

ШКОЛА СОВРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРОТЕХНИКА.

Томъ II.

МАГНИТИЗМЪ
И
ИНДУКЦІЯ.

ПЕРЕВЕЛЪ СЪ НѢМЕЦКАГО СОЧИНЕНІЯ:

„A. Holzt. Die Schule des Electrotechnikers“

и дополнилъ

В. И. Виттъ,

инженеръ-механикъ и электрикъ.



Издание Г. В. Гольстена.

С.-Петербургъ, Литейный пр., 28.

1901.

Дозволено цензурою 22-го февраля 1901 г. С.-Петербургъ.

Энциклопедія 30/11/06
Св. Скоричко.

ТОМЪ II.

ГЛАВА I.

Магнитизмъ и его законы.

Если намотать оплетенную мѣдную проволоку спиралью въ нѣсколько витковъ вокругъ желѣзнаго бруска (рис. 1) и пропустить по этой проволокѣ электрической токъ, то желѣзный брусокъ временно намагнитится, т.-е. онъ пріобрѣтетъ способность притягивать къ себѣ другія тѣла, напримѣръ, сталь, желѣзо, кобальтъ, никкель и проч. и удерживать ихъ съ известной силой. Если прервать токъ, то желѣзный брусокъ потеряетъ это свойство, притянутыя тѣла отпадутъ. Выше названныя тѣла, пріобрѣтающія при известныхъ условіяхъ магнитныя свойства, называются намагниченными тѣлами или магнитами.

Если же вмѣсто желѣзнаго бруска взять брусокъ закаленной стали, то сталь и по прерываніи тока сохранитъ названное свойство притягивать тѣла, слѣдовательно, сталь превратится въ постоянный магнитъ.

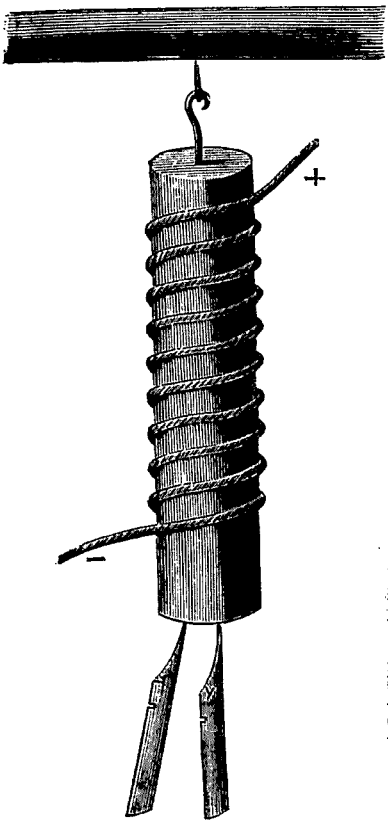


Рис. 1.

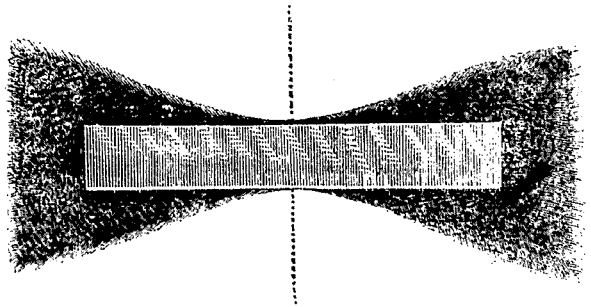


Рис. 2.

Наблюдения показали, что сила притяженія такого магнита не во всѣхъ его мѣстахъ одинакова; она имѣетъ наибольшую величину близъ концовъ его и быстро ослабѣваетъ по мѣрѣ удаленія отъ нихъ и исчезаетъ въ серединѣ магнита. Это явленіе легко можно прослѣдить, если намагниченный брусокъ погрузить въ желѣзныя опилки, какъ это показываесть рис. 2.

Среднюю часть магнита, которая не обнаруживает почти никакого магнитнаго дѣйствія, называютъ поясомъ безразличія; линія, опоясывающая средину магнита, на протяженіи которой не проявляется магнитныхъ дѣйствій, называется линіей безразличія; лежащія близъ концовъ магнита двѣ точки, въ которыхъ обнаруживается наибольшее магнитное дѣйствіе, называются полюсами магнита, а соединяющая ихъ линія называется магнитною осью.

Если подвѣсить горизонтально нѣсколько магнитовъ въ центрѣ тяжести на тонкихъ нитяхъ, отдаленныхъ на достаточномъ разстояніи другъ отъ друга, и такъ, чтобы они могли свободно вращаться вокругъ вертикальной оси въ горизонтальной плоскости (см. рис. 3), то всѣ магниты, придя послѣ ряда качаній въ состояніе покоя, всегда примутъ одно и то же опредѣленное положеніе въ пространствѣ, въ нашемъ полушаріи приблизительно указывающее съ юга на сѣверъ, причемъ одинъ и тотъ же конецъ магнита обращается всегда на сѣверъ, а другой конецъ на югъ. Тотъ конецъ магнита, который обращается всегда на сѣверъ, называется сѣвернымъ полюсомъ, а противоположный конецъ магнита, обращающійся всегда на югъ, называется южнымъ полюсомъ. Вѣншимъ отличіемъ разноимен-

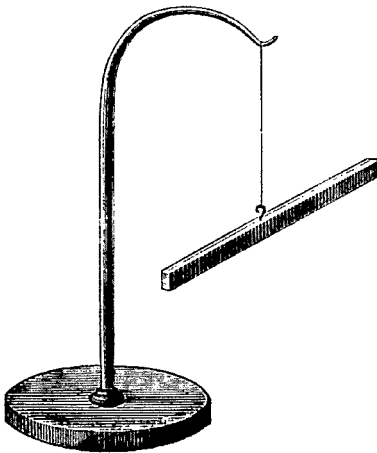


Рис. 3.

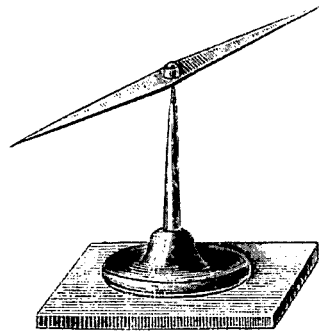


Рис. 4.

ныхъ полюсовъ въ магнитахъ обыкновенно служатъ или синяя окраска того конца магнита, который обращается всегда на сѣверъ, т.-е. сѣвернаго полюса, или обозначеніе этого конца буквой «N» (Nord), противоположнаго конца—буквой «S» (Süd).

Вмѣсто того, чтобы магниты подвѣшивать на тонкихъ нитяхъ, ихъ помѣщаютъ на остриѣ; тогда часто магнитамъ придаютъ видъ тонкихъ пластинокъ удлинненной ромбовидальной формы и называютъ магнитными стрѣлками (рис. 4).

Для того, чтобы, по возможности, уменьшить треніе между остриемъ и магнитной стрѣлкой, въ центрѣ ея тяжести большею частью дѣлается маленькое углубленіе, снабженное агатовою топкой, насаживаемой на острие, около котораго можетъ свободно вращаться магнитная стрѣлка. Такого рода магнитная стрѣлка для производства опытовъ чаще предпочитается магниту, подвѣшенному на нити, такъ какъ магнитная стрѣлка гораздо скорѣе приходитъ въ положеніе покоя, чѣмъ подвѣшенный магнитъ. На рис. 4 представлена магнитная стрѣлка, помѣщенная на остриѣ.

Если поднести такую магнитную стрѣлку къ брусковому магниту, то замѣчается, что каждый полюсъ магнитной стрѣлки отталкивается отъ одно-

именнаго полюса брусковаго магнита и, наоборотъ, притягивается другимъ разноименнымъ полюсомъ брусковаго магнита. Такимъ образомъ выводится весьма простой законъ взаимодѣйствія магнитныхъ полюсовъ, а именно:

Одноименные полюсы магнитовъ взаимно отталкиваются, а разноименные полюсы взаимно притягиваются.

Если къ магниту приближаютъ брусокъ стали или желѣза или прикасаются къ нему такимъ брускомъ, то послѣдній равнымъ образомъ дѣлается магнитомъ черезъ индукцію (вліяніе), причемъ каждый полюсъ перваго магнита возбуждаетъ въ наиболѣе близкихъ обращенныхъ къ нему частяхъ приближеннаго бруска разноименный полюсъ, а въ отдаленныхъ частяхъ бруска возбуждается одноименный полюсъ. Этотъ способъ намагничиванія называется магнитной индукціей или намагничиваніемъ черезъ вліяніе. Вышеупомянутый законъ магнитной индукціи можно провѣрить посредствомъ опыта слѣдующимъ образомъ. Къ полюсу *s* магнитной стрѣлки (см. рис. 5) приближаютъ на разстояніе около 1 сантиметра разноименный сѣверный полюсъ *N* брусковаго магнита и затѣмъ подносятъ въ перпендикулярномъ къ нимъ направленіи конецъ желѣзнаго бруска, который вдвое тоньше и почти такой же длины, какъ брусковаго магнита, такъ, чтобы онъ былъ помѣщенъ вблизи обращеннаго къ брусковому магниту полюсу магнитной стрѣлки.

Тогда магнитная стрѣлка замѣтно отклонится; слѣдовательно этотъ конецъ желѣзнаго бруска намагнитился одноименно съ полюсомъ магнитной стрѣлки, но разноименно съ обращеннымъ къ нему полюсомъ брусковаго магнита. Если поднести къ другому концу желѣзнаго бруска магнитную стрѣлку, то отклоненіе ея покажетъ на противоположную полярность верхнему концу желѣзнаго бруска.

Теперь можно объяснить явленіе, наблюдаемое въ ненамагниченномъ желѣзномъ брускѣ. Именно, если оба конца желѣзнаго бруска попеременно приближать къ одному и тому же полюсу магнитной стрѣлки, то каждый разъ произойдетъ ея притяженіе: «вслѣдствіе индукціи каждый конецъ желѣзнаго бруска, поднесенный къ полюсу магнитной стрѣлки, намагничивается разноименно съ полюсомъ магнитной стрѣлки, а слѣдовательно, оба конца желѣзнаго бруска всегда будутъ взаимно притягиваться однимъ и тѣмъ же полюсомъ магнитной стрѣлки».

Поэтому, если желательнo узнать, намагниченъ ли какой-нибудь желѣзный брусокъ или нѣтъ, то приближаютъ попеременно оба его конца къ одному и тому же полюсу магнитной стрѣлки. Притяженіе магнитной стрѣлки въ обоихъ случаяхъ покажетъ, что желѣзный брусокъ намагниченъ.

Выше было замѣчено, что средняя часть магнита не обнаруживаетъ никакого магнитнаго дѣйствія; поэтому, казалось бы, что можно получить магнитъ съ однимъ только полюсомъ, если бы брусокъ былъ въ срединѣ сломанъ пополамъ. Но это предположеніе не имѣетъ мѣста, такъ какъ каждая половина такого бруска представ-

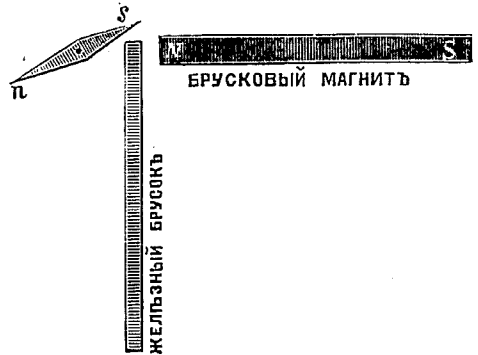


Рис. 5.

лаетъ изъ себя самостоятельный магнитъ съ двумя полюсами, сѣвернымъ и южнымъ. Если продолжать дѣленіе такого, полученнаго отъ излома, магнита, то каждый разъ получались бы новыя меньшіе, по размѣру, но вполне самостоятельныя магниты съ двумя полюсами на концахъ. При послѣдовательномъ дальнѣйшемъ дѣленіи бруска, наконецъ, будутъ получаться молекулы (частицы) тѣла, которыя физическимъ путемъ уже болѣе недѣлимы. Слѣдовательно, согласно сказанному и молекулы брусковаго магнита также должны быть одинаково направленными магнитами, такъ называемыми молекулярными (частичными) магнитами.

На рис. 6 показаво, какъ можно себѣ представить брусковый магнитъ, состоящій только изъ отдѣльныхъ молекулъ. Маленькіе прямоугольники s_1n_1 , s_2n_2 изображаютъ молекулярныя магниты, причемъ черная сторона соотвѣтствуетъ сѣверному полюсу, а бѣлая сторона—южному полюсу. Этотъ взглядъ на магнетизмъ также поясняетъ причину, по которой средняя часть магнита не обнаруживаетъ никакого притяженія на желѣзныя опилки и по которой сила притяженія магнита имѣетъ наибольшую величину близъ концовъ.

