только* теми сегментами тока, которые направлены *вдоль* скорости движения пробного заряда. Поскольку только эти токи создают поле индукции E «подгоняющее» или «тормозящее» наш движущийся со скоростью v пробный заряд. Перпендикулярные же токи создают, во-первых, поперечную силу, трудноотличимую от «обычной» силы Лоренца, а во-вторых, сумма этих сил от всех сегментов равна нулю в силу симметрии задачи. Введя систему координат с центром в точке O и обозначив в этой системе расстояние от начала координат до пробного заряда через R , а расстояние от края рамок до оси координат через d , имеем с учётом (2) и удвоения потенциалов от нижних и верхних по рис. 3 сегментов тока:

$$(10) A = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot Ia \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = 10^{-7} \cdot Ia \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Рассмотрим геометрию задачи, чтобы выразить расстояния r_1 и r_2 от пробного заряда q до середин продольных сегментов эквивалентного тока I . Мы изобразили её отдельно на рис. 4 для удобства.

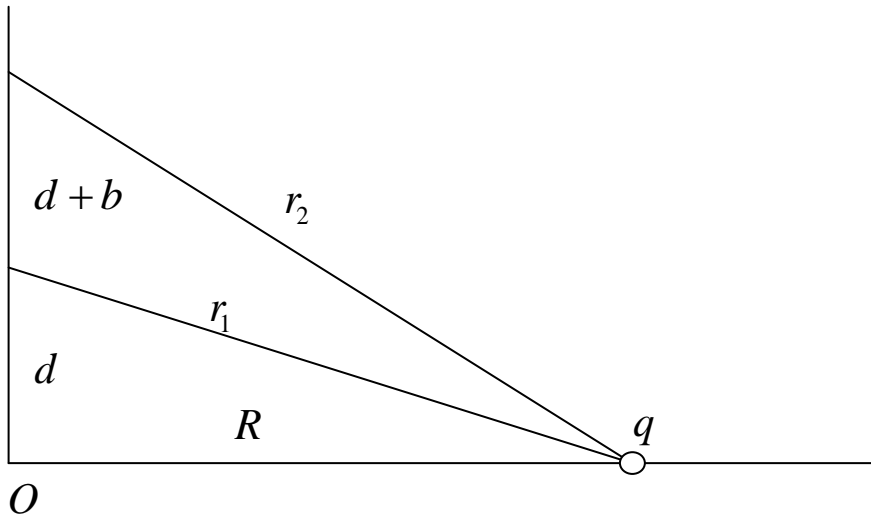


Рис. 4. Геометрия задачи о векторном потенциале системы токов.

Из геометрии рис. 4 очевидно, что

$$(11) \begin{cases} r_1 = \sqrt{R^2 + d^2} \\ r_2 = \sqrt{R^2 + (d + b)^2} \end{cases}.$$

Тогда после подстановки (11), выражение (10) примет вид:

$$(12) A = 10^{-7} \cdot I \cdot a \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{R^2 + d^2}} - \frac{1}{\sqrt{R^2 + (d + b)^2}} \right).$$

И, наконец, подставляя (12) в выражение для поля индукции (7) и учитывая как одномерность задачи, так и конечность и количество размеров элементов тока, имеем:

$$(13) \vec{E} = -\frac{\vec{A} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{r})}{r^2} = -2 \cdot 10^{-7} \cdot I \cdot a \cdot v \cdot \left(\frac{1}{(R^2 + d^2)} - \frac{1}{(R^2 + (d + b)^2)} \right) [B/м].$$

Вот такое поле индукции должна «ощущать» частица, движущаяся по линии между двумя противоположно ориентированными магнитами. И хотя «обычные» **поперечные** силы Лоренца в данной физической ситуации отсутствуют (*точнее их сумма равна нулю, а это не совсем одно и то же!*), и датчик магнитного поля покажет ноль, но поле индукции в зависимости от знака заряда и направления скорости будет или несколько «тормозить» или же «подгонять» движущуюся частицу.

Нетрудно показать, что если частица, например, при приближении к магнитной паре притормаживается ею, то это торможение достигнет максимума на самом краю магнитной пары, затем начнёт уменьшаться, достигнет нуля ровно посередине между

магнитами в точке O и после этого вновь начнёт увеличиваться, но только теперь с обратным знаком. Т.е. оно станет «ускоряющим». И, соответственно, наоборот. Подобное интересное свойство такой магнитной пары было экспериментально исследовано в различных работах. В ряде работ для описания свойств такой магнитной пары было введено понятие «скалярного магнитного поля», оказывающего аналогичное действие на движущиеся в нём частицы. С использованием этого понятия в работе [5] Томилиным А.К. был теоретически предсказан «продольный эффект Холла». Суть его в том, что по левую и правую сторону от магнитной пары в проводе с током, ориентированным вдоль линии соединения магнитов, возникает дополнительная ЭДС. Эта ЭДС в зависимости от намагниченности магнитов и знака носителей заряда может или усиливать ЭДС создаваемую в проводе источником тока, либо ослаблять её. Было высказано предположение о том, что это приведёт к изменению точно измеренного сопротивления проводника. Оценим величину этого гипотетического явления.

