



117296 Москва, Ленинский проспект, 64-А, «Квант»
тел. : [095] 930-56-48
e-mail: bquantum@sovam.com (с пометкой "Квант").

№ 3 - 1998 г. Школа в "Кванте" - Физика

**П. Хаджи, А. Михайленко,
"Маятник с несколькими грузиками"**

**А. Стасенко,
"Еще один вечный двигатель?"**

**М. Лившиц,
"Закон электромагнитной индукции или «правило
потока»?"**

© Квант

*Использование или распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции*



Образовательный сетевой выпуск
VIVOS VOCO! - ЗОВУ ЖИВЫХ!
<http://www.techno.ru/vivovoco>

Физика 9—11

Публикуемая ниже заметка «Маятник с несколькими грузиками» предназначена девятиклассникам, заметка «Еще один вечный двигатель?» — десятиклассникам, «Закон электромагнитной индукции или «правило потока»?» — одиннадцатиклассникам.

Маятник с несколькими грузиками

П. ХАДЖИ, А. МИХАЙЛЕНКО

ЛОГИЧЕСКИМ и простейшим обобщением традиционного математического маятника является маятник с двумя или более грузиками. Такой маятник можно назвать частным случаем физического маятника.

Рассмотрим сначала более простой случай. Пусть к жесткому невесомому стержню прикреплены два точечных тела с массами m_1 и m_2 на расстояниях l_1 и l_2 соответственно от точки подвеса (рис. 1, а). Найдем частоту колебаний такого маятника.

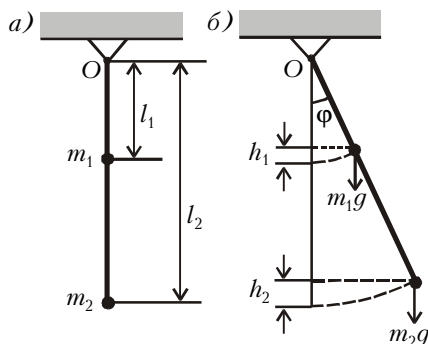


Рис. 1

В положении равновесия стержень маятника располагается вертикально. Выведем маятник из положения равновесия, отклонив стержень с грузами на небольшой угол φ (рис. 1, б). Каждый из грузов при этом поднимется на определенную высоту относительно своего положения равновесия. Первый поднимется на высоту $h_1 = l_1(1 - \cos \varphi)$, а второй — на $h_2 = l_2(1 - \cos \varphi)$. Запасенная системой грузов потенциальная энергия относительно положения рав-

новесия будет равна

$$\Delta E_p = m_1 g h_1 + m_2 g h_2 = (m_1 l_1 + m_2 l_2) g (1 - \cos \varphi).$$

Предоставим теперь маятник самому себе. Благодаря касательным составляющим сил тяжести грузов (которые играют роль «возвращающих» сил), маятник начнет двигаться к положению равновесия. Линейные скорости грузов по мере приближения к положению равновесия будут возрастать. В положении равновесия полная кинетическая энергия грузов станет равной

$$E_k = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2},$$

где v_1 и v_2 — линейные скорости движения грузов. Выражая v_1 и v_2 через угловую скорость вращения стержня Ω и длины l_1 и l_2 :

$$v_1 = \Omega l_1, \quad v_2 = \Omega l_2,$$

кинетическую энергию системы можно представить в виде

$$E_k = \frac{1}{2} \Omega^2 (m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2).$$

Предполагая, что в системе отсутствуют потери энергии из-за трения в оси и сопротивления воздуха, и используя закон сохранения энергии, можно приравнять потенциальную энергию кинетической. В результате для угловой скорости вращения стержня получаем выражение

$$\Omega^2 = 2g \frac{m_1 l_1 + m_2 l_2}{m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2} (1 - \cos \varphi).$$