Желѣзная частичка въ точкѣ А (рис. 6) не будетъ подвергаться преобладающему дѣйствию силъ отталкиванія или притяженія, потому что притяженіе южнаго

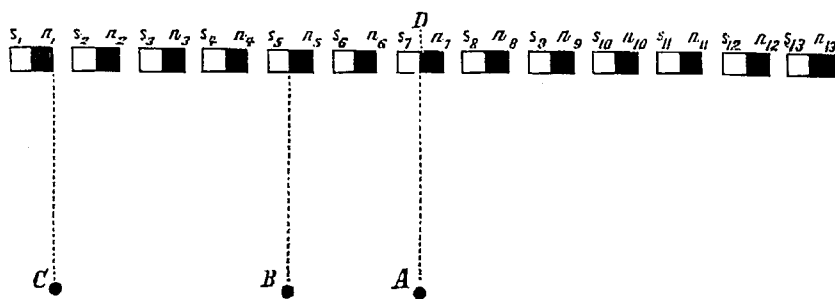


Рис. 6.

полюса s_7 будетъ уравновѣшиваться равносильнымъ отталкиваніемъ сѣвернаго полюса n_7 , притяженіе s_8 равносильно отталкиванію n_8 , притяженіе s_6 равносильно отталкиванію n_6 и т. д., вообще въ точкѣ А дѣйствіе каждаго южнаго полюса будетъ всегда уравновѣшиваться дѣйствіемъ симметрично расположеннаго отъ линіи безразличія AD сѣвернаго полюса.

Совершенно иное произойдетъ, если желѣзная частичка будетъ находиться въ точкѣ В. Въ этомъ случаѣ дѣйствія молекулярныхъ магнитовъ s_1n_1 , s_2n_2 , s_3n_3 , s_4n_4 будутъ уравновѣживаться дѣйствіями молекулярныхъ магнитовъ s_6n_6 , s_7n_7 , s_8n_8 , s_9n_9 , между тѣмъ какъ дѣйствія молекулярныхъ магнитовъ $s_{10}n_{10}$, $s_{11}n_{11}$, $s_{12}n_{12}$ и $s_{13}n_{13}$ останутся неуравновѣшенными. Такъ какъ южныя полюсы этихъ молекулярныхъ магнитовъ расположены ближе къ точкѣ В, то южный магнетизмъ будетъ преобладать и возбуждать въ точкѣ В сѣверный магнетизмъ, а потому желѣзная частичка въ точкѣ В будетъ притягиваться къ магниту. Гораздо сильнѣе это дѣйствіе проявится на желѣзной частичкѣ, находящейся въ точкѣ С. Въ этомъ случаѣ дѣйствія молекулярныхъ магнитовъ s_1n_1 и s_2n_2 будутъ взаимно уравновѣживаться, дѣйствія же всѣхъ остальныхъ молекулярныхъ магнитовъ, оставаясь неуравновѣшенными, проявятся въ точкѣ С сильнѣе, чѣмъ это было раньше.

Въ непамагниченныхъ, но способныхъ намагничиваться тѣлахъ молекулы (частицы) представляютъ изъ себя также маленькіе магниты, но только онѣ не ориентированы или расположены во всевозможныхъ направленіяхъ. Подъ вліяніемъ какой-нибудь намагничивающей силы, напримѣръ, электрическаго тока, (см. рис. 1) молекулярные магниты принимаютъ одно общее направленіе или ориентируются. Чѣмъ сильнѣе дѣйствіе намагничивающей силы, тѣмъ болѣе будутъ молекулы ориентироваться, причеиъ, когда все молекулы будутъ одинаково направлены то желѣзный брусокъ превратится въ полный магнитъ и достигнетъ предѣла, называемаго насыщеніемъ намагничиванія. По прекращеніи дѣйствія намагничивающей силы большинство молекулъ (частицъ) въ мягкомъ желѣзѣ приходятъ опять въ свое первоначальное положеніе, желѣзо теряетъ часть своего магнетизма и тѣмъ болѣе, чѣмъ мягче желѣзо. Остающаяся еще въ желѣзѣ часть магнетизма называется остаточнымъ магнетизмомъ. Въ закаленной стали большая часть молекулъ сохраняетъ свое положеніе и послѣ прекращенія намагничиванія; слѣдовательно, сталь дѣлается магнитомъ на долгое время. При намагничиваніи стали и желѣза замѣчается кромѣ того различіе: желѣзный брусокъ достаточно сильно намагничивается скорѣе, чѣмъ такой же брусокъ закаленной стали. Послѣдній долженъ подвергаться болѣе продолжительное время дѣйствію намагничивающей силы, причеиъ умѣренное встряхиваніе бруска оказываетъ хорошія услуги, прежде чѣмъ онъ вполне намагнитится.

Для объясненія наблюдаемыхъ при намагничиваніи явленій необходимо допустить, что молекулы оказываютъ ориентировкѣ нѣкоторое сопротивленіе, зависящее отъ природы и физическихъ свойствъ намагничиваемаго тѣла; поэтому для ориентировки требуется затратить нѣкоторую силу, которая должна преодолѣть взаимное треніе молекулъ и которая, въ свою очередь, препятствовала бы обратному движенію молекулъ.

Это сопротивленіе движенію молекулъ, тождественное тренію и называемое коэрцитивной (задерживательной) силой, объясняется воздѣйствіемъ молекулярныхъ магнитовъ другъ на друга. Оно сильнѣе въ болѣе закаленныхъ сортахъ стали и слабѣе всего въ самомъ мягкомъ шведскомъ желѣзѣ, выплавленномъ на древесномъ углѣ. Вслѣдствіе же этой коэрцитивной силы закаленная сталь удерживаетъ магнетизмъ продолжительное время, тогда какъ мягкое желѣзо теряетъ свой магнетизмъ тотчасъ по прекращеніи дѣйствія намагничивающей силы.

Но и въ стали можно коэрцитивную силу уменьшить и даже совсѣмъ уничтожить чрезъ накаливаніе стали до краснаго каленія. Слѣдовательно, сталь при накаливаніи теряетъ свой магнетизмъ, который и послѣ ея охлажденія не восстанавливается. Но все же сталь не лишена способности опять намагничиваться послѣ новаго намагничиванія.

Незначительныя измѣненія температуры только ослабляютъ магнетизмъ и именно это ослабленіе частью продолжающеся, а частью переходящее, т.-е. при охлажденіи магнетизмъ опять восстанавливается, но только не до такой силы, какой онъ обладалъ до нагрѣванія; при повтореніи нагрѣванія и слѣдующаго затѣмъ охлажденія до одной и той же температуры нѣсколько разъ нѣкоторое время продолжавшееся ослабленіе силы магнетизма дѣлается все незначительнѣе, пока, наконецъ, сила магнетизма послѣ охлажденія будетъ оставаться постоянно одной и той же.

Потеря части магнетизма въ намагниченномъ брускѣ сначала быстро, а потомъ все медленнѣе происходитъ не только при большихъ измѣненіяхъ температуръ, но и вообще. Въ виду того, что часто нуждаются въ магнитахъ, которыхъ магнетизмъ долженъ оставаться долгое время постояннымъ, то, для достиженія этого постоянства, магниты подвергаютъ довольно продолжительному нагрѣванію.

Для приготовленія такихъ магнитовъ поступаютъ слѣдующимъ образомъ: послѣ перваго намагничиванія вносятъ ихъ въ пары кипящей воды и оставляютъ тамъ долгое время (около $1\frac{1}{2}$ часа); затѣмъ даютъ имъ охладиться и намагничиваютъ снова; потомъ опять повторяютъ нагрѣваніе, намагничиваютъ снова и т. д. Послѣ послѣдняго намагничиванія вносятъ магниты опять въ пары кипящей воды и оставляютъ тамъ около 6 часовъ и даже болѣе. Приготовленные такимъ образомъ магниты сохраняютъ свой магнетизмъ постояннымъ долгое время.

Всякая причина, вызывающая молекулярное движеніе, способствуетъ намагничиванію бруска, подвергающагося дѣйствію намагничивающей силы, и способствуетъ размагничиванію его, когда дѣйствіе этой силы прекращается. Такъ, брусокъ изъ мягкаго желѣза, укрѣпленный вертикально, намагничивается отъ легкихъ ударовъ подъ дѣйствіемъ вертикальной составляющей силы земнаго магнетизма.

Брусокъ сохраняетъ магнетизмъ и при перемѣнѣ положенія, если онъ не подвергается никакимъ сотрясеніямъ. Легкаго толчка достаточно, чтобы уничтожить его намагничиваніе. Сотрясенія имѣютъ особенно сильное вліяніе на желѣзные бруски. Приведа такой брусокъ въ полную неподвижность, можно получить въ немъ остаточный магнетизмъ болѣе сильный, чѣмъ въ стальномъ брускѣ; но малѣйшаго сотрясенія достаточно, чтобы уничтожить почти весь пріобрѣтенный магнетизмъ. Сильный толчекъ можетъ также уменьшить магнетизмъ стального бруска, только-что намагниченнаго, болѣе чѣмъ на половину. Но послѣдующіе толчки имѣютъ уже все менѣе и менѣе сильное дѣйствіе.

Намагничиваніе вызываетъ слабое, прогрессивное удлиненіе брусковъ, достигающее извѣстнаго предѣла, послѣ котораго становится замѣтно укорачиваніе, какъ будто бы молекулы, ориентировавшись, стремятся сблизиться, уменьшая между-молекулярные промежутки.

Когда брусокъ подвергается дѣйствію намагничивающихъ силъ, то онъ издаетъ звукъ, который можно приписать колебаніямъ молекулъ воздуха, приведенныхъ въ движеніе поперечными удлиненіями и укорачиваніями бруска.

Въ началѣ главы (см. стр. 3) мы предположили, что желѣзный или стальной брусокъ пріобрѣтаетъ магнитныя свойства вслѣдствіе дѣйствія электрическаго тока. Согласно вышеупомянутому закону магнитной индукціи, очевидно, можно приготовить магниты также чрезъ дѣйствіе уже имѣющихся постоянныхъ магнитовъ. Если приходится имѣть дѣло съ болѣе тонкими брусками, то примѣняютъ для ихъ намагничиванія весьма простой способъ: Проводятъ по намагничиваемому стальному бруску однимъ и тѣмъ же полюсомъ какого-нибудь сильнаго магнита по всей его длинѣ нѣсколько разъ въ одномъ и томъ же направленіи или проводятъ по бруску обими (разноименными) полюсами двухъ стальныхъ магнитовъ, попеременно отъ своей середины къ концамъ, по противоположнымъ направленіямъ. Конецъ половины бруска, по которому проводятъ сѣвернымъ полюсомъ магнита, будетъ, конечно, южнымъ полюсомъ вновь образуемаго магнита, а конецъ другой половины

бруска, по которому проводить южнымъ полюсомъ магнита, будетъ сѣвернымъ полюсомъ. Для намагничиванія брусковъ большихъ размѣровъ примѣняется болѣе усовершенствованный способъ, состоящій въ слѣдующемъ: Два сильныхъ магнита располагаются такъ, чтобы ось одного изъ нихъ составляла продолженіе другого и чтобы они были обращены другъ къ другу разноименными полюсами. На рис. 7 N обозначаетъ сѣверный полюсъ одного магнита, а S южный полюсъ другого магнита. Намагничиваемый стальной брусокъ а а накладывается, какъ показано на рис. 7, на разъединенные магниты и затѣмъ подкладываютъ по срединѣ какой-нибудь деревянный брусокъ b, къ которому его можно было бы также прикрѣпить во избежаніе могущаго произойти сдвиганія. Тогда въ каждую руку берутъ по одному изъ двухъ магнитовъ и ставятъ ихъ на срединѣ намагничиваемаго бруска и держатъ ихъ такъ, чтобы каждый магнитъ образовалъ съ намагничиваемымъ брускомъ уголъ въ 25—30° съ горизонтальною; затѣмъ медленно и равномерно проводятъ обоими магнитами по подложенному намагничиваемому бруску отъ середины по противополож-

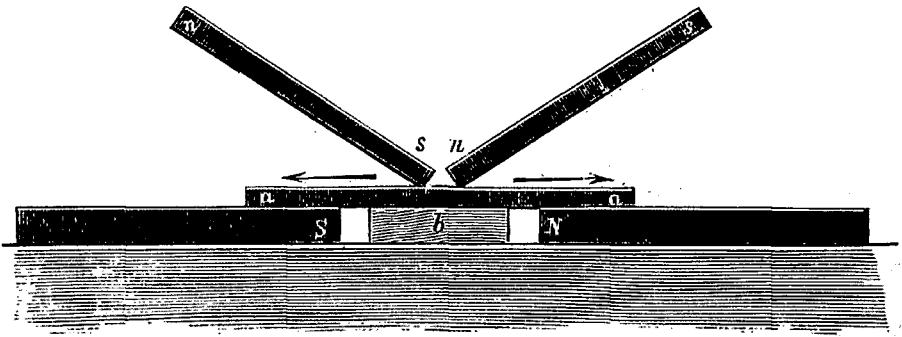


Рис. 7.