Как известно в рамках электронной теории проводимости Друде-Лоренца, дрейфовая скорость электронов в проводнике определяется как:

$$(14) v_{др} = \frac{I}{qnS},$$

где I - сила тока в проводнике, q - заряд носителя (электрона), S - площадь сечения проводника, n - концентрация носителей тока в проводнике (можно принять $6 \cdot 10^{28}$). Подставляя (14) в (13) получим:

$$(15) \vec{E}_{инд} = -2 \cdot 10^{-7} \cdot I_{экв} \cdot a \cdot \frac{I}{qnS} \cdot \left(\frac{1}{(r^2 + d^2)} - \frac{1}{(r^2 + (d+b)^2)} \right).$$

Эта ЭДС действует *внутри* проводника с током I , расположенного по оси магнитной пары заданных размеров (a, b, d) на расстоянии r от центра координат (рис. 3). При измерении сопротивления R такого проводника будет зафиксировано его изменение на величину ΔR . Очевидно, что **относительное изменение** кажущегося сопротивления такого проводника будет равно отношению напряженностей поля индукции $E_{инд}$ и поля $E_{вн}$, созданного внешним источником тока:

$$(16) \frac{\Delta R}{R} = \frac{E_{инд}}{E_{вн}},$$

где $E_{вн} = \frac{U}{l}$ отношение напряжения на концах проводника к его длине. Тогда (16) можно выразить с помощью (15) как:

$$(17) \frac{\Delta R}{R} = \frac{lE_{инд}}{U} = -2 \cdot 10^{-7} \cdot I_{экв} \cdot a \cdot \frac{l}{UqnS} \cdot \left(\frac{1}{(r^2 + d^2)} - \frac{1}{(r^2 + (d+b)^2)} \right).$$

Замечая, что в теории электропроводности металлов *подвижность* носителей определяется как $\mu_e = \frac{|v_{dp}|}{E_{вн}}$, можно окончательно записать:

$$(18) \frac{\Delta R}{R} = -\mu_e \cdot 2 \cdot 10^{-7} \cdot I_{экс} \cdot \left(\frac{a}{(r^2 + d^2)} - \frac{a}{(r^2 + (d+b)^2)} \right).$$

Заметив, что размерность члена формулы, стоящего справа от μ_e [Тл] (т.е. формально равна размерности индукции магнитного поля), можем записать (18) в удивительно простом виде:

$$(19) \frac{\Delta R}{R} = \mu_e \cdot B^* = \frac{B^*}{q n \rho},$$

где ρ - удельная электропроводность, $B^* = -2 \cdot 10^{-7} \cdot I_{экс} \cdot \left(\frac{a}{(r^2 + d^2)} - \frac{a}{(r^2 + (d+b)^2)} \right)$

можно с определенными оговорками назвать неким «магнитным полем» (точнее индукцией этого поля). В нашем случае численная оценка величины этой индукции даёт 0.5 - 0.1 Тл вдоль резистора. Эта индукция быстро падает при удалении от магнитной пары. При даже сильно заниженной подвижности носителей порядка 10^{-6} м²/(В·с) (нихром, магнанин, константан расчёт подвижности даёт порядок $10^{-4} - 10^{-5}$), относительный эффект изменения сопротивления должен быть порядка 10^{-7} на один резистор. Название «скалярное магнитное поле» нам не представляется удачным, поскольку у этого «поля» есть некий аспект, зависящий от направления тока и от направления движения пробного заряда и от расположения радиус-вектора, их соединяющего. А и радиус, и ток, и скорость – величины векторные, явно имеющие направления. Результат действия этого «поля», соответственно, тоже является не скалярной, а векторной величиной (т. н. «простейшим произведением векторов»), т.е. силой, в общем случае направленной под неким углом к вектору скорости заряда. Экспериментальное наблюдение (в силу малости эффекта) даже теоретически возможно только в сложных специальных системах токов (или постоянных магнитов), в которых обычные магнитные эффекты тщательно скомпенсированы. А в сложной системе токов зависимость силы от скорости и направления движения носителей становится ещё сложнее и название «скалярное» к этому «полю» подходит, как нам кажется, ещё меньше.

Интересно, что, согласно выражению (19), относительное изменение сопротивления проводника в таком «поле» не зависит от длины проводника, а зависит лишь от силы этого «поля» и внутренних свойств проводника, определяющих подвижность носителей заряда в нем. Однако, это не значит, что в сложной системе токов не будет зависимости от *ориентации* проводника.