Сравним наш маятник с некоторым математическим маятником, имеющим

такую длину L , что при одном и том же начальном отклонении φ от положения равновесия угловые скорости Ω и периоды колебаний T обоих маятников оказываются одинаковыми. Для математического маятника можно записать

$$\Delta E_p = mgL(1 - \cos \varphi),$$

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2,$$

$$v = \Omega L.$$

Используя закон сохранения энергии, для угловой скорости Ω получаем выражение

$$\Omega^2 = 2 \frac{g}{L} (1 - \cos \varphi).$$

Так как при одном и том же угловом отклонении φ угловые скорости Ω обоих маятников равны, приравнявая правые части соответствующих равенств, найдем длину L математического маятника, эквивалентного исходному маятнику с двумя грузами:

$$L = \frac{m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2}{m_1 l_1 + m_2 l_2},$$

а значит, и частоту колебаний нашего физического маятника:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{L}} = \sqrt{g \frac{m_1 l_1 + m_2 l_2}{m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2}},$$

и его период:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{g} \frac{m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2}{m_1 l_1 + m_2 l_2}}.$$

Если m_1 либо m_2 равны нулю (т.е. один из грузов отсутствует), то из последнего выражения получаем формулу для периода колебаний математического маятника. Если же, например, $m_1 = m_2$ (т.е. массы обоих грузов одинаковы), то

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{g} \frac{l_1^2 + l_2^2}{l_1 + l_2}}.$$

Таким образом, частота и период колебаний нашего маятника определяются как массами грузов, так и их расстояниями от оси вращения.

Сравним полученное выражение для частоты колебаний исследуемого маятника ω с частотами колебаний двух независимых математических маятников с длинами нитей l_1 и l_2 соответственно, которые выражаются формулами

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{g}{l_1}} \quad \text{и} \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{g}{l_2}}.$$

Если положить $l_1 > l_2$, то получаем неравенство

$$\omega_1 < \omega < \omega_2.$$

Таким образом, частота колебаний маятника с двумя грузами, расположенными на расстояниях l_1 и l_2 от оси вращения, меньше большей и больше меньшей из собственных частот колебаний двух независимых математических маятников с длинами нитей l_1 и l_2 соответственно.

Исследуем теперь более детально выражение для ω . Предположим, что один из грузов, например груз с массой m_1 , расположен на фиксированном расстоянии l_1 от оси вращения маятника, а расстояние l_2 второго груза с массой m_2 меняется. Найдем отношение частоты колебаний нашего маятника к частоте колебаний математического маятника с длиной нити l_1 :

$$y = \frac{\omega}{\omega_1} = \sqrt{\frac{l_1(m_1 l_1 + m_2 l_2)}{m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2}}.$$

Введем безразмерные переменные $x = l_2/l_1$ и $a = m_2/m_1$. Тогда

$$y = \sqrt{\frac{1+ax}{1+ax^2}}.$$

Исследуем зависимость y от x , т.е. зависимость отношения частот ω/ω_1 от отношения длин l_2/l_1 . Поступим следующим образом. Обозначим $z = 1 + ax$ и

запишем

$$\begin{aligned} y &= \sqrt{\frac{az}{z^2 - 2z + a + 1}} = \sqrt{\frac{a}{z + \frac{a+1}{z} - 2}} = \\ &= \sqrt{\frac{a}{\left(\sqrt{z} - \sqrt{\frac{a+1}{z}}\right)^2 + 2(\sqrt{a+1} - 1)}}. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что функция $y(z)$ изменяется немонотонно: с ростом z (начиная с $z = 1$) функция сначала растет, достигает максимума при $z = \sqrt{a+1}$ (это следует из условия обращения в ноль первого слагаемого в знаменателе), после чего монотонно убывает. Максимальное значение при этом равно

$$y_{\max} = \sqrt{\frac{a}{2(\sqrt{a+1} - 1)}} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{a+1} - 1)}.$$

Возвращаясь снова к переменной x , находим значение $x = x_0$, при котором функция $y(x)$ достигает максимума:

$$\begin{aligned} x = x_0 &= \frac{\sqrt{a+1} - 1}{a} = \\ &= \frac{\sqrt{m_1(m_1 + m_2)} - m_1}{m_2}. \end{aligned}$$