нымъ направленіямъ такъ, чтобы магниты n' и s' одновременно достигали концовъ намагничиваемаго бруска, послѣ этого отнимаютъ магниты отъ концовъ намагничиваемаго бруска, ставятъ ихъ опять на средину намагничиваемаго бруска и повторяютъ то же самое дѣйствіе нѣсколько разъ и съ различныхъ сторонъ намагничиваемаго бруска до насыщенія.

При двойномъ способѣ намагничиванія магниты ставятъ совершенно такъ же, какъ и при предыдущемъ способѣ намагничиванія, но проводятъ обоими магнитами въ одномъ и томъ же направленіи, нисколько не измѣняя ихъ относительнаго положенія. Проводятъ отъ середины намагничиваемаго бруска къ одному концу, затѣмъ назадъ до другого конца, нѣсколько разъ въ ту и другую сторону и, наконецъ, отнимаютъ ихъ на срединѣ намагничиваемаго бруска; это дѣйствіе производится нѣсколько разъ и также съ различныхъ сторонъ намагничиваемаго бруска.

Послѣдніе два приѣма пригодны для брусковъ, толщиною не болѣе, чѣмъ 5 мм. Для болѣе толстыхъ брусковъ успѣшно примѣняется способъ намагничиванія посредствомъ электрическаго тока. Наматываютъ спиралью въ нѣсколько витковъ оплетенную мѣдную проволоку, какъ это показано на рис. 1, вокругъ намагничиваемаго бруска, но удобнѣе пользоваться намагничивающею катушкою (бобиной), состоящей изъ большого числа витковъ, въ которую вкладывается намагничиваемый

брусокъ. На рис. 8 представлена такая намагничивающая катушка (бобина) вмѣстѣ съ намагничиваемымъ брускомъ АВ. Если по виткамъ проволоки пропустить сильный электрическій токъ и при этомъ встряхивать нѣсколько разъ намагничиваемый брусокъ АВ, то при продолжительности дѣйствія тока въ полминуты брусокъ вполне намагнитится. На рис. 9 изображена въ продольномъ разрѣзѣ необмотанная рама катушки. Она дѣлается изъ рогового каучука (эбонита), дерева, прессованнаго (глянцовитаго) картона, или также изъ металла (латуни, цинка и проч.). Прежде чѣмъ наматывать проволоку на раму катушки, состоящей изъ металла, слѣдуетъ раму катушки сначала покрыть какимъ-нибудь изолирующимъ веществомъ; для этой цѣли

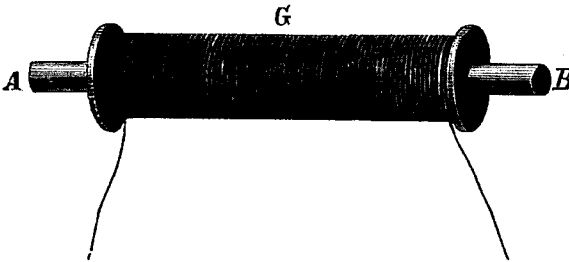


Рис. 8.

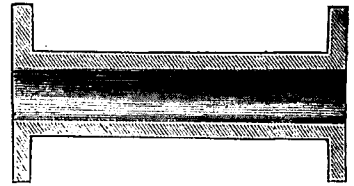


Рис. 9.

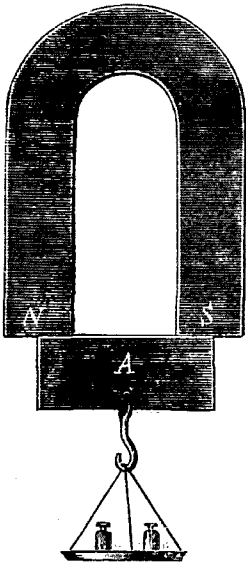


Рис. 10.

раму катушки обвертываютъ бумагой, покрытой еще шеллакомъ. Это изолированіе рамы катушки отъ проволоки обмотки необходимо, потому что въ противномъ случаѣ плохо оплетенныя мѣста проволоки могутъ придти въ соприкосновеніе съ металлической рамой катушки и тогда электрическій токъ протечетъ не черезъ проволоку обмотки, а непосредственно черезъ раму катушки.

Магниты большой подъемной силы должны быть приготовлены такъ, чтобы оба ихъ полюса могли дѣйствовать одновременно. Для этого имъ придаютъ подковообразную форму. На рис. 10 показанъ такой подковообразный магнитъ. Здѣсь А брусокъ мягкаго желѣза, къ которому посредствомъ крючка могутъ подвѣшиваться грузы. Этотъ желѣзный брусокъ А, прикладываемый къ обоямъ полюсамъ подковообразнаго магнита, называется якоремъ.

Сила притяженія такого подковообразнаго магнита съ якоремъ превосходитъ силу притяженія одного полюса не только вдвойнѣ, но значительно больше. Причина этого явленія будетъ объяснена при описаніи магнитной цѣпи.

При подковообразныхъ магнитахъ примѣняютъ тѣ же способы намагничиванія, какъ и при брусковыхъ магнитахъ. Обыкновенно примѣняется круговой способъ намагничиванія. По обѣимъ частямъ подковообразнаго магнита, соединеннаго якоремъ, проводятъ всегда въ одномъ и томъ же направленіи.

Выше было замѣчено (см. стр. 4), что свободно вращающійся въ горизонтальной плоскости магнитъ въ положеніи покоя всегда принимаетъ одно и то же опредѣленное положеніе въ пространствѣ, приблизительно указывающее съ юга на сѣверъ.

Если предположить, что чрезъ ось магнита, уравновѣшеннаго на вертикальной оси, проведена вертикальная плоскость, проходящая чрезъ полюсы магнита, то эта плоскость будетъ называться магнитнымъ меридіаномъ. Точныя измѣренія показываютъ, что магнитный меридіанъ не совпадаетъ съ географическимъ меридіаномъ, но что они образуютъ уголъ, называемый магнитнымъ склоненіемъ (деклинаціей). Склоненіе будетъ западное или восточное, смотря по тому, отклонится ли сѣверный полюсъ стрѣлки къ западу или къ востоку отъ географическаго меридіана.

Въ Европѣ и Африкѣ—западное склоненіе; это значить, что сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки отклоняется къ западу, и именно, напримѣръ, въ С.-Петербургѣ на $0^{\circ}20'$, въ Москвѣ на 3° , въ Германіи на $12-16^{\circ}$, вообще, смотря по занимаемому мѣстomъ географическому положенію; въ Азій и обѣихъ Америкахъ—восточное склоненіе.

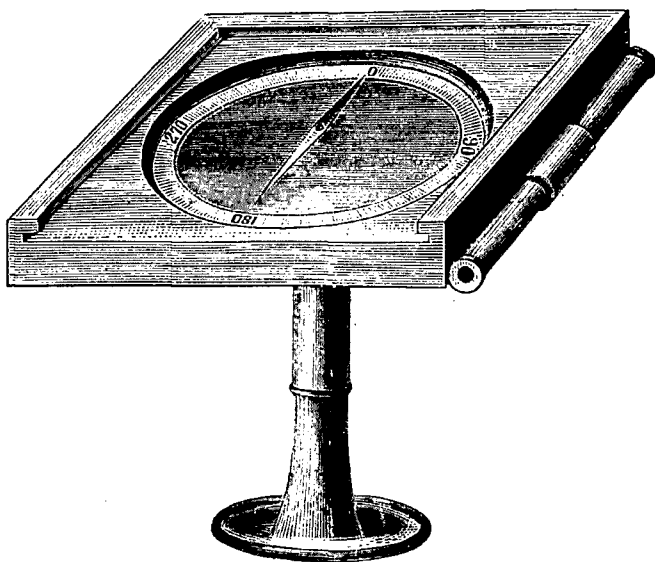


Рис. 11.

Вообще магнитное склоненіе въ различныхъ мѣстахъ земли различное, и имѣются мѣста, въ которыхъ направленіе магнитной стрѣлки совпадаетъ съ направленіемъ Географическаго меридіана, т.-е. въ которыхъ, слѣдовательно, магнитное склоненіе равно нулю. Приборъ, служащій для опредѣленія магнитнаго склоненія, т.-е. угла, образуемаго магнитной стрѣлкой съ географическимъ меридіаномъ даннаго мѣста, называется буссолью склоненія или деклинметромъ.

На рис. 11 изображена буссоль склоненія (деклинметръ) наиболѣе простаго вида.

Остріе, на которое насажена магнитная стрѣлка, укрѣплено въ центрѣ раздѣленнаго на градусы горизонтальнаго круга, который можетъ поворачиваться около вертикальной оси въ своей горизонтальной плоскости. Сбоку коробки, въ которой помѣщается кругъ съ дѣленіями и магнитная стрѣлка, придѣлана зрительная труба, ось которой параллельна діаметру круга, обозначеннаго 0° и 180° . Слѣдовательно, если направленіе зрительной трубы совпадетъ съ магнитнымъ меридіаномъ, то сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки покажетъ на кругѣ дѣленіе 0. Если же зри-

тельная труба приметъ направленіе географическаго меридіана, то магнитная стрѣлка покажетъ непосредственно магнитное склоненіе.

Этотъ приборъ вообще можетъ служить, какъ угломерный снарядъ, такъ какъ съ его помощью всегда можно опредѣлить уголъ, образуемый осью зрительной трубы съ магнитнымъ меридіаномъ.

Описанные нами до сихъ поръ магнитныя стрѣлки и бруски были всегда такъ подвѣшены, что могли свободно вращаться только въ горизонтальной плоскости вокругъ какой-нибудь вертикальной оси. Если магнитная стрѣлка будетъ подвѣшена въ центрѣ тяжести такъ, чтобы она могла свободно вращаться по всѣмъ направлѣніямъ, то она уже не будетъ болѣе сохранять свое горизонтальное положеніе, но образуетъ съ горизонтальной плоскостью уголъ, который называется магнитнымъ наклоненіемъ (инклинаціей).

Изображенный на рис. 12 приборъ приспособленъ для опредѣленія угла наклоненія магнитной стрѣлки. Подвѣшенная на нити латунная рамка снабжена весьма легко вращающеюся горизонтальною осью *ab*, проходящей черезъ центръ тяжести магнитной стрѣлки. Какъ видно изъ рисунка, подвѣшенная такимъ образомъ магнитная стрѣлка можетъ свободно вращаться по всѣмъ направлѣніямъ. Магнитная стрѣлка, предоставленная сама себѣ, устанавливается такъ, что ея магнитная ось совпадаетъ съ магнитнымъ меридіаномъ, а обращенный къ сѣверу конецъ магнитной стрѣлки наклонится и образуетъ, слѣдовательно, съ горизонтальной плоскостью уголъ, который съ теченіемъ времени для одного и того же мѣста измѣняется. Такъ, напримѣръ, въ 1671 году, въ Парижѣ, наклоненіе достигало 75° , потомъ, постепенно уменьшаясь, оно было равно въ 1875 году только $65,5^\circ$. Въ С.-Петербургѣ магнитное наклоненіе равно 71° , въ Москвѣ равно 69° и въ

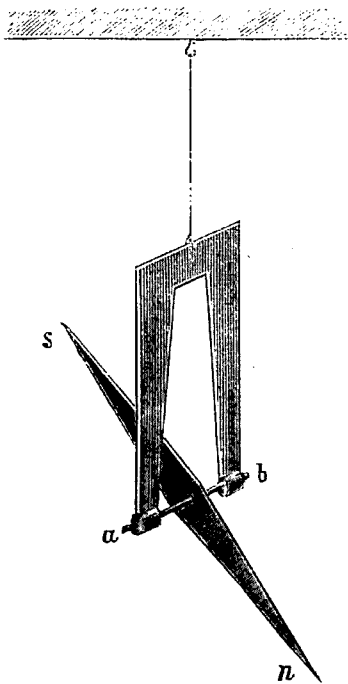


Рис. 12.

въ некоторыхъ мѣстностяхъ Германіи наклоненіе составляетъ около 70° .

Магнитное наклоненіе также какъ и магнитное склоненіе въ различныхъ мѣстахъ земнаго шара, какъ видно, весьма различно. Оно увеличивается по мѣрѣ приближенія къ сѣверу. Капитанъ Россъ достигъ у $70^\circ 5'$ сѣверной широты и $263^\circ 14'$ восточной долготы относительно Гринвича такого мѣста, гдѣ магнитное наклоненіе составляетъ 90° ; это мѣсто называется сѣвернымъ магнитнымъ полюсомъ земли.