Необходимо заметить, что во всех вышеприведенных рассуждениях мы молчаливо полагали что учли *все* существенные физические явления происходящие в проводнике с током в области т.н. «скалярного» магнитного поля и описали их *все* языком векторного потенциала. А это совершенно не факт. Во-первых, нет гарантий,

что, кроме индукции описанной языком векторных потенциалов, на движущийся носитель заряда больше никакие силы не действуют. Мы пока лишь *сосредоточили своё внимание* на индукции, не более того. А во-вторых, проводник с током – не одиночный электрон, движущийся в вакууме. Это сложная система из решетки ионов и огромного числа сложно движущихся электронов плюс электрическое поле, создаваемое в проводнике источником тока. Тем не менее, мы предприняли довольно серьезную попытку экспериментально обнаружить этот эффект, называемый автором А. К. Томилиным сокращённо «ПЭХ» (продольный эффект Холла), и это название вполне отражает его суть, хотя по своему видимому действию он должен бы скорее напоминать *магниторезистивный эффект*.

Попытка экспериментального обнаружения «продольного эффекта Холла»

Схема опыта и экспериментальная установка

Согласно теоретическим оценкам, эффект получается очень малым: при тех магнитах, которыми мы располагаем, ожидаемое изменение сопротивления эталонного проводника (резистора) лежит в пределах $10^{-5} - 10^{-8}$. Чтобы обнаружить столь ничтожный эффект требуется принять целый ряд технических мер по его усилению и по подавлению значительного числа мешающих факторов. Для усиления эффекта была использована схема хорошо сбалансированного моста Уитстона (рис. 5), что также позволяет в 4 раза увеличить ЭДС сигнала с такого датчика по сравнению с детектором на одном резисторе. При этом два резистора находятся в зоне «положительного поля», т.е. их сопротивление растёт, а два других - в зоне «отрицательного поля», т.е. их сопротивление падает.

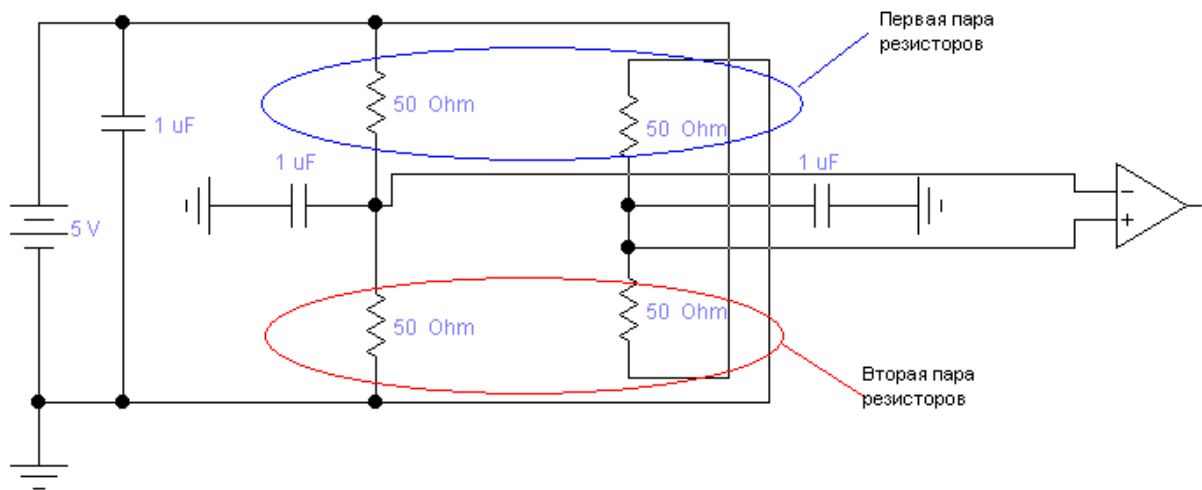


Рис. 5. *Схема электрическая измерительного моста (детектора ПЭХ) в экспериментальной установке*

Эта ЭДС разбалансировки моста далее усиливается малошумящим инструментальным усилителем с малым дрейфом нуля (INA217) с коэффициентом усиления 1000 и оцифровывается аналого-цифровым преобразователем с очень

большой разрешающей способностью (24 разряда AD7791). Для того, чтобы ещё вдвое увеличить эффект и обеспечить высокую контролируемость экспериментов, магнитная пара поворачивается шаговым двигателем с помощью вала. Таким образом, это даёт возможность в точно известный момент времени менять «полярность» исследуемого «поля», переворачивая магнитную пару на 180 градусов. Соответствующая кинематическая схема изображена на рис.6.