На рисунке 2 представлен график зависимости функции $y = y(x)$. Видно, что $y > 1$ в области $0 < x < 1$, т.е. при $l_1 > l_2$ получаем $\omega > \omega_1$. Наоборот, $y < 1$

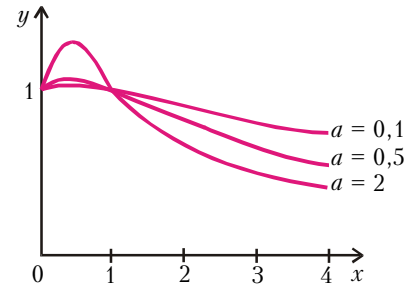


Рис. 2

в области $x > 1$, т.е. при $l_1 < l_2$ получаем $\omega < \omega_1$. Отметим, что чем больше параметр a , тем выше максимум.

Нетрудно обобщить полученные результаты на случай n тел с массами $m_1, m_2, \dots, m_n$, закрепленных на невесомом стержне на расстояниях $l_1, l_2, \dots, l_n$ соответственно от точки подвеса:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{g} \frac{m_1 l_1^2 + m_2 l_2^2 + \dots + m_n l_n^2}{m_1 l_1 + m_2 l_2 + \dots + m_n l_n}}.$$

Если массы всех грузов одинаковы, то

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{g} \frac{l_1^2 + l_2^2 + \dots + l_n^2}{l_1 + l_2 + \dots + l_n}},$$

т.е. период колебаний определяется только расстояниями, на которых располагаются грузики.

Еще один вечный двигатель?

А. СТАСЕНКО

Первые проекты механического вечного двигателя относятся к 13 веку (Виллар де Оннекур, 1245, Пьер де Марикур, 1269, Франция) ... С 1775 года Парижская Академия наук отказалась рассматривать проекты вечного двигателя.

ПРОЕКТЫ вечных двигателей запрещено рассматривать, чтобы не тратить напрасно время. Но иногда полезно порассуждать и понять, действительно ли некую машину можно отнести к классу запрещенных «вечных двигателей».

Так вот, один вдумчивый школьник слышал, что молекулы при столкновении со стенкой могут терять определенную часть импульса, а в предельных случаях — отражаться абсолютно упруго (изменяя скорость нормально-го удара на обратную без изменения

модуля) или неупруго (полностью теряя эту скорость и «соскальзывая» уже вдоль поверхности). И тут его осенило.

Он решил приобрести пластинку, одна сторона которой отражает молекулы абсолютно упруго, а другая — неупруго, и, вырезав из нее два одинаковых по площади диска, насадить их на стержень (конечно, невесомый), предварительно развернув на 180° их плоскости относительно друг друга, а затем этот стержень укрепить на вертикальной оси, конечно, без трения. И он даже нарисовал это устройство (рис.1, вид сверху). На этом рисунке он обозначил и площадь дисков S , и среднюю тепловую скорость молекул газа v , и линейную (окружную) скорость дисков u в данное мгновение, а круглой стрелкой показал ожидаемое направление вращения всего устройства. При этом он принял, что левая поверхность верхнего диска отражает молекулы упруго, а правая — неупруго.

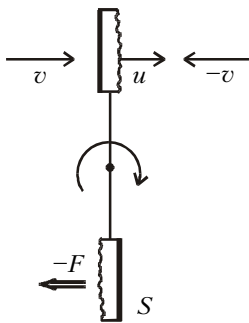


Рис. 1

Разумеется, школьник понимал, что молекулы газа движутся равновероятно во всех направлениях, но рисовать их все он не стал, ибо его интересовали только те, которые движутся по направлению к диску или от него. А таких, согласно привычной школьной оценке, в единице объема было $n/6$ (n — концентрация молекул, «шесть» — это число сторон куба: вверх — вниз, вправо — влево, вперед — назад). Значит, плотность потока молекул (т.е. число молекул, попадающих на единицу площади в единицу времени), догоняющих слева верхний диск, равна $(n/6)(v - u)$ (легко проверить: при $u = v$ эти молекулы не догонят диск и не столкнутся с ним). Далее, каждая молекула ударяется о левую