Затѣмъ, по мѣрѣ приближенія отъ насъ къ югу, наклоненіе это убываетъ вмѣстѣ съ сѣверной широтой до самаго экватора, гдѣ оно равно нулю; если слѣдовать еще далѣе на югъ, то опять замѣчается наклоненіе, но уже не сѣвернаго, а южнаго полюса магнитной стрѣлки. Это наклоненіе также возрастаетъ по мѣрѣ приближенія къ географическому южному полюсу, гдѣ оно опять достигаетъ 90° . Слѣдовательно, вблизи географическаго южнаго полюса существуетъ на земномъ шарѣ

такое второе мѣсто, въ которомъ магнитная стрѣлка принимаетъ совершенно вертикальное положеніе; это мѣсто и будетъ южнымъ магнитнымъ полюсомъ земли.

Явленія склоненія и наклоненія магнитной стрѣлки весьма легко объясняются, если предположить, что земля представляетъ собой очень большой магнитъ, южный полюсъ котораго лежатъ у географическаго сѣвернаго полюса, а сѣверный полюсъ лежитъ у географическаго южнаго полюса, такъ какъ взаимно притягивающіеся полюсы должны быть непременно равноименными.

На первый взглядъ казалось бы, что такой сильный магнитъ, какимъ, очевидно, является земля, проявляющій свои дѣйствія на громадныя разстоянія, долженъ былъ бы притягивать всѣ магнитныя вещества къ своимъ полюсамъ, чего, конечно какъ мы знаемъ, однако, не происходитъ. Но, вематриваясь нѣсколько глубже въ это явленіе, мы увидимъ, что наша магнитная стрѣлка подвергается дѣйствию направляющей силы земного магнетизма. На рис. 13 пусть ab будетъ магнитная стрѣлка, могущая свободно вращаться по всѣмъ направленіямъ вокругъ точки M . Сѣверный полюсъ земли дѣйствуетъ притягательно съ силой, величину и направленіе которой

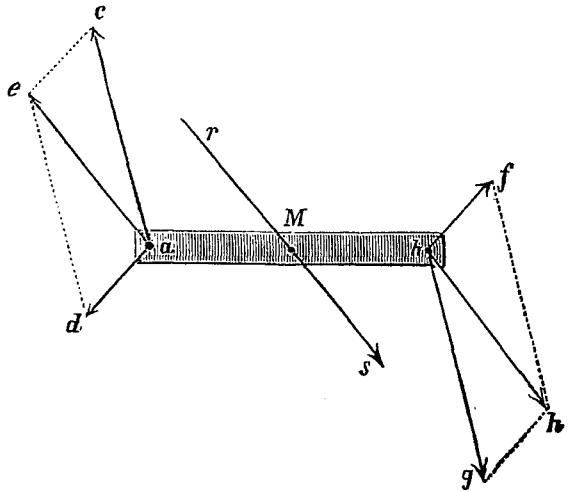


Рис. 13,

пусть изображаетъ линія ac . Южный полюсъ земли дѣйствуетъ отталкивательно на точку a съ силой, величину и направленіе которой пусть изображаетъ линія ad . Обѣ силы ac и ad слагаются въ одну равнодѣйствующую силу ae .

На точку b магнитной стрѣлки дѣйствуетъ сѣверный полюсъ земли отталкивательно съ силой bg , параллельной и равной ac , но направленной, конечно, въ противоположную сторону; южный полюсъ земли дѣйствуетъ притягательно съ силой bf , равной и параллельной ad , но имѣющей противоположное направленіе; обѣ силы bg и bf слагаются въ одну равнодѣйствующую силу bh , равную и параллельную ae . Обѣ равнодѣйствующія силы ae и bh направлены въ противоположныя стороны и стремятся повернуть стрѣлку въ положеніе gs , параллельное равнодѣйствующимъ силамъ ae и bh .

Такое положеніе равновѣсія видно на подышанной стрѣлкѣ наклоненія, изображенной на рис. 12. Слѣдовательно, направленіе магнитной стрѣлки, образующей съ горизонтальной плоскостью уголъ наклоненія, совпадаетъ съ равнодѣйствующей магнитныхъ силъ земли, дѣйствующихъ на магнитную стрѣлку.

На стрѣлку склоненія дѣйствіе нѣкоторыхъ земныхъ магнитныхъ силъ уничтожается, вслѣдствіе ея особой системы подвѣски. Если pn на рис. 14 представляетъ магнитъ, могущій вращаться только въ горизонтальной плоскости, гдѣ an направляющая силы земного магнетизма, то ее можно разложить на двѣ составляющіеся

силы, одну вертикальную $пс$ и другую горизонтальную $пб$. Дѣйствіе вертикальной составляющей силы $пс$ уничтожается вслѣдствіе способа подвѣшиванія, позволяющаго ей вращаться только въ горизонтальной плоскости, тогда какъ горизонтальная составляющая сила $пб$ стремится повернуть назадъ магнитную стрѣлку, отклонившуюся отъ плоскости магнитнаго меридіана. Поэтому, во всѣхъ магнитныхъ стрѣлкахъ, могущихъ вращаться только въ горизонтальной плоскости, необходимо знать единственно горизонтальную составляющую силу земного магнитизма.

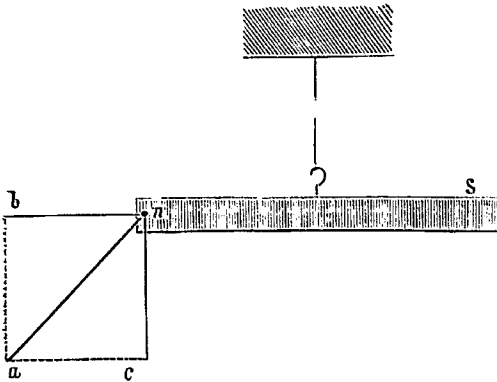


Рис. 14.

Уже нѣсколько разъ упоминалось о силѣ земного магнитизма, безъ объясненія при этомъ, что собственно подъ этимъ подразумѣвается. Кулонъ первый изучилъ взаимодействие двухъ магнитныхъ массъ или, какъ говорятъ,

двухъ магнитныхъ полюсовъ и открылъ законъ, называемый въ честь его закономъ Кулона. По этому закону: сила взаимодействия двухъ магнитныхъ полюсовъ прямо пропорціональна произведенію дѣйствующихъ магнитныхъ массъ, сосредоточенныхъ въ полюсахъ магнита и обратно пропорціональна квадрату разстоянія, между полюсами.

Обозначая черезъ P дѣйствующую силу (притяженія или отталкиванія), черезъ m_1 и m_2 количества магнитизма или магнитныя массы, сосредоточенныя въ полюсахъ магнита, и черезъ r ихъ разстояніе, см. рис. 15, то дѣйствующая сила

$$(1) \dots\dots\dots P = \pm \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$$

Если обѣ магнитныя массы m_1 и m_2 одноименны, то онѣ отталкиваются другъ отъ друга, слѣдовательно, стремятся увеличить разстояніе r ; въ этомъ случаѣ

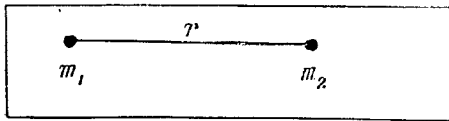


Рис. 15.

должно взять положительный знакъ (+), такъ какъ магнитныя массы m_1 и m_2 обладаютъ одинаковыми знаками. Напротивъ, если обѣ магнитныя массы разноименны, то онѣ притягиваются, и, слѣдовательно, разстояніе r будетъ умень-

шаться тогда должно взять отрицательный знакъ (—), такъ какъ магнитныя массы; m_1 и m_2 обладаютъ разными знаками.

При $m_1 = 1$, $m_2 = 1$, $r = 1$ найдемъ силу $P = 1$, поэтому, на основаніи уравненія (1) опредѣляется также единица количества магнитизма или магнитной массы.

Изъ вышеприведеннаго слѣдуетъ, что единицею магнитной массы или количества магнитизма называется такое количество магнитизма, которое на другое равное себѣ количество магни-

тизма, помещенное на разстояніи равномъ единицы длины, дѣйствуетъ съ силою равнойъ единицѣ силы.

Подъ единицей силы мы будемъ подразумѣвать такую силу, которая сообщаетъ массѣ, вѣсомъ въ 1 граммъ, въ 1 секунду времени ускореніе въ 1 сантиметръ. Эта единица силы носитъ названіе динъ. Для составленія понятія о величинѣ этой силы, воспользуемся изъ механики извѣстнымъ уравненіемъ:

$$\text{сила} = \text{массѣ} \cdot \text{ускореніе}$$

или
$$P = m \cdot p,$$

гдѣ P —сила, сообщающая массѣ m ускореніе p . Подъ влияніемъ вѣса G , силы притяженія земли, каждое тѣло пріобрѣтаетъ ускореніе g свободно падающаго тѣла, причежъ между вѣсомъ G , ускореніемъ g и массою m точно также сохраняется соотношеніе:

$$\text{вѣсъ} = \text{массѣ} \cdot \text{ускореніе отъ силы тяжести}$$

или
$$G = m \cdot g,$$

откуда масса

$$m = \frac{G}{g}.$$

Величина $g = 9,81$ метра или, такъ какъ мы впредь все длины будемъ выражать въ сантиметрахъ, то $g = 981$ см.

Какъ уже было упомянуто, за единицу массы условились принять массу, вѣсомъ въ 1 граммъ; слѣдовательно, должно принять $G = 1$, а также и ускореніе, сообщаемое силой равнойъ 1 динѣ, должно составлять 1 см. и $p = 1$, а потому:

$$P = \frac{G}{g} \cdot p = \frac{1 \cdot 1}{981}$$

$$P = \frac{1}{981} \text{ грамма.}$$

Слѣдовательно, этотъ грузъ P долженъ быть повѣшенъ на рис. 16 въ точкѣ A на такую нить, чтобы масса m , вѣсомъ въ 1 граммъ, двигаясь по свободной отъ тренія плоскости, пріобрѣла бы ускореніе въ 1 сантиметръ. Такимъ образомъ:

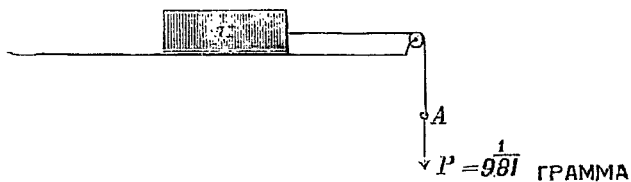


Рис. 16.

$$1 \text{ динъ} = \frac{1}{981} \text{ грамма (почти равна вѣсу 1 миллиграмма)}$$

или $981 \text{ динъ} = 1 \text{ граммъ.}$

Поэтому можно сказать: за единицу количества магнетизма принимается такое количество магнетизма, которое на другое ему равное количество магнетизма, помещенное на разстояніи въ одинъ сантиметръ, дѣйствуетъ съ силою въ одну дину.

При равныхъ взаимодействующихъ двухъ количествахъ магнетизма или магнитныхъ массахъ m , формула (1) упрощается въ слѣдующую:

$$P = \frac{m \cdot m}{r^2} = \frac{m^2}{r^2}$$

откуда

$$m = r \sqrt{P}.$$

Этой формулой магнитная масса вполне опредѣляется, если r и P известны.

Примѣръ. Двѣ равныхъ магнитныхъ массы, помѣщенныхъ на разстояніи въ 3 см. отталкиваются съ силою въ 64 динь. Опредѣлить величину каждой изъ двухъ массъ.

Рѣшеніе. Здѣсь $r = 3$, $P = 64$, слѣдовательно:

$$m = 3 \sqrt{64} = 3 \cdot 8 = 24 \text{ магнитнымъ единицамъ.}$$

Примѣчаніе. До сихъ поръ магнитная единица еще не получила названія, какъ и много другихъ физическихъ величинъ. Большую часть физическихъ величинъ всегда можно подвести при помощи физическихъ законовъ къ тремъ основнымъ мѣрамъ: длинѣ, массѣ и времени. Разъ будутъ назначены единицы мѣры для этихъ трехъ родовъ величинъ, то опредѣлятся единицы и для всѣхъ другихъ физическихъ величинъ, такъ какъ ихъ опредѣленіе зависитъ только отъ этихъ трехъ основныхъ величинъ. Эта система взаимно-связанныхъ единицъ мѣръ, въ основу которой положены единицы длины, массы и времени, называется абсолютной системой мѣръ.

Единицы основныхъ величинъ можно выбирать совершенно произвольно. Британская ассоціація наукъ (British Scientific Association) приняла и нѣсколько международныхъ электротехническихъ конгрессовъ подтвердили принятіе слѣдующихъ единицъ:

- 1) Единица длины — сантиметръ (Centimeter), т.-е. $\frac{1}{100}$ часть нормального метра, хранящагося въ Парижѣ, и представляющаго съ большимъ приближеніемъ одну сорокамилліонную часть земного меридіана или въ переводѣ на русскую мѣру 1 см. $= \frac{3}{8}$ дюйма.
- 2) Единица массы — граммъ (Gramm), т.-е. масса одного кубическаго сантиметра дистиллированной воды при температурѣ наибольшей плотности (4° Цельсія) или 1 гр. $= 0,234$ золотника (почти $\frac{1}{4}$ золотника) $= \frac{1}{176}$ фунта.
- 3) Единица времени — секунда (Sekunde) $= \frac{1}{86400}$ части среднихъ солнечныхъ сутокъ.