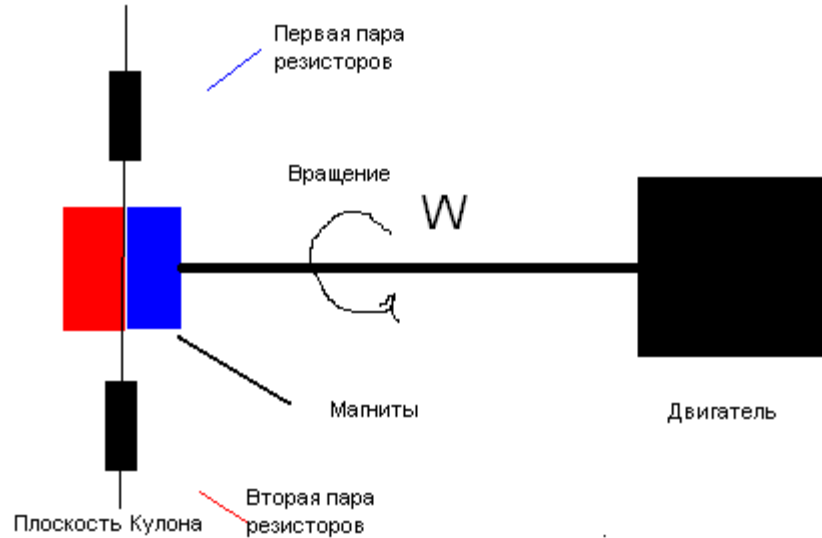


Рис. 6. Кинематическая схема установки

Чтобы нагрев двигателя не влиял на магнитную пару и резисторы измерительного моста, вал выполнен из керамики. Чтобы снизить чувствительность моста к тепловым колебаниям, резисторы моста следует выбирать с как можно меньшим тепловым коэффициентом (менее 100 ppm, лучше 10-20 ppm). Это, например, типично для эталонных манганиновых резисторов. Также необходимо тщательно согласовать их сопротивление в плечах моста путём подбора как можно более близких номиналов из большого количества образцов. Между магнитами и резисторами необходимо установить алюминиевые экраны, препятствующие паразитной разбалансировке моста связанной с изменением ИК-отражательной способности магнитов при их механическом вращении. Резисторы моста должны быть расположены максимально *симметрично* относительно магнитов и максимально механически *жестко*, вплоть до фиксации их эпоксидным клеем. Это предотвращает их механические микроперемещения, связанные с силовым взаимодействием с магнитами (рис. 7).

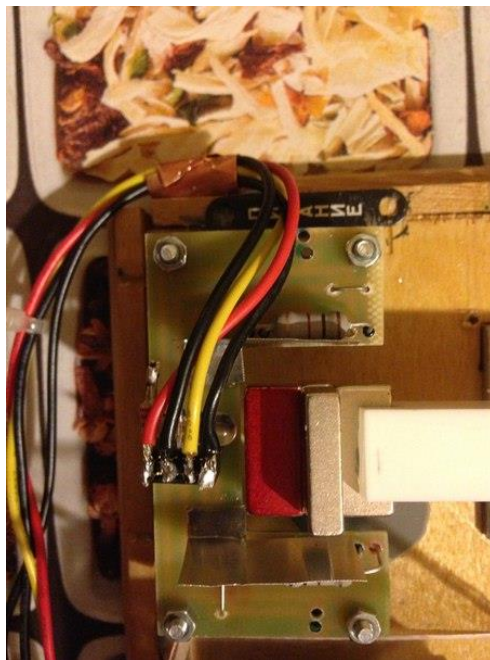


Рис. 7. Чувствительная часть установки в сборе, кожух снят (один из многочисленных опробованных вариантов).

Сам же мост вместе с магнитами помещается в плексигласовый кожух (рис.8), покрытый алюминиевой фольгой, во избежание влияния колебаний воздуха и проникновения излучений снаружи (например, ИК теплового излучения от самого экспериментатора).



Рис. 8. Измерительный мост в кожухе с экраном и вся измерительная часть установки под общим прозрачным колпаком

Усилитель размещается отдельно в экранированном корпусе. Отдельный корпус предусмотрен и для АЦП с микроконтроллером и источником опорного напряжения. Кроме всех этих корпусов и экранов на всю установку устанавливается общий прозрачный плексигласовый колпак, уменьшающий влияние движения воздуха в помещении на работу установки. Поскольку при работе шагового двигателя возникают вибрации, установка в целом снабжена демпферами механических колебаний. Чтобы снизить нагрев шагового двигателя к нему присоединен алюминиевый радиатор большой площади. Только при тщательном выполнении всех этих мер удаётся надёжно зафиксировать некоторый систематический эффект. Тем не менее, в некоторых образцах резисторов (например, в современных металлоплёночных, проволочных и металлодиэлектрических) величина эффекта столь мала, что для его обнаружения потребовалось разработать ещё и специальную *методику измерений*.