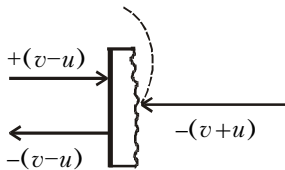


Рис. 2

поверхность диска со скоростью $+(v - u)$ (в его системе координат) и, согласно условию упругости удара, отражается обратно с той же по величине скоростью (опять же, в системе диска), но с другим знаком (рис.2): $-(v - u)$. Значит, в неподвижной (лабораторной) системе координат ее скорость после отражения будет $-(v - u) + u = -v + 2u$, а изменение импульса одной молекулы составит $m(-v + 2u) - mv$. Такой же по величине, но противоположный по знаку импульс получит верхний диск. А умножив его на соответствующую плотность потока молекул и на площадь диска, найдем силу, действующую на верхний диск слева:

$$\frac{n}{6}(v - u)m(2v - 2u)S = \frac{mnS}{6}2(v - u)^2.$$

Проведем аналогичные рассуждения для правой поверхности верхнего диска. В системе диска скорость перед ударом $-(v + u)$, а после удара 0.

Скорость после удара в лабораторной системе равна u , изменение скорости молекулы в лабораторной системе составляет $u - (-v) = u + v$. Плотность потока молекул, налетающих справа на верхний диск, равна $(n/6)(v + u)$, так что суммарная сила, действующая на диск справа, будет

$$-\frac{mnS}{6}(v + u)^2.$$

Можно далее учесть, что произведение mn равно плотности газа ρ , и записать силу, действующую на верхний диск, в виде

$$F = \frac{\rho S}{6}(2(v - u)^2 - (v + u)^2) = \frac{\rho S}{6}(v^2 + u^2 - 6vu).$$

Такая же по величине, но противоположная по направлению сила будет действовать на нижний диск, так что система начнет вращаться под действием пары сил как раз в том направлении, которое указано на рисунке 1.

Ясно, что каждая из сил обратится в ноль (и вращение перестанет ускоряться) при условии

$$u^2 - 6vu + v^2 = 0.$$

Решая это квадратное уравнение, наш исследователь получил установившуюся линейную скорость:

$$u_{\infty} = 3v \pm \sqrt{9v^2 - v^2} = v(3 \pm 2\sqrt{2})$$

и, конечно, выбрал отрицательный знак, чтоб не смешить людей — не может ведь диск двигаться быстрее молекул.

Итак, установившаяся окружная скорость дисков $u_{\infty} = v(3 - 2\sqrt{2}) = 0,172v$ получилась заметно меньше тепловой скорости молекул, поэтому способный изобретатель догадался пренебречь ее квадратом в выражении для F , так что уравнение, описывающее второй закон Ньютона для диска, приобрело вид следующего линейного дифференциального уравнения относительно u :

$$\frac{du}{dt} = \rho \frac{vS}{m} \left(u - \frac{v}{6} \right) = \frac{u - v/6}{\tau}.$$

Даже не решая это уравнение, можно кое-что сказать. Из него, в частности, видно, что ускорение с ростом v уменьшается и обращается в ноль при $u_{\infty} = v/6 = 0,167v$, что действительно близко к найденному ранее значению. А постоянная величина $\tau = m/(\rho v S)$ в знаменателе правой части уравнения называется *временем релаксации*. Например, если взять $m = 1$ г, $\rho = 10^{-5}$ кг/м³, $v \sim 300$ м/с, $S = 1$ см²,

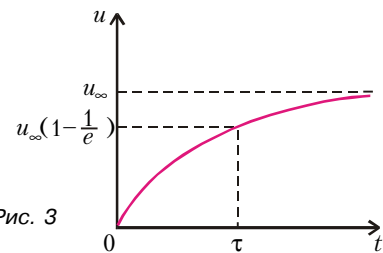


Рис. 3

получится $\tau \approx 3 \cdot 10^3$ с ~ 1 ч. Это — время, за которое почти достигается «предельное значение скорости» u_{∞} (см. рис.3).