Единицы составленной такимъ образомъ системы называются единицами абсолютной системы сантиметръ-граммъ-секунда и обозначаются буквами С. Г. С.

Въ вышеприведенномъ примѣрѣ поэтому можно написать:

$$m = 24 \text{ единицы (С. Г. С.).}$$

Для усвоенія упомянутыхъ важныхъ единицъ, рѣшимъ еще нѣсколько сюда относящихся задачъ.

З а д а ч и.

1) Двѣ одноименныя, равныя по величинѣ магнитныхъ массы, каждая въ 80 единицъ (С. Г. С.), помѣщены на разстояніи въ 16 см. Опредѣлить силу отталкиванія этихъ двухъ одноименныхъ магнитныхъ массъ.

Рѣшеніе. Сила отталкиванія $P = \frac{80^2}{16^2} = 25$ динь.

2) Двѣ разноименныя, но равныя по величинѣ магнитныхъ массы, каждая въ 100 единицъ (С. Г. С.), притягиваются съ силой въ 144 дины. Опреѣлнить разстояніе, на которомъ помѣщены эти обѣ разноименныя магнитныя массы.

Рѣшеніе. Изъ формулы $P = \frac{m^2}{r^2}$ слѣдуетъ:

$$r = \frac{m}{\sqrt{P}} = \frac{100}{\sqrt{144}} = \frac{100}{12} = 8,33 \text{ см.}$$

3) Двѣ разноименныя магнитныя массы, изъ которыхъ одна = 70 единицъ (С. Г. С.), а другая = 50 единицъ (С. Г. С.), помѣщены на разстояніи въ 7 см. Опреѣлнить силу ихъ взаимодѣйствія.

Рѣшеніе. Сила притяженія $P = \frac{70 \cdot 50}{7^2} = 72,428$ дины.

Магнитъ можно себѣ представить состоящимъ изъ двухъ разноименныхъ, но равныхъ магнитныхъ массъ, сосредоточенныхъ въ полюсахъ магнита и прочно соединенныхъ прямой линіей, причемъ длина магнита представляетъ разстояніе между обѣими магнитными массами.

4) Опреѣлнить, какое дѣйствіе окажетъ магнитъ на единицу сѣверной магнитной массы, если послѣдняя помѣщена на разстояніи въ 5 см. отъ сѣвернаго полюса магнита длиною въ 10 см. (см. рис. 17) и если сила взаимодѣйствія каждаго изъ полюсовъ магнита = 70 единицамъ (С. Г. С.).

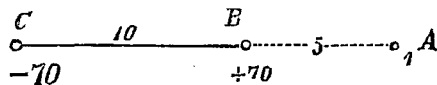


Рис. 17.

Рѣшеніе. Сѣверный полюсъ В магнита отталкиваетъ помѣщенную въ точкѣ А единицу сѣверной магнитной массы съ силой:

$$P_1 = \frac{70 \cdot 1}{5^2} = 2,8 \text{ дины.}$$

Южной полюсъ С магнита притягиваетъ помѣщенную въ точкѣ А единицу сѣверной магнитной массы съ силой:

$$P_2 = \frac{70 \cdot 1}{15^2} = 0,311 \text{ дины.}$$

Поэтому, точка А претерпѣваетъ отталкиваніе по направленію АВ съ силою Р равной разности силъ P_1 и P_2 , а именно:

$$P = P_1 - P_2 = 2,8 - 0,311 = 2,489 \text{ дины.}$$

Если въ точкѣ А единица магнитной массы будетъ замѣнена массою m , то полученные результаты слѣдуетъ умножить на m , и, слѣдовательно, тогда сила отталкиванія

$$P = 2,489 \cdot m \text{ динъ.}$$

5) Опреѣлнить результатъ предыдущей задачи, если точка А будетъ помѣщена не на продолженіи СВ, а на перпендикулярѣ, возставленномъ изъ середины СВ на разстояніи въ 5 см. отъ нея (см. рис. 18).

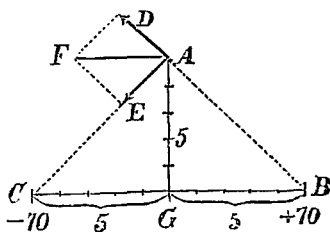


Рис. 18.

Рѣшеніе. Сѣверный полюсъ В магнита отталкиваетъ единицу сѣверной магнитной массы съ силою $P_1 = AD$, опредѣляемой уравненіемъ:

$$P_1 = AD = \frac{70 \cdot 1}{AB^2} = \frac{70 \cdot 1}{5^2 + 5^2} = 1,4 \text{ динны.}$$

Южный полюсъ С магнита притягиваетъ единицу сѣверной магнитной массы съ такой же силою АЕ по направленію АС, слѣдовательно, также и здѣсь сила

$$P_2 = AE = 1,4 \text{ динны.}$$

Эти обѣ силы АD и АЕ слагаются въ равнодѣйствующую силу АF. Но такъ какъ $CG = AG = BG = 5$ см., то $\sphericalangle BAC = 90^\circ$, какъ образованный двумя острыми углами двухъ равнобедренныхъ прямоугольныхъ треугольниковъ; посему также и $\sphericalangle ADF = 90^\circ$, а слѣдовательно:

$$\overline{AF}^2 = \overline{AD}^2 + \overline{FD}^2$$

$$\overline{AF}^2 = 1,4^2 + 1,4^2$$

$$AF = 1,4\sqrt{2} = 1,98 \text{ динны.}$$

Какъ видно, результатъ предыдущей задачи измѣнился; а именно, на единицу магнитной массы будетъ дѣйствовать сила въ 1,98 динны по направленію АF, параллельному оси магнита ВС.

6) Опредѣлить моментъ вращенія, развиваемаго единицей магнитной массы въ предыдущей задачѣ на магнитѣ, свободно вращающемся около точки G въ плоскости бумаги.

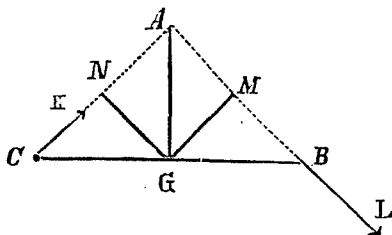


Рис. 19.

Рѣшеніе. Полюсъ А (рис. 19) отталкиваетъ одноименный полюсъ В съ силою

$$BL = \frac{70 \cdot 1}{5^2 + 5^2} = 1,4 \text{ динны.}$$

Но изъ механики извѣстно, что моментъ вращенія = силѣ . на плечо;

здѣсь плечомъ будетъ перпендикуляръ, опущенный изъ точки вращенія на направленіе

силы и равный, слѣдовательно, GM или GN. Такъ какъ при томъ обѣ силы BL и CN стремятся сообщить магниту вращательное движеніе въ одну сторону, то моменты вращенія можно сложить. Слѣдовательно:

$$\text{моментъ вращенія} = BL \cdot GM + CN \cdot GN.$$

Но такъ какъ

$$GM = GN = \frac{1}{2} AC = \frac{1}{2} AB,$$

затѣмъ

$$\overline{AC}^2 + \overline{AB}^2 = \overline{BC}^2$$

или

$$2\overline{AB}^2 = \overline{BC}^2$$

то

$$AB = \frac{BC}{\sqrt{2}}$$

и

$$GM = \frac{1}{2} \cdot \frac{BC}{\sqrt{2}},$$

следовательно:

$$\text{моментъ вращенія} = 2 \cdot BL \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{BC}{\sqrt{2}} = \frac{1.4 \cdot 10}{\sqrt{2}} = 9,9 \text{ единицы (С. Г. С.).}$$

Раньше уже упоминалось, что земля сама по себѣ является сильнымъ магнитомъ, полюсы котораго лежатъ вблизи географическихъ полюсовъ. Обозначая черезъ μ магнитную массу, сосредоточенную въ полюсахъ земного магнита, найдемъ, что находящаяся въ точкѣ А единица сѣверномагнитной массы притягивается къ сѣверному полюсу N земли съ силою

$$P_1 = \frac{\mu \cdot 1}{r_1^2}.$$

Эта же единица сѣверномагнитной массы отталкивается отъ южнаго полюса S земли съ силою

$$P_2 = \frac{\mu \cdot 1}{r_2^2},$$

гдѣ r_1 и r_2 — разстоянія точки А отъ полюсовъ N и S земного магнита. Такъ какъ разстоянія r_1 и r_2 выражаются въ сантиметрахъ и, будучи возвышены въ квадратъ, дадутъ очень большія числа, то силы P_1 и P_2 измѣнятся очень мало, почти незамѣтно, если разстоянія r_1 и r_2 будутъ увеличены или уменьшены на нѣсколько сотенъ сантиметровъ, какъ, напримѣръ, при переноскѣ магнитной единицы изъ одной комнаты зданія въ другую. Если предположить магнитную единицу и въ своемъ новомъ положеніи соединенную съ магнитными полюсами земли, то можно разсматривать линіи соединенія въ первомъ и второмъ положеніяхъ, какъ параллельныя. То что относится къ отдѣльнымъ силамъ P_1 и P_2 , то же можно сказать и относительно ихъ равнодѣйствующей. Поэтому мы получаемъ въ результатъ правило:

Сила, которую проявляетъ земной магнитизмъ на единицу магнитной массы полюса, постоянна, какъ по величинѣ, такъ и по направленію, при незначительныхъ перемѣнахъ мѣста этой единицы.

На стр. 14 уже упоминалось о томъ, что на магнитную стрѣлку, могущую вращаться исключительно въ горизонтальной плоскости, оказываетъ дѣйствіе только направляющая сила (горизонтальная составляющая сила) земного магнитизма. Обозначимъ ея величину черезъ H_c . Если извѣстна величина горизонтальной составляющей силы H_c и уголъ наклоненія (ср. стр. 13), то можно также опредѣлить вертикальную составляющую силу и величину равнодѣйствующей силы земного магнитизма. Если, напримѣръ, $H_c = 0,193$ единицы (С. Г. С.) и уголъ наклоненія $= 70^\circ$, то вертикальная составляющая сила земного магнитизма

$$V = H_c \operatorname{tg} 70^\circ = 0,193 \cdot \operatorname{tg} 70^\circ = 0,53 \text{ единицы (С. Г. С.)}$$

$$P_1 = \frac{H_c}{\cos 70^\circ} = \frac{0,193}{\cos 70^\circ} = 0,565 \text{ единицы (С. Г. С.).}$$

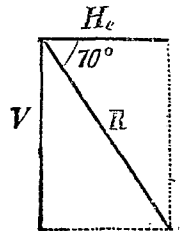


Рис. 20.

З а д а ч а.

7) Горизонтальная составляющая сила земного магнетизма нѣкотораго мѣста $H_c = 0,189$ и посредствомъ опыта, который будетъ изложенъ въ отдѣлѣ индукціи (глава II), было найдено, что горизонтальная составляющая относится къ вертикальной составляющей, какъ 17 : 32. Определить величины вертикальной составляющей, равнодѣйствующей силы земного магнетизма и уголъ наклоненія.

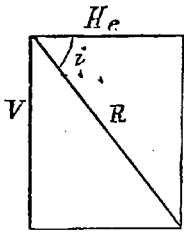


Рис. 21.

Рѣшеніе. Изъ пропорціи

$$H_c : V = 17 : 32$$

слѣдуетъ:

$$V = H_c \cdot \frac{32}{17} = \frac{0,189 \cdot 32}{17} = 0,356 \text{ единицы (С. Г. С.)}$$

Далѣе изъ рис. 21 слѣдуетъ:

$$R = \sqrt{0,356^2 + 0,189^2} = \sqrt{0,163} \approx 0,404 \text{ единицы (С. Г. С.)}$$

Если i обозначаетъ уголъ наклоненія, то

$$\operatorname{tg} i = \frac{V}{H_c} = \frac{32}{17} = 1,885.$$

$$i \approx 62^\circ.$$

Разсмотримъ теперь взаимодействіе двухъ магнитовъ, подразумѣвая подъ магнитомъ двѣ равныхъ, но разноименныхъ магнитныхъ массы, прочно соединенныя другъ съ другомъ прямою линіей.

Для упрощенія задачи, примемъ, что неподвижный магнитъ расположенъ восточно или западно отъ короткаго подвижнаго магнита (магнитной стрѣлки) и притомъ такъ, чтобы центръ качанія магнитной стрѣлки находился бы на продолженіи магнитной оси неподвижнаго магнита.

Дѣйствіе неподвижнаго магнита стремится повернуть магнитную стрѣлку такъ, чтобы ея длинная ось совпала съ продолженіемъ магнитной оси неподвижнаго магнита.