Методика измерений

Методика измерений основана на возможностях установки, в частности, на высокой разрешающей способности АЦП и высокой механической управляемости магнитной пары. Измерения начинаются с одного определенного положения магнитной пары, при котором теоретически должен быть максимальный эффект. При проведении измерений магнитная пара переворачивается на 180 градусов шаговым двигателем, после чего практически немедленно измеряется и запоминается уровень напряжения на выходе измерительного моста Уитстона. Снова магнитная пара переворачивается на 180 градусов. Снова производятся измерения. Из полученной величины вычитается предыдущее измерение. Полученная разница накапливается в течение сотен и даже тысяч измерений, произведенных с поворотами магнитной пары. Затем все то же самое проделывается при *противоположном начальном положении* магнитной пары. Снова накапливается и усредняется разница. Как правило, накопленная в первой серии опыта разница (т. н. «ступенька») составляет (в зависимости от материала резистора) от сотых долей микровольта до единиц микровольт. В одном случае эта ступенька положительна, в другом – отрицательна. Полуразмах между этими величинами и принимается за экспериментально измеренную величину. Эта величина затем приводится к одному резистору (с учётом того, что их 4 в мосту Уитстона и с учетом поворота магнитов, удваивающего эффект). И, наконец, с учётом напряжения питания моста, определяется относительное изменение сопротивления. Измерения, полученные по этой методике, являются, по сути, результатом работы электромеханического *синхронного детектора с накоплением*. Все измерительные операции и управление шаговым двигателем осуществляет микроконтроллер. Накопление и обработка результатов осуществляется в ПК. Таким образом, примененная методика позволяет улучшить отношение сигнал/шум в десятки и даже сотни раз (в зависимости от времени эксперимента, т.е. числа переворотов магнитной пары) и надёжно измерять сигнал разбалансировки моста, равный *десяткам нановольт с ошибкой в единицы нановольт*. Отсутствие в зоне расположения резисторов моста обычного магнитного поля контролируется магнитометром. Вся обработка происходит в реальном времени на ПК, подключенном к измерительному микроконтроллеру установки по USB кабелю (рис. 9, 10).

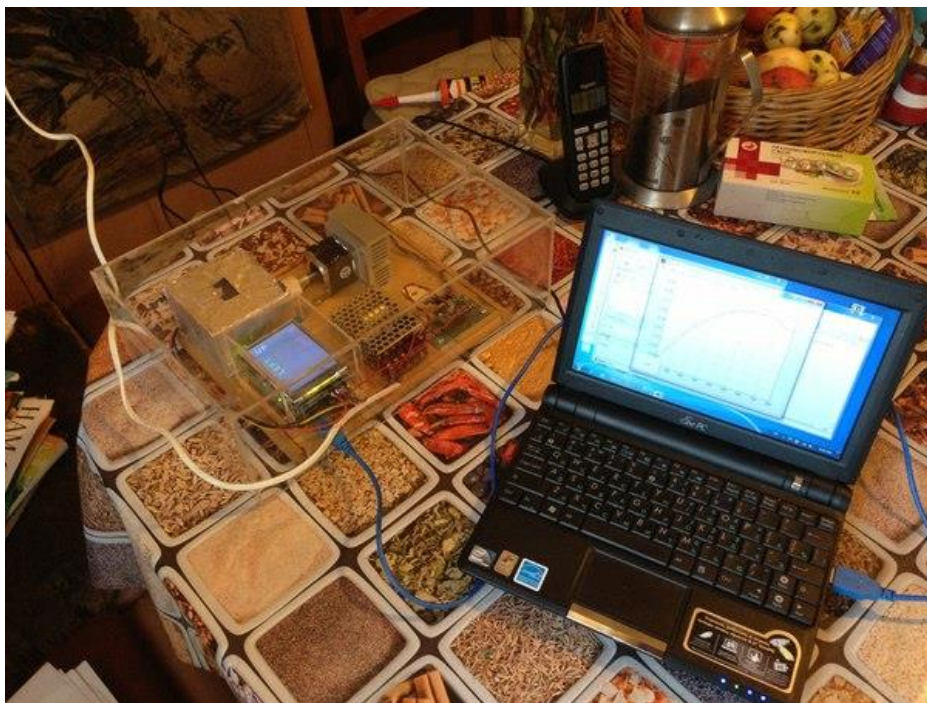


Рис. 9. Полная установка вместе с подключенным ПК

По результатам контрольных измерений остаточное «обычное» магнитное поле в зоне расположения резисторов моста не превышает 0.002 Тл, в то время как оценка так называемого «скалярного» поля в этой области даёт величины 0.5-0.1 Тл. Поскольку радиотехнические резисторы весьма малочувствительны к магнитному полю при комнатных температурах (относительный эффект меньше $10^{-10}/\text{Тл}$), то влияние этого эффекта (за исключением полупроводникового образца) пренебрежимо мало.