Тут надо обратить внимание, что вся теория построена для свободномолекулярного режима обтекания дисков, поэтому наш изобретатель и взял плотность газа на пять порядков ниже, чем для обычного воздуха. Тогда и длина свободного пробега молекул увеличится на пять порядков и, таким образом, вместо 10^{-7} м станет как раз 1 см, что уже сравнимо с принятым размером диска.

Итак, устройство должно вращаться вечно. К нему даже можно сделать привод и заставить совершать полезную работу. Однако никакого отношения к тому вечному двигателю, который отказывалась рассматривать французская академия, наше устройство не имеет. Оно ведь не пытается родить энергию «из ничего»: диски получают энергию при соударениях молекул со стенками сосуда, которые поддерживаются при постоянной температуре. Так что закон сохранения энергии не нарушается.

Казалось бы, все в порядке, и остается только «изобрести» диски нужной конструкции. Необходимо добиться, чтобы с одной поверхностью молекулы соударялись упруго, а с другой — неупруго. Но оказывается, здесь нашего изобретателя подстерегает немалая опасность. Он очень легко может пойти по ложному пути и увязнуть в тщетных попытках сконструировать нечто столь же невозможное, как и вечный двигатель.

«Зеркальность» упругой поверхности равносильна предположению о ее термодинамическом равновесии с газом: молекулы стартуют с поверхности с такой же средней скоростью, как и падают на нее (температуры газа и поверхности одинаковы). Но как сделать другую поверхность «неупругой»?

Рассмотрим два варианта подхода к решению проблемы. В одном из них (назовем его «механическим») поверхность делают пористой: молекулы, попадающие внутрь цилиндрических пор, ударяются о ее «зеркальные» стенки, а

каждая пора, плавно искривляясь под прямым углом, выбрасывает молекулу в конце концов сбоку от пластинки (см. рис. 2).

Другой подход можно назвать «термическим»: специальная жидкость (например, жидкий азот или гелий) постоянно охлаждает «неупругую» поверхность, и средняя энергия отлетающих молекул, определяемая температурой поверхности, будет гораздо меньше, чем энергия падающих молекул.

Какой же из вариантов выбрать? Может показаться, что первый проще и экономичнее: не нужно тратить усилий на поддержание запасов охлаждающей жидкости, а для вращения устройства нужно только поддерживать стенки сосуда при постоянной температуре. Возможно, что такое устройство представляло бы собой нечто замечательное и для человечества весьма полезное. Ведь никто не говорит, какой именно должна быть температура

стенок. Можно поместить миллион таких устройств в океан и качать сколько угодно энергии, а потери энергии будут постоянно компенсироваться солнечными лучами. Но люди давно поняли, что подобные устройства – которые могли бы работать за счет энергии *одного* теплового резервуара – ничем не отличаются от вечного двигателя. Их даже тоже называли вечными двигателями, но *второго рода*. На попытки сконструировать такой двигатель было затрачено, неверное, не меньше усилий, чем на создание обычных вечных двигателей (*первого рода*), – но безуспешно. И это, конечно, неслучайно. На пути изобретателей стоял второй закон (второе начало) термодинамики. Одна из формулировок этого закона гласит: «Невозможен процесс, единственным результатом которого было бы превращение в работу теплоты, взятой из резервуара при постоянной температуре». Или так: «Невозможно су-

ществование циклической машины, работающей за счет энергии одного теплового резервуара».¹ Так что «механический» подход к конструированию неупругой поверхности не может быть успешным (кстати – подумайте, почему он не будет работать).

А вот второй, «термический», подход – с использованием охлаждающей жидкости – не противоречит второму закону термодинамики. Ведь кроме «нагревателя» в виде стенок сосуда здесь присутствует и «холодильник» в виде жидкого азота. Но, к сожалению, эффективность такого устройства вряд ли будет высокой.

Итак, ничего вечного и дарового не существует. Хотя, конечно, жаль.