На рис. 22 магнитная стрѣлка изображена въ положеніи равновѣсія, въ которое ее стремится поставить неподвижный магнитъ; въ этомъ положеніи магнитная

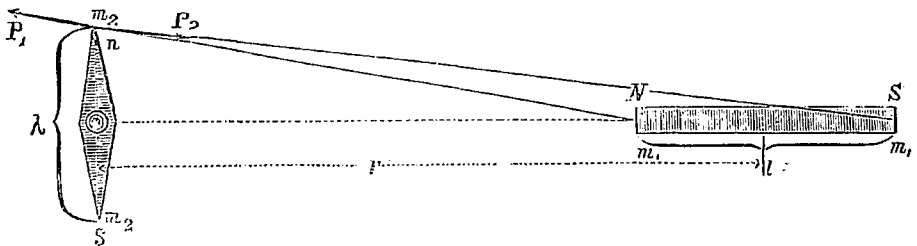


Рис. 22.

стрѣлка находится на перпендикулярѣ изъ середины магнитной оси неподвижнаго магнита и конечно расположена перпендикулярно къ ней. Опредѣлимъ теперь силу, съ которой неподвижный магнитъ стремится повернуть магнитную стрѣлку.

Пусть обозначаютъ:

m_1 —магнитная масса полюсовъ неподжнаго магнита,

m_2 —магнитная масса полюсовъ магнитной стрѣлки,

r —разстояніе между срединой неподжнаго магнита и центромъ магнитной стрѣлки,

l —длина неподжнаго магнита,

λ —длина магнитной стрѣлки.

Сѣверный полюсъ N неподжнаго магнита отталкиваетъ сѣверный же полюсъ n магнитной стрѣлки съ силой

$$P_1 = \frac{m_1 \cdot m_2}{N n^2} = \frac{m_1 \cdot m_2}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}.$$

Южный полюсъ S неподжнаго магнита притягиваетъ сѣверный полюсъ n магнитной стрѣлки съ силой

$$P_2 = \frac{m_1 \cdot m_2}{S n^2} = \frac{m_1 \cdot m_2}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}.$$

Если разстояніе r въ сравненіи съ длиной l неподжнаго магнита слишкомъ велико, а длина магнитной стрѣлки λ въ сравненіи съ длиной l неподжнаго магнита слишкомъ мало, то можно допустить, что силы P_1 и P_2 будутъ почти перпендикулярны къ магнитной стрѣлкѣ n s.

Разность силъ $P_1 - P_2$ будетъ какъ разъ та сила, которая стремится отклонять сѣверный полюсъ.

Теперь мы можемъ составить уравненіе:

$$P_1 - P_2 = m_1 \cdot m_2 \left\{ \frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} \right\},$$

или, пренебрегая сравнительно малою величиною $\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$, получимъ:

$$P_1 - P_2 = m_1 \cdot m_2 \left\{ \frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \right\}.$$

Если выраженія

$$\frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} = \left(r - \frac{l}{2}\right)^{-2} \quad \text{и} \quad \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = \left(r + \frac{l}{2}\right)^{-2}$$

разложимъ по биному Ньютона, получимъ:

$$\left(r - \frac{l}{2}\right)^{-2} = r^{-2} - (-2)r^{-3} \frac{l}{2} + \frac{(-2) \cdot (-3)}{1 \cdot 2} r^{-4} \left(\frac{l}{2}\right)^2 - \frac{(-2)(-3)(-4)}{1 \cdot 2 \cdot 3} r^{-5} \left(\frac{l}{2}\right)^3 + \dots$$

$$\left(r + \frac{l}{2}\right)^{-2} = r^{-2} + (-2)r^{-3} \frac{l}{2} + \frac{(-2) \cdot (-3)}{1 \cdot 2} r^{-4} \left(\frac{l}{2}\right)^2 + \frac{(-2)(-3)(-4)}{1 \cdot 2 \cdot 3} r^{-5} \left(\frac{l}{2}\right)^3 + \dots$$

Подставляя полученные выраженія въ нашу разность $P_1 - P_2$ получимъ:

$$(2) \dots\dots P_1 - P_2 = m_1 \cdot m_2 \left\{ \frac{4 \cdot \frac{1}{2}}{r^3} + \frac{8 \left(\frac{1}{2} \right)^3}{r^5} \dots \right\}$$

причемъ членами высшихъ степеней, какъ малыми величинами можно пренебречь.

Эта сила продолжала бы поворачивать магнитную стрѣлку до тѣхъ поръ, пока ось магнитной стрѣлки не совпала бы съ продолженіемъ магнитной оси неподвижнаго магнита, если бы горизонтальная составляющая H_e земного магнетизма не стремилась повернуть магнитную стрѣлку обратно въ плоскость меридіана. Наконецъ, подъ влияніемъ обѣихъ силъ магнитная стрѣлка принимаетъ подъ α положеніе равновѣсія. Въ этомъ случаѣ оба момента вращенія равны между собою (см. рис. 23).

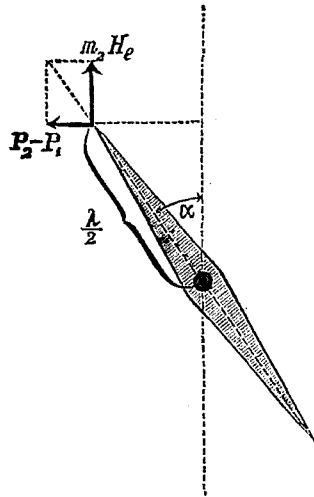


Рис. 23.

Горизонтальная составляющая H_e это та сила, съ которой дѣйствуетъ земной магнетизмъ въ горизонтальномъ направленіи на единицу магнитной массы; поэтому на магнитную массу m_2 магнитной стрѣлки это дѣйствіе проявляется съ силою $m_2 \cdot H_e$, которая приложена къ плечу $\frac{\lambda}{2} \sin \alpha$; поэтому моментъ вращенія земного магнетизма на сѣверномъ полюсѣ p магнитной стрѣлки равенъ:

$$m_2 \cdot H_e \cdot \frac{\lambda}{2} \sin \alpha.$$

Разность силъ $P_1 - P_2$, вслѣдствіе сравнительно большой отдаленности, остается почти безъ измѣненія, какъ по величинѣ, такъ и по направленію и дѣйствуетъ при плечѣ $\frac{\lambda}{2} \cos \alpha$. Поэтому моментъ вращенія разности силъ $P_1 - P_2$ будетъ:

$$(P_1 - P_2) \frac{\lambda}{2} \cos \alpha,$$

или, подставляя вмѣсто выраженія $(P_1 - P_2)$ равное ему выраженіе изъ уравненія (2), получимъ:

$$m_1 \cdot m_2 \left\{ \frac{4 \cdot \frac{1}{2}}{r^3} + \frac{8 \left(\frac{1}{2} \right)^3}{r^5} \right\} \cdot \frac{\lambda}{2} \cos \alpha.$$

Такъ какъ оба момента вращенія одинаковы, то можно написать слѣдующее уравненіе:

$$m_1 \cdot m_2 \left\{ \frac{2 \cdot 1}{r^3} + \frac{1^3}{r^5} \right\} \frac{\lambda}{2} \cos \alpha = m_2 H_e \frac{\lambda}{2} \sin \alpha$$

или

$$m_1 \cdot 1 \left\{ \frac{2}{r^3} + \frac{1^2}{r^5} \right\} \cos \alpha = H_e \sin \alpha.$$

Произведеніе изъ магнитной массы на длину магнита называютъ магнитнымъ моментомъ магнита и обозначаютъ эту величину буквою М. Поэтому

$$M = m_1 \cdot l.$$

Подставляя въ последнее уравненіе М вмѣсто $m_1 l$, получимъ:

$$M \cdot \left(\frac{2}{r^3} + \frac{l^2}{r^5} \right) \cos \alpha = H_c \sin \alpha,$$

или

$$\frac{M}{H_c} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\frac{2}{r^3} + \frac{l^2}{r^5}}$$

$$\frac{M}{H_c} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\frac{2}{r^3} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{l^2}{r^2} \right)} = \frac{1}{2} r^3 \operatorname{tg} \alpha \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{l}{r} \right)^2 \right]^{-1}$$

Разлагая это выраженіе по биному Ньютона получимъ:

$$\frac{M}{H_c} = \frac{1}{2} r^3 \operatorname{tg} \alpha \left(1 - \frac{1}{2} \frac{l^2}{r^2} \right),$$

причемъ высшими степенями $\frac{1}{r}$ можно пренебречь, такъ какъ длина l магнита должна быть гораздо менѣе разстоянія r.

Если величина горизонтальной составляющей силы неизвѣстна, то магнитный моментъ магнита опредѣляется формулой:

$$M = \frac{1}{2} r^3 \operatorname{tg} \alpha \cdot H_c \left(1 - \frac{1}{2} \frac{l^2}{r^2} \right) \dots \dots \dots (3)$$

Если распределеніе магнетизма въ магнитѣ было бы дѣйствительно такъ, какъ выше принято, то въ формулѣ

$$M \cdot \left(\frac{2}{r^3} + \frac{l^2}{r^5} \right) \cos \alpha = H_c \sin \alpha$$

длина l магнита становилась бы величиной легко измѣримою, и поэтому выраженіе $\frac{l^2}{r^5}$ тоже опредѣлилось бы. Но такъ какъ въ магнитахъ во всякомъ случаѣ это распределеніе нельзя считать такимъ, какъ было указано выше, то въ предыдущемъ

уравненіи членъ $\frac{l^2}{r^5}$ мы должны разсматривать, какъ величину неизвѣстную и постараться ее исключить изъ уравненія. Для этой цѣли помѣщаютъ магнитъ послѣдовательно на разстояніяхъ r_1 и r_2 отъ середины магнитной стрѣлки и наблюдаютъ соответствующіе углы отклоненія α_1 и α_2 ; тогда можно составить два уравненія:

$$I. \quad \frac{2}{r_1^3} + \frac{l^2}{r_1^5} = \frac{H_c}{M} \operatorname{tg} \alpha_1$$

и

$$II. \quad \frac{2}{r_2^3} + \frac{l^2}{r_2^5} = \frac{H_c}{M} \operatorname{tg} \alpha_2.$$

Перемноживъ уравненіе I на r_1^5 и уравненіе II на r_2^5 и вычтя затѣмъ уравненіе II изъ уравненія I, получимъ:

$$2 r_1^2 - 2 r_2^2 = r_1^5 \frac{H_e}{M} \operatorname{tg} \alpha_1 - r_2^5 \frac{H_e}{M} \operatorname{tg} \alpha_2$$

или

$$2 (r_1^2 - r_2^2) = \frac{H_e}{M} (r_1^5 \operatorname{tg} \alpha_1 - r_2^5 \operatorname{tg} \alpha_2),$$

откуда

$$(4) \dots\dots\dots \frac{M}{H_e} = \frac{1}{2} \frac{r_1^5 \operatorname{tg} \alpha_1 - r_2^5 \operatorname{tg} \alpha_2}{r_1^2 - r_2^2}.$$

Это уравненіе представляетъ отношеніе магнитнаго момента M къ горизонтальной составляющей силы H_e земнаго магнетизма. Если бы оказалось возможнымъ для этихъ двухъ величинъ составить еще другое уравненіе, то изъ такихъ двухъ уравненій мы могли бы опредѣлить, какъ величину магнитнаго момента M , такъ и величину горизонтальной составляющей силы H_e земнаго магнетизма. Требуемое уравненіе дастъ продолжительность полнаго качанія, т.-е. время, потребное для свободно подвѣшеннаго качающагося магнита для перехода изъ одного положенія покоя въ послѣдующее положеніе покоя. Обозначая это время черезъ T , моментъ инерціи (коэности) качающагося магнита относительно оси вращенія черезъ K , то требуемое уравненіе представится въ слѣдующемъ видѣ:

$$(5) \dots\dots\dots M H_e = \frac{\pi^2 \cdot K}{T^2}.$$

При составленіи этого уравненія не принята во вниманіе сила скручиванія нити, на которой былъ подвѣшенъ магнитъ; подъ силой скручиванія слѣдуетъ понимать сопротивленіе, которое оказываетъ нить скручиванію, вслѣдствіе своей жесткости. Но этотъ случай можетъ имѣть только тогда мѣсто, когда подвѣшенная нить состоитъ изъ пучка тонкихъ несвитыхъ коконовыхъ нитей. Въ противномъ же случаѣ слѣдуетъ при составленіи уравненія принять во вниманіе также и скручиваніе подвѣсной нити. Тогда уравненіе (5) приметъ слѣдующій видъ:

$$(6) \dots\dots\dots M H_e = \frac{\pi^2 \cdot K}{T^2 (1 + \Theta)},$$

гдѣ Θ есть коэффициентъ крученія, т.-е. отношеніе момента крученія подвѣсной нити къ произведенію $M H_e$ (магнитнаго момента магнита на горизонтальную составляющую силу земнаго магнетизма).