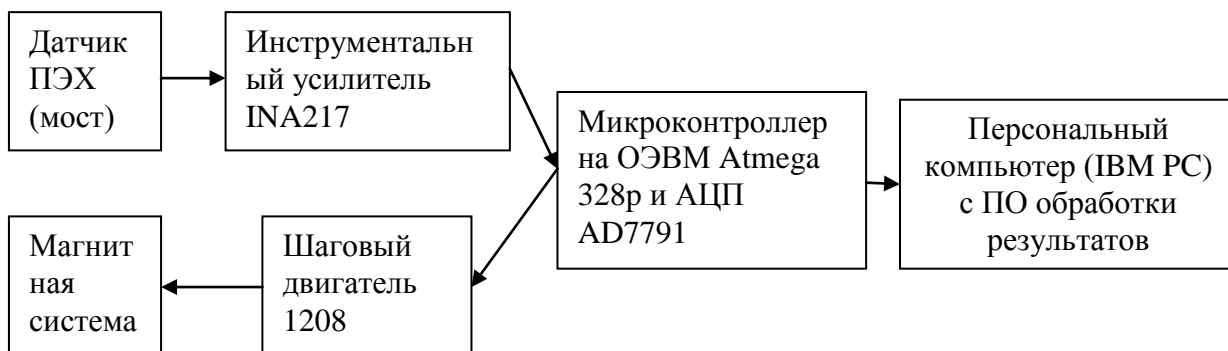


Рис. 10. Блок-схема исследовательской установки

Результаты измерений

Измерениям были подвергнуты как разнообразные резисторы, производимые промышленностью (от дешевых углеродных до эталонных марганцевых), так и

миниатюрные лампы накаливания и полупроводниковые сопротивления ДХП-0.5. Нас сразу удивило расхождение между расчетной величиной эффекта и фактически измеренной. Измеренная величина практически всегда была в десятки и сотни раз меньше предсказанной. Относительное изменение сопротивления образцов изменялось по порядку величины от 10^{-7} до 10^{-10} . Когда результаты были приведены в систему, возник некий ряд (таб. 1):

Таблица 1.

Эксп.	Тип детектора	Измеренный сигнал	Ожидаемый сигнал
1	Лампа накаливания	8 мкВ	20 мкВ
2	Полупроводник ДХП-0.5	2.5 мкВ	400 мкВ
3	Резисторы МЛТ-0.25	430 нВ	2 мкВ
4	Углеродные резисторы	130 нВ	500 нВ
5	Резисторы MF-25	60 нВ	2 мкВ
6	Резисторы MD-12	50 нВ	1-2 мкВ (грубая оценка)
7	Резисторы MO-50	40 нВ	Не оценивался
8	Резисторы эталонные манганиновые	20 нВ	>10 мкВ
9	Резисторы проволочные константановые	10 нВ	>10 мкВ

К сожалению, в этом ряду не удалось обнаружить закономерности ни по подвижности носителей, ни по температурному коэффициенту сопротивления, ни по коэффициенту шума. Есть некоторая закономерность, проявляющаяся в том, что чем хуже общее качество резисторов, тем выше величина эффекта. Была высказана догадка, что величина эффекта может быть связана с тензорезистивными свойствами образцов. И действительно, косвенная оценка этих свойств по так называемому «микрофонному эффекту» оказалась прямо связанной с измеренной величиной «ПЭХ». В эту закономерность не укладывается только полупроводниковый образец, что и неудивительно, учитывая принципиально другую физику протекания тока в полупроводниках по сравнению с металлами и сплавами.

Анализ результатов

И без специальных аналитических процедур видно, что искомый «продольный эффект Холла в скалярном магнитном поле» *не обнаружен*. Обнаружен какой-то другой нетривиальный эффект, намного меньшей величины. Причины этого может быть две:

а) Мы что-то не учли, когда анализировали силы действующие на носитель в нашей физической ситуации, и искомого эффекта вообще не должно быть даже теоретически. Тогда, кроме выведенной нами силы «продольного» взаимодействия в

нашей ситуации должна присутствовать *ещё одна сила*, которую надо и искать теоретически. Ниже мы предпримем такую попытку.

б) Мы не учли, что в опыте имеем дело не со свободными электронами, а с реальным проводником, т.е. сложной физической системой. Например, «притормаживание» или «разгон» электронов «скалярным» магнитным полем может вполне иметь место, но это тут же приведёт к тому, что все электроны просто чуть *сместятся* относительно решетки и возникнет стационарное электрическое поле внутри проводника, направленное против сил индукции. Есть и ещё один фактор: учитывая сильную неоднородность «скалярного магнитного поля», видим, что и концентрация электронов станет неравномерной вдоль проводника и, соответственно, тоже возникнет ещё одно статическое электрическое поле внутри проводника, вызванное неравномерностью концентрации носителей. Все эти наведенные поля в принципе способны практически полностью компенсировать действие «скалярного» магнитного поля на движущиеся носители. Такая ситуация уже известна в физике, именно она возникает, когда проводятся измерения так называемого «геометрического» магниторезистивного эффекта в таком образце, в котором свободное протекание холловского тока невозможно [7]. Чтобы дать этому току Холла течь и ослабить компенсирующее влияние «поля поляризации» на геометрический эффект магнитосопротивления был специально придуман «диск Корбино», т.е. специальная *форма* исследуемого образца [8]. В нашем же случае подобной *специальной формы* придумано не было.

Лирическое наступление. Сила Лоренца и векторный потенциал.