¹ Затронутая здесь тема (второе начало термодинамики и вечные двигатели второго рода) обсуждается также в статье «О квантовой природе теплоты». (Прим. ред.)

Закон электромагнитной индукции или «правило потока»?

М. ЛИВШИЦ

В ФИЗИКЕ возможны (хотя и редко) ситуации, когда одна и та же формула допускает различное содержание, т.е. описывает разные по сути физические законы. Рассмотрим один такой случай, связанный со знаменитым законом электромагнитной индукции, открытым Фарадеем.

«Правило потока» как объединение двух законов. Физический смысл закона Фарадея заключается в том, что изменяющееся во времени магнитное поле порождает вихревое электрическое поле. А именно, при изменении *во времени* магнитного потока (Φ), пронизывающего поверхность, ограниченную замкнутым *неподвижным* проводником, в этом проводнике индуцируется ЭДС ($\mathcal{E}_i$), равная по величине и противоположная по знаку скорости

изменения этого потока:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}. \quad (*)$$

Это соотношение называют также «правилом потока».

Однако формулу (*), называя по-прежнему законом электромагнитной индукции, в ряде учебников, в том числе и школьных, понимают более широко, включая еще одну причину возникновения ЭДС в проводящем контуре. Этой причиной является сила Лоренца, т.е. сила, действующая на движущийся заряд в магнитном поле. Величина этой силы равна

$$F_L = qvB \sin \alpha,$$

где q – величина заряда, v – скорость его движения, B – модуль вектора

магнитной индукции поля, в котором движется заряд, α – угол между векторами $\vec{v}$ и $\vec{B}$. Направление силы Лоренца определяется известным правилом левой руки.

Рассмотрим простейший случай движения проводника в магнитном поле, показанный на рисунке 1. Под действием силы Лоренца свободные электроны в проводнике (пластинке) перемещаются так, что нижний конец пластинки заряжается отрицательно,

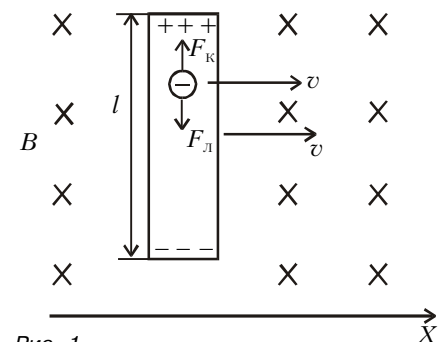


Рис. 1

а верхний – положительно. Это происходит до тех пор, пока возникающее из-за смещения электронов электрическое поле не начнет действовать на электроны кулоновской силой, равной по величине и противоположной по направлению силе Лоренца. Таким образом действие силы Лоренца на свободные заряды проводника, движущегося в магнитном поле, приводит к возникновению ЭДС индукции. Хотя

эта ЭДС не имеет никакого отношения к закону электромагнитной индукции Фарадея, оказывается, что ее можно описать точно такой же формулой. Действительно, напряженность наведенного в проводнике электрического поля равна

$$E = -\frac{F_{\text{Л}}}{q} = -vB,$$

а ЭДС индукции –

$$\mathcal{E}_i = El = -vBl = -\frac{\Delta x}{\Delta t} Bl = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}.$$

Но в данном случае под $\Delta \Phi$ понимается не величина изменения во времени магнитного потока, пронизывающего данный контур (как в законе Фарадея), а величина магнитного потока, *пересекаемого движущимся* проводником за время Δt . Для замкнутого контура, перемещающегося или деформируемого в магнитном поле, под $\Delta \Phi$ понимается происходящее при этом изменение магнитного потока через этот контур.

Обобщение формулы ЭДС электромагнитной индукции, или «правила потока», на движение проводника в магнитном поле (говорят еще – на явление пересечения проводником линий магнитной индукции) можно использовать при решении широкого круга задач – для сколь угодно сложной конфигурации проводящего контура и для любого характера движения его частей (надо только применить этот расчет к отдельным элементам сложного контура и просуммировать результат). Часто гораздо удобнее вычислять величину ЭДС, индуцируемой при движении проводника в магнитном поле, пользуясь «правилом потока», а не прямым вычислением работы силы Лоренца.