Для того, чтобы опредѣлить это отношеніе, подвѣшиваютъ магнитъ такимъ образомъ, чтобы въ положеніи покоя магнита, т.-е. когда магнитъ будетъ находиться въ плоскости магнитнаго меридіана нить была бы нескрученною. Это легко достигнуть, если взамѣнъ магнита подвѣсить къ нити немагнитный брусокъ равнаго же вѣса. Брусокъ устанавливается въ положеніи покоя, такъ что подвѣшенная нить будетъ нескрученною. Вращая приспособленіе для подвѣски нити можно легко достигнуть того, что положеніе покоя этого бруска совпадетъ съ плоскостью магнитнаго меридіана. Замѣняя опять немагнитный брусокъ магнитомъ и не скручивая нити, то также и въ положеніи покоя магнита подвѣшенная нить останется нескрученною.

Вращая теперь приспособленіе для подвѣски нити на измѣримый уголъ β отъ

положенія въ которомъ подвѣсная нить была нескрученною, то вслѣдствіе момента вращенія, вызываемаго скрученною нитью на магнитъ, послѣдній также отклонится. Но въ отклоненномъ положеніи проявляетъ свое дѣйствіе направляющая сила (горизонтальная составляющая сила) земного магнетизма, стремящаяся возвратитъ магнитъ въ первоначальное положеніе. Подъ дѣйствіемъ этихъ двухъ моментовъ вращенія магнитъ достигаетъ положенія равновѣсія при нѣкоторомъ углѣ φ (см. рис. 24). Въ этомъ положеніи моментъ вращенія, вызываемый скручиваніемъ подвѣсной нити, равенъ моменту направляющей силы земного магнетизма.

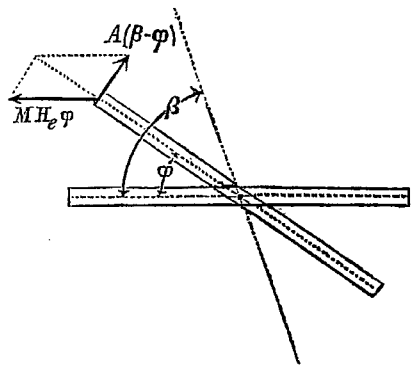


Рис. 24.

На рис. 24 пунктирная линия указываетъ положеніе магнита, которое онъ принялъ бы отъ дѣйствія силы скручиванія подвѣсной нити, если бы не существовало направляющей силы земного магнетизма. Подвѣсная нить была закручена на $\sphericalangle \beta$, причемъ магнитъ отклонился на $\sphericalangle \varphi$. Слѣдовательно, $\beta - \varphi$ будетъ уголъ, на который магнитъ отстоитъ отъ новаго положенія нескрученной нити и значить на этотъ уголъ теперь закручена подвѣсная нить. Какъ известно, для скрученной нити, моментъ крученія пропорціоналенъ углу крученія, слѣдовательно:

$$\text{моментъ крученія} = A(\beta - \varphi),$$

гдѣ A представляетъ собою величину, зависящую отъ длины, толщины и матеріала нити.

Моментъ вращенія магнита для обоихъ полюсовъ выражается уравненіемъ:

$$2 m_1 \cdot H_e \frac{1}{2} \sin \varphi,$$

или, такъ какъ для малыхъ угловъ $\sin \varphi$ можетъ быть замѣненъ дугою, то для момента вращенія магнита получимъ слѣдующее выраженіе:

$$m_1 \cdot H_e \cdot l \cdot \varphi,$$

гдѣ $m_1 \cdot l = M$, т.-е. равно магнитному моменту магнита, а слѣдовательно моментъ вращенія земного магнетизма равенъ $M H_e \cdot \varphi$.

Для положенія равновѣсія будетъ имѣть мѣсто уравненіе:

$$A(\beta - \varphi) = M H_e \cdot \varphi$$

или

$$\frac{A}{M H_e} = \frac{\varphi}{\beta - \varphi},$$

это и будетъ величина, обозначенная раньше черезъ Θ и названная коэффициентомъ крученія. Поэтому

$$\Theta = \frac{\varphi}{\beta - \varphi} \dots \dots \dots (7)$$

Если приспособленіе для подвѣски нити не снабжено кругомъ съ градусными дѣленіями для отсчитыванія угловъ закручиванія β подвѣсной нити, то можно магниты вращать на 360° . Въ такомъ случаѣ

$$\Theta = \frac{\varphi}{360^\circ - \beta},$$

гдѣ Θ , понятно, должно быть выражено въ градусахъ.

Входящій въ формулы (5) и (6) моментъ инерціи K можетъ быть опредѣленъ изъ размѣровъ магнита, въ случаѣ, если подвѣшиваніе магнита на нити производится посредствомъ легкаго крючка, ввинченнаго въ магнитъ (см. рис. 25 или 26).

Для параллелепипеда (прямоугольнаго) бруска, котораго стороны суть a и b (рис. 25), имѣемъ моментъ инерціи

$$K = m \frac{a^2 + b^2}{12},$$

гдѣ m представляетъ собою вѣсъ бруска въ граммахъ.

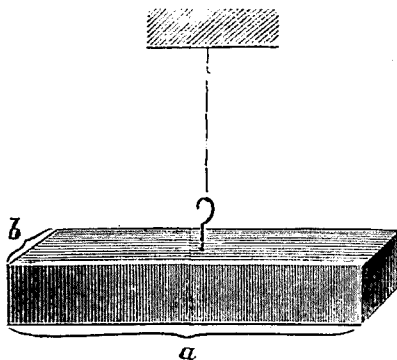


Рис. 25.

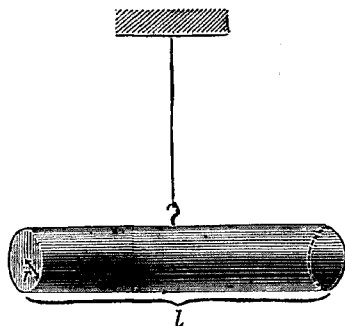


Рис. 26.

Для цилиндрическаго бруска (рис. 26), длина котораго l и радиусъ r , моментъ инерціи

$$K = \left(\frac{l^2}{12} + \frac{r^2}{4} \right) \cdot m.$$

Продолжительность или періодъ полного качанія магнита легко опредѣляется, наблюдая большое число полныхъ качаній и то время, въ которое магнитъ совершаетъ эти качанія. Если, напримѣръ, магнитъ совершилъ 216 качаній въ 2788 секундъ, то время одного полного качанія

$$T = \frac{2788}{216} = 12,9075 \text{ секундъ.}$$

Если моментъ инерціи магнита относительно оси вращенія не можетъ быть опредѣленъ при помощи его размѣровъ, въ томъ случаѣ, когда, напримѣръ, магнитъ помѣщенъ въ трубкѣ съ прикрѣпленнымъ къ нему зеркальцемъ (зеркальный гальванометръ), то моментъ инерціи магнита опредѣляется опытнымъ путемъ или же вычисляется по формуламъ.

Для этой цѣли подвѣшиваютъ къ концамъ магнита, на равныхъ разстояніяхъ e_1 отъ середины магнита, два произвольныхъ, но равныхъ груза G (рис. 27) изъ немагнитнаго вещества, такъ чтобы магнитныя силы не измѣнились (рис. 28 показываетъ видъ такого груза сбоку) и наблюдаютъ продолжительность времени полного качанія; обозначимъ это время черезъ T_1 .

Измѣнивъ положеніе грузовъ относительно середины магнита, такъ чтобы разстояніе каждаго изъ грузовъ отъ нея было e_2 , то и продолжительность времени полного качанія, конечно, также будетъ другое, которое обозначимъ черезъ T_2 .

Изъ обоихъ послѣднихъ наблюденій и перваго наблюденія, произведеннаго безъ подвѣшенныхъ грузовъ, можно опредѣлить всѣ необходимыя величины.

Обозначая черезъ i моментъ инерціи груза G , относительно оси OO (рис. 27), проходящей вертикально черезъ центръ тяжести груза, то моментъ инерціи этого груза, относительно оси вращенія будетъ:

$$i + G e_1^2.$$

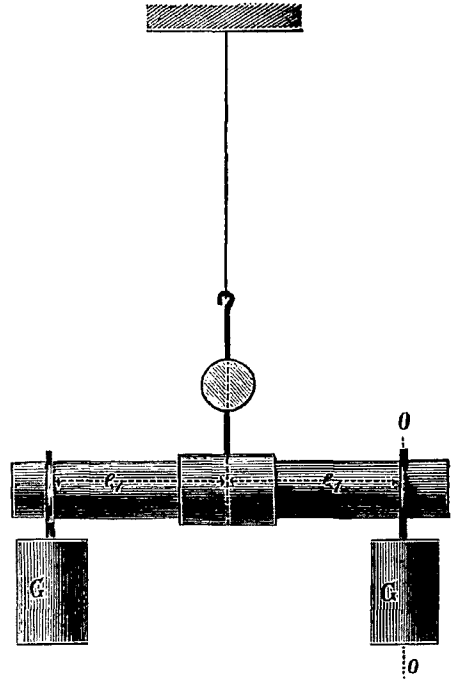


Рис. 27.

Моментъ инерціи качающейся системы послѣ подвѣшиванія грузовъ на разстояніи e_1 отъ середины магнита будетъ:

$$K' = K + 2i + 2G e_1^2.$$

При второмъ подвѣшиваніи грузовъ на разстояніи e_2 отъ середины магнита, моментъ инерціи будетъ:

$$K'' = K + 2i + 2G e_2^2.$$

На основаніи формулы (6) для $M N_c$ получаются слѣдующія два уравненія:

$$I. \quad M N_c = \frac{\pi^2 K'}{T_1^2 (1 + \Theta')} = \frac{\pi^2}{T_1^2 (1 + \Theta')} (K + 2i + 2G e_1^2).$$

и

$$II. \quad M N_c = \frac{\pi^2 K''}{T_2^2 (1 + \Theta')} = \frac{\pi^2}{T_2^2 (1 + \Theta')} (K + 2i + 2G e_2^2).$$

Изъ уравненія I слѣдуетъ:

$$\frac{M N_c \cdot T_1^2 (1 + \Theta')}{\pi^2} = K + 2i + 2G e_1^2,$$

и изъ уравненія II слѣдуетъ:

$$\frac{M N_c \cdot T_2^2 (1 + \Theta')}{\pi^2} = K + 2i + 2G e_2^2.$$



Рис. 28.

Вычитая уравненіе II изъ уравненія I получимъ:

$$\frac{M N_e (1 + \Theta')}{\pi^2} (T_1^2 - T_2^2) = 2 G (e_1^2 - e_2^2),$$

откуда

$$(8) \dots\dots\dots M N_e = \frac{\pi^2 \cdot 2 G (e_1^2 - e_2^2)}{(T_1^2 - T_2^2) (1 + \Theta')}.$$

Въ уравненіяхъ I и II величина Θ замѣнена по необходимости величиною Θ' , такъ какъ скручиваніе зависитъ отъ натяженія подвѣшенной ниты, которое въ разсматриваемыхъ случаяхъ измѣнялось.

Опредѣливъ $M N_e$ изъ уравненія (8), можно также вычислить K — моментъ инерціи магнита и i — моментъ инерціи груза.

Изъ уравненія (6), а именно:

$$M N_e = \frac{\pi^2 K}{T^2 (1 + \Theta)},$$

опредѣляется моментъ инерціи магнита:

$$K = \frac{T^2 (1 + \Theta)}{\pi^2} M N_e.$$

Зная K — моментъ инерціи магнита, легко изъ уравненій I и II опредѣлить также i — моментъ инерціи груза.

Изъ уравненій (4) и (8), а именно:

$$\frac{M}{N_e} = \frac{1}{2} \frac{r_1^5 \operatorname{tg} \alpha_1 - r_2^5 \operatorname{tg} \alpha_2}{r_1^2 - r_2^2} = a$$

и

$$M N_e = \frac{\pi^2 \cdot 2 G (e_1^2 - e_2^2)}{(T_1^2 - T_2^2) (1 + \Theta')} = b,$$

получимъ отъ умноженія перваго уравненія на второе уравненіе слѣдующую формулу:

$$(9) \dots\dots\dots M = \sqrt{a \cdot b}.$$

и отъ дѣленія втораго уравненія на первое уравненіе получимъ формулу:

$$(10) \dots\dots\dots N_e = \sqrt{\frac{b}{a}}.$$

Примѣръ: Въ лабораторіи технического училища въ Митвейдѣ были опредѣлены величины:

$$\Theta = 0,003536.$$

$$T = 5,71 \text{ сек.}, \quad T_1 = 13,25 \text{ сек.}, \quad T_2 = 9,94 \text{ сек.},$$

$$e_1 = 4,475 \text{ см.}, \quad e_2 = 3,015 \text{ см.}, \quad G = 54,593 \text{ гр.}$$

Величина Θ' не опредѣлялась, но въ формулу было подставлено вмѣсто $\Theta' = \Theta$, что допустимо, такъ какъ Θ представляетъ только поправочный членъ.