Рассмотрим теперь силу Лоренца как силу индукции, вызванной изменением векторного потенциала в точке нахождения движущейся пробной частицы. Возьмём элемент тока $I d\vec{l}$ с потенциалом $\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I d\vec{l}}{r}$ и устремим пробную частицу со скоростью \vec{v} *перпендикулярно* $d\vec{l}$ к элементу тока $I d\vec{l}$ (рис. 11).

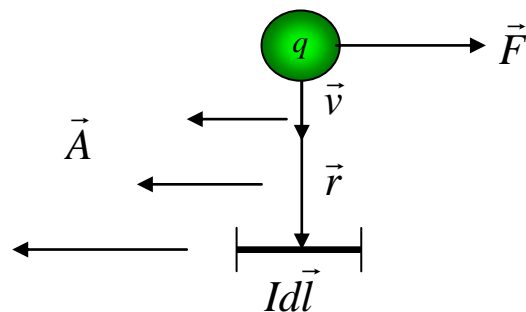


Рис. 11. Сила Лоренца как результат электромагнитной индукции.

Эта частица, двигаясь в поле векторного потенциала (2) элемента тока будет испытывать действие электрического поля индукции (1), являющегося следствием того, что для движущейся частицы изменяется векторный потенциал окружающего её

«пространства». Это поле уже вычислено нами в (6). Теперь вспомним, что магнитное поле \vec{B} элемента с током записывается как:

$$(20) \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l}}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q\vec{v}}{r^2},$$

видим, что:

$$(21) \vec{F}_{\text{Лоренца}} = -q \frac{d\vec{A}}{dt} = -q \cdot \frac{\vec{A} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{r})}{r^2} = -q[\vec{v} \times \vec{B}]$$

Т.е. получили **классическое выражение для силы Лоренца**. Очевидно, что так будет при любом **радиальном** движении частицы относительно провода (в ситуации, изображенной на рис. 11. В других же ситуациях, как например на рис. 1. она проявится и при продольном движении тоже). Но есть проблема: а что за сила будет действовать на частицу в ситуации рис. 11 при её **продольном** (относительно тока) движении? Ведь в той точке, где находится заряд на рис. 11 производная векторного потенциала по времени при движении частицы равна нулю (ибо это минимальное возможное расстояние при продольном движении частицы). Да и сила Лоренца, как известно из опыта, в этом случае будет не только не равной нулю, но и направлена радиально относительно тока! А уж такого-то направления никак нельзя ожидать, исходя **только** из идей индукции и векторного потенциала. Выходит, что кроме изложенного выше «формального» (индукционного) механизма взаимодействия движущегося заряда и тока есть ещё как минимум один, отвечающий за появление силы Лоренца при продольном движении частицы вдоль тока. Например, Ф.Ф. Менде со ссылкой на Р. Фейнмана в работе [9] полагает, что коль скоро у частицы движущейся в «поле векторного потенциала» есть специфическая потенциальная энергия $W = -q(\vec{v}\vec{A})$, то должна проявляться и соответствующая ей сила $\vec{F} = -q \cdot \text{grad}(\vec{v}\vec{A})$. Нетрудно убедиться, что такая сила при продольном движении заряда вдоль элемента с током опять-таки будет в точности равна силе Лоренца и будет действовать именно радиально (рис.12).

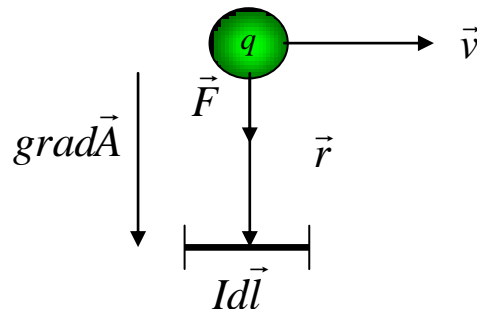


Рис. 12. Сила Лоренца при продольном движении заряда. Это в данном случае есть сила втягивания тока (каковым является движущийся заряд) по градиенту векторного потенциала. То же самое, что сила Ампера.

При радиальном же движении эта сила равна нулю, так как равно нулю скалярное произведение под знаком градиента (т.е. попросту говоря, скорость и векторный потенциал взаимно перпендикулярны), зато рассмотренная выше сила индукции будет теперь в точности равна силе Лоренца. Вот так номер! Оказывается, что *сила Лоренца – это две разных силы?* Скорее всего, сила, которую вводит Ф. Ф. Менде вслед за Фейнманом также имеет индукционную природу, но не исключено, что для выяснения её физического механизма потребуется обратиться к строению элементарных зарядов. В любом случае такой экскурс выходит далеко за рамки данной работы. В таком случае, полная сила, действующая на произвольно движущийся вблизи отрезка тока заряд может быть записана как:

$$(22) \vec{F} = -q \cdot (\vec{v} \nabla) \cdot \vec{A} + q \cdot \text{grad}(\vec{v} \vec{A})$$