Итак, «правило потока» утверждает, что ЭДС в контуре равна взятой с обратным знаком скорости изменения магнитного потока через данный контур независимо от того, меняется ли величина потока из-за изменения магнитного поля во времени при неподвижном контуре, или в результате перемещения или деформации контура, или из-за того и другого вместе.

Парадоксы, парадоксы... Так может быть, и не стоит различать причины возникновения ЭДС индукции и считать «правило потока» фундаментальным обобщением закона электромагнитной индукции? Оказывается, стоит, иначе такое отношение к «правилу потока» может вести к парадоксам. Вот несколько примеров.

Рис. 2

1) *Магнитный поток, пронизывающий контур, остается неизменным: $\Delta \Phi / \Delta t = 0$, а ЭДС создается (рис. 2).*

Когда медный диск вращается, контур тока, казалось бы, не изменяется, проходя в пространстве по диску от контакта К к его оси, следовательно, магнитный поток через контур остается постоянным. Но физически эта часть контура осуществляется меняющимися в процессе вращения участками диска, поэтому на свободные электроны в диске, обладающие из-за его вращения скоростью, действует сила Лоренца и возникает ЭДС индукции.

2) *Изменение магнитного потока сквозь контур не приводит к возникновению ЭДС индукции (рис. 3).*

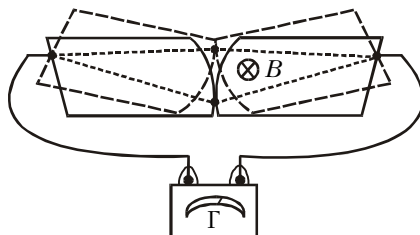


Рис. 3

При повороте металлических пластин с несколько изогнутыми поверхностями соприкосновения, помещенных в однородное магнитное поле, перпендикулярное их плоскости, на некоторый угол магнитный поток через цепь, замыкающуюся в пластинах по точечным линиям, изменяется на большую величину. Однако поворот пластин связан с незначительным их перемещением, при котором произведение vB в формуле для силы Лоренца близко к нулю, поэтому ЭДС индукции практически отсутствует.

В чем же причина этих парадоксов?

В тех случаях, когда справедлив закон электромагнитной индукции, ЭДС существует вдоль данного геометрического контура независимо от того, материализуется этот контур или нет. В противоположность этому, для существования ЭДС индукции, порождает-

мой силой Лоренца, совершенно необходимо, чтобы контур был ошествлен, т.е. представлял собой проводник. Именно в этом и состоит принципиальное различие явлений возникновения ЭДС индукции, вызываемых действием двух разных законов, объединенных одной формулой «правила потока». Эта формула и оказывается именно правилом, а не законом. Но «нет правил без исключений». Вот мы и познакомились с исключениями из «правила потока».

А как избежать ошибок при использовании такого удобного правила и не наткнуться как раз на исключение?

Оказывается, имеется надежный ориентир: необходимо проверять, чтобы все время сохранялось точное соответствие между *физическим* контуром, состоящим из проводников, и *геометрическим* контуром, по которому вычисляется наводимая ЭДС. При нарушении такого соответствия необходимо вычисления производить отдельно: по закону Фарадея или непосредственно с помощью силы Лоренца. Иначе, как показывают приведенные выше примеры, возможны ошибки.

Примечание редактора. Тот факт, что две физически различные ситуации описываются одним и тем же законом, отнюдь не является случайным. Он находит полное объяснение в теории относительности Эйнштейна. Так, при равномерном приближении проводящего контура к неподвижному магниту возникновение тока в контуре объясняется действием силы Лоренца. Но если перейти в систему отсчета, связанную с контуром, то возникновение тока объясняется действием вихревого электрического поля. Подробнее об этом рассказывается, например, в статье А.Черноуцана «Электромагнитная индукция и принцип относительности», опубликованной в Приложении к журналу «Квант» №5/95.