Где оператор ∇ «набла», стоящий *справа* от скорости означает известную математикам, но довольно нетривиальную операцию дифференцирования векторного потенциала по направлению скорости. Для случая на рис. 3 это выражение говорит о том, что в данной физической ситуации сила индукции, действующая со стороны эквивалентного тока магнитов на движущийся заряд будет *скомпенсированна* силой, вызванной градиентом векторного потенциала этого тока. На практике такая компенсация, возможно, не будет полной, поскольку эквивалентный ток, адекватно изображающий магнит, не лежит точно на горизонтальной оси симметрии рисунка, а несколько удален от неё. Возможно именно по этой причине количественные результаты экспериментов по обнаружению продольного эффекта Холла дают столь низкие значения эффекта по сравнению с расчетными. Не исключено, что мы искали подтверждения существования одной силы, а нашли сразу две, практически компенсирующие друг друга. То есть полная «магнитная» часть силы Лоренца, возможно, складывается из *двух* различных физических явлений: электромагнитной индукции в изменяющемся поле векторного потенциала и втягивания тока (или движущейся частицы) по градиенту векторного потенциала. А наш «формальный механизм» гипотетического продольного эффекта Холла связан вовсе не с «другой силой», а все с той же силой Лоренца. Просто сама сила Лоренца оказывается сложнее, чем о ней принято думать.

Несмотря на то, что предсказанный А. К. Томилиным продольный эффект Холла не был нами обнаружен, имеются неопровержимые экспериментальные свидетельства (в т.ч. и экспериментально проверенные авторами) что на *токи*, расположенные точно посередине между магнитной парой действуют вполне измеримые *продольные механические силы*. Эти силы фиксируются различными датчиками силы, например, в нашем случае мы фиксировали её механотронами. Неоспоримо и то, что сближающиеся/удаляющиеся магниты пары вызывают появление продольной ЭДС индукции в расположенном между ними проводе, точно также как её вызывают синхронные переменные токи в двух одинаковых катушках, заменяющих магниты пары. Следовательно, скорее всего, причина отрицательного результата не в отсутствии специфической силы, действующей на дрейфующие носители заряда в проводнике, а в неких компенсирующих её действиях эффектах, возникающих в реальном проводнике.

Заключение

Итак, пытаясь теоретически проанализировать и экспериментально обнаружить предсказанный А. К. Томилиным в работе [5] так называемый «продольный эффект Холла в скалярном магнитном поле» мы пришли к тому, что с точки зрения современной физики его даже теоретически вполне может и не быть (смотря по тому, на каком уровне полноты рассматривать картину явления), а практически он так и не был обнаружен, несмотря на то, что разрешающая способность экспериментальной установки на несколько порядков превышала теоретически требуемую. Возможно дело в другом явлении (или явлениях) компенсирующих предсказанный ПЭХ. Был, однако, обнаружен некий эффект, качественно сходный с предсказанным эффектом ПЭХ, но на один-три порядка меньший (в разных исследованных образцах) по величине. Мы предполагаем, что природа этого эффекта может быть тензорезистивной, т.е. вызванной механической силой действующей на проводник с током со стороны магнитной пары.

Литература

1. Википедия. Электромагнитная индукция.
http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%EB%E5%EA%F2%F0%EE%EC%E0%E3%ED%E8%F2%ED%E0%FF_%E8%ED%E4%F3%EA%F6%E8%FF
2. Физика. Лекции.
http://msk.edu.ua/ivk/Fizika/2_kurs_C_3_kurs_AM/Ivanov_VK/Elektrichestvo_magnetizm/el_m3-7.pdf
3. Глазнев. Лекции. <http://glaznev.sibcity.ru/1kurs/analit/common/html/anlek7.htm>
4. Ааронова-Бома эффект. <http://nature.web.ru/db/msg.html?mid=1167151>
5. А.К. Томилин. Обобщенная электродинамика.
http://vev50.narod.ru/Tomilin_ED.pdf
6. Г.В. Николаев. Современная электродинамика и причины её парадоксальности.
<http://bourabai.kz/nikolaev/electro05.htm>
7. Википедия. Магнитосопротивление.
<http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9C%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B5%D1%82%D0%BE%D1%81%D0%BE%D0%BF%D1%80%D0%BE%D1%82%D0%B8%D0%B2%D0%BB%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5>
8. Физическая энциклопедия. Диск Корбино.
http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1763.html
9. Ф.Ф. Менде. Векторный потенциал магнитного поля и природа его возникновения. <http://fmnauka.narod.ru/W.pdf>
10. Википедия. Подвижность носителей заряда.
http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9F%D0%BE%D0%B4%D0%B2%D0%B8%D0%B6%D0%BD%D0%BE%D1%81%D1%82%D1%8C_%D0%BD%D0%BE%D1%81%D0%B8%D1%82%D0%B5%D0%BB%D0%B5%D0%B9_%D0%B7%D0%B0%D1%80%D1%8F%D0%B4%D0%B0

24 сентября 2013 года – 27 января 2014 года. И. Мисюченко, В. Викулин.