Отсюда слѣдуетъ:

$$M N_e = \frac{\pi^2 \cdot 2 \cdot 54,593 \cdot (4,475^2 - 3,015^2)}{(13,25^2 - 9,94^2) (1 + 0,003536)} = 152,978 = b.$$

Далѣе были измѣрены величины:

$$r_1 = 28 \text{ см.}, \quad \alpha_1 = 23,54^\circ$$

$$r_2 = 20 \text{ см.}, \quad \alpha_2 = 52,175^\circ.$$

Отсюда слѣдуетъ:

$$\frac{M}{H_e} = \frac{1}{2} \frac{28^5 \operatorname{tg} 23,54^\circ - 20^5 \operatorname{tg} 52,175^\circ}{28^2 - 20^2} = 4399 = \alpha.$$

Теперь не трудно, зная произведеніе и частное двухъ величинъ, опредѣлить и самыя величины, а именно:

$$M = \sqrt{152,978 \cdot 4399} = 820,06 \text{ единицы (С. Г. С.).}$$

$$H_e = \sqrt{\frac{152,978}{4399}} = 0,1866 \text{ единицы (С. Г. С.).}$$

Уравненіе (5) можетъ быть также выведено слѣдующимъ путемъ *):

Въ механикѣ доказывается формула, относящаяся къ вращательному движенію тѣла вокругъ неподвижной оси, а именно:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\text{статическому моменту}}{\text{моментъ инерціи}}.$$

Здѣсь ω —обозначаетъ угловую скорость, т.-е. скорость точки, удаленной на единицу отъ оси рращенія, t — время; статическій моментъ представляетъ произведеніе пзъ силы на ея плечо (расстояніе отъ данной точки, относительно которой берется моментъ) и моментъ инерціи представляетъ выраженіе $\Sigma m r^2$ относительно оси вращенія.

Предположимъ, что магнитъ, сначала отклоненный на α отъ плоскости магнитнаго меридіана (вертикальная плоскость, проходящая черезъ полюсы магнита), близъ затѣвъ предоставленъ самому себѣ; тогда, вслѣдствіе момента вращенія, который земной магнитизмъ оказываетъ на магнитъ (скручиваніе подѣльной нити пока не принимается во вниманіе), онъ будетъ стремиться опять прийти въ плоскость магнитнаго меридіана и черезъ t секундъ образуетъ съ нею только уголъ ϑ . (Рис. 29 показываетъ видъ магнита сверху).

Статическій моментъ для этого послѣдняго положенія будетъ:

$$2 \cdot m_1 H_e \frac{1}{2} \sin \vartheta = M H_e \sin \vartheta.$$

Обозначая черезъ K — моментъ инерціи магнита относительно оси вращенія, можемъ составить уравненіе:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{M H_e \cdot \sin \vartheta}{K}.$$

Но путь, пройденный точкой магнита, удаленной на единицу отъ оси вращенія, въ t секундъ будетъ: ($\alpha - \vartheta$). Поэтому скорость этой точки

$$\omega = \frac{d(\alpha - \vartheta)}{dt} = - \frac{d\vartheta}{dt},$$

откуда

$$\frac{d\omega}{dt} = - \frac{d^2\vartheta}{dt^2},$$

слѣдовательно:

$$\frac{d^2\vartheta}{dt^2} = - \frac{M H_e}{K} \cdot \sin \vartheta.$$

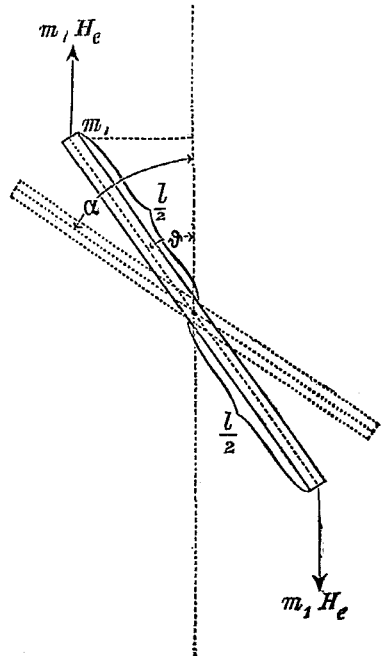


Рис. 29.

*) Читатели, не знакомые съ высшей математикой, могутъ этотъ отдѣлъ, напечатанный мелкимъ шрифтомъ, безъ ущерба пропустить.

Для небольших качаній можно $\sin \vartheta$ принять равнымъ дугѣ ϑ , тогда получимъ:

$$I. \quad \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} = - \frac{MH_c}{K} \cdot \vartheta.$$

Для интегрированія этого дифференціального уравненія умножимъ обѣ его стороны на $2 d \vartheta$, тогда получимъ:

$$2 d \vartheta \cdot \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} = d \left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2;$$

отсюда

$$d \left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2 = - \frac{MH_c}{K} 2 \vartheta \cdot d \vartheta;$$

интегрируя это уравненіе, получимъ:

$$\left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2 = - \frac{MH_c}{K} \cdot \vartheta^2 + C,$$

гдѣ C постоянная интегрированія, которую можно легко опредѣлять, если извѣстны начальные положенія. Такъ какъ $-\frac{d \vartheta}{dt} = \omega$ и какъ извѣстно при $t=0$ будетъ $\sphericalangle \vartheta = \sphericalangle \alpha$ и $\omega = 0$, то при $t=0$ будемъ имѣть уравненіе:

$$0 = - \frac{MH_c}{K} \alpha^2 + C,$$

откуда

$$C = \frac{MH_c}{K} \alpha^2.$$

Подставляя вмѣсто C найденное выраженіе, получимъ:

$$\left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2 = \frac{MH_c}{K} (\alpha^2 - \vartheta^2)$$

или

$$\frac{d \vartheta}{dt} = - \sqrt{\frac{MH_c}{K}} \sqrt{\alpha^2 - \vartheta^2}.$$

Слѣдуетъ взять отрицательный знакъ ($-$), потому что приращенію времени dt соответствуетъ уменьшеніе ϑ , слѣдовательно, отрицательный дифференціалъ $d \vartheta$. Если преобразовать последнее уравненіе въ слѣдующій видъ, а именно:

$$\frac{d \vartheta}{\sqrt{\alpha^2 - \vartheta^2}} = - dt \sqrt{\frac{MH_c}{K}},$$

то это уравненіе можно проинтегрировать и, произведя это, получимъ:

$$\arcsin \frac{\vartheta}{\alpha} = - t \sqrt{\frac{MH_c}{K}} + C',$$

гдѣ C' постоянная интегрированія. Для ея опредѣленія должны опять быть извѣстны начальные положенія; а именно при $t=0$ будетъ $\sphericalangle \vartheta = \sphericalangle \alpha$, слѣдовательно должно быть:

$$\arcsin 1 = C'$$

или

$$C' = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{5\pi}{2}, \quad \frac{9\pi}{2} \dots \dots \text{вообще} = \frac{(2k+1)\pi}{2},$$

гдѣ k —есть цѣлое положительное число. Поэтому:

$$\arcsin \frac{\vartheta}{\alpha} = (2k+1) \frac{\pi}{2} = t \sqrt{\frac{MH_c}{K}}$$

или

$$\vartheta = \alpha \cdot \sin \left[(2k+1) \frac{\pi}{2} - t \sqrt{\frac{MH_c}{K}} \right]$$

$$II. \quad \vartheta = \alpha \cdot \cos \left(t \sqrt{\frac{MH_c}{K}} \right).$$

Это уравненіе въ связи съ полученнымъ отъ дифференцірованія уравненіемъ:

$$\begin{aligned} \frac{d \vartheta}{d t} &= - \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \sqrt{\alpha^2 - \vartheta^2}. \\ &= - \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \sqrt{\alpha^2 - \left[\alpha \cdot \cos \left(t \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \right) \right]^2} \\ &= - \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \sqrt{\alpha^2 - \alpha^2 \cos^2 \left(t \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \right)} \\ &= - \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \alpha \sqrt{1 - \cos^2 \left(t \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \right)}. \\ \text{III. } \frac{d \vartheta}{d t} &= - \alpha \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \cdot \sin \left(t \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \right) \end{aligned}$$

вполнѣ опредѣляютъ продолжительность полнаго качанія магнита.

Такъ, на примѣръ,

$$\frac{d \vartheta}{d t} = - \omega = 0,$$

то-есть магнитъ находится въ положеніи покоя, если

$$\sin \left(t \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \right) = 0,$$

то-есть, при

$$t \sqrt{\frac{M H_e}{K}} = 0, \quad \pi, \quad 2\pi, \quad 3\pi,$$

и т. д., или при

$$t = 0, \quad \pi \sqrt{\frac{K}{M H_e}}, \quad 2\pi \sqrt{\frac{K}{M H_e}}, \quad 3\pi \sqrt{\frac{K}{M H_e}}.$$

Но тогда $\vartheta = +\alpha, \quad -\alpha, \quad +\alpha, \quad -\alpha$ и т. д.

Изъ этого видно, что время, потребное для перехода магнита изъ одного положенія покоя въ посаждающее положеніе покоя, называемое продолжительностью полнаго качанія, всегда одно и то-же, и именно равно разности двухъ таковыхъ послѣдовательныхъ значеній t ; обозначая продолжительность полнаго качанія черезъ T , имѣемъ уравненіе:

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{M H_e}}.$$

Рѣшая это уравненіе относительно $M H_e$, получимъ уравненіе (5), а именно:

$$M H_e = \frac{\pi^2}{T^2} K.$$

Если подвѣшенная нить обладаетъ моментомъ крученія, которымъ нельзя пренебречь, то огъ пропорціоналенъ углу вращенія, слѣдовательно.

$$M t = A \cdot \vartheta,$$

гдѣ A —множитель, какъ уже раньше упомянуто, зависящій отъ длины, толщины и матеріала нити. Поэтому статическій моментъ магнита для промежутка времени t будетъ не тотъ, что до сихъ поръ:

$$2 \cdot m_1 H_e \frac{1}{2} \sin \vartheta = M H_e \sin \vartheta,$$

но иной, а именно:

$$M H_e \sin \vartheta + A \vartheta$$

и для малыхъ угловъ выразится уравненіемъ:

$$M H_e \vartheta + A \vartheta = (M H_e + A) \vartheta.$$

Дифференціальное уравненіе I (на стр. 30) на этомъ основаніи преобразуется въ слѣдующее уравненіе:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dt^2} = - \frac{M H_e + A}{K} \cdot \vartheta.$$

Результаты интегрированія измѣнятся только въ томъ, что во всѣхъ формулахъ

$$\frac{M H_e}{K} \text{ замѣнится выраженіемъ } \frac{M H_e + A}{K}.$$

Формула для продолжительности полного качанія будетъ:

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{M H_e + A}},$$

которую можно также написать и въ слѣдующемъ видѣ:

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{M H_e \left(1 + \frac{A}{M H_e}\right)}}.$$

Но такъ какъ принято $\frac{A}{M H_e} = \vartheta$, то, вставивъ это въ предыдущую формулу, получимъ:

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{M H_e (1 + \vartheta)}}.$$

Рѣшая это уравненіе относительно $M H_e$, получимъ уравненіе (6), а именно:

$$M H_e = \frac{\pi^2 K}{T^2 (1 + \vartheta)}.$$

Примѣняя формулу (10), можно опытнымъ путемъ опредѣлить горизонтальную составляющую силу H_e земного магнетизма для любого мѣста земного шара. Если вблизи мѣста, котораго горизонтальную составляющую силу H_e желательнo опредѣлить не будетъ находиться желѣзныхъ массъ, то значеніе H_e зависить только отъ географическихъ долготы и широты этого мѣста.

Въ нижеслѣдующей таблицѣ показаны значенія горизонтальной составляющей силы H_e для 1894 года.

Таблица горизонтальной составляющей силы земного магнетизма для 1894 года

въ единицахъ (С. G. S.).

(Разсчитано по Д-ру Неймейеру).

Ежегодное измѣненіе горизонтальной составляющей силы земного магнетизма составляетъ въ среднемъ приращеніе на + 0,00015 единиць (С. G. S.).

Сѣверн. широта отъ Гринвича.	55°	54°	53°	52°	51°	50°	49°	48°	47°	46°	45°
Восточная широта отъ Гринвича.											
6°	0,1732	0,1772	0,1802	0,1847	0,1886	0,1930	0,1967	0,2006	0,2048	0,2094	0,2133
7°	0,1738	0,1778	0,1807	0,1851	0,1893	0,1933	0,1973	0,2009	0,2053	0,2097	0,2142
8°	0,1743	0,1782	0,1811	0,1860	0,1897	0,1941	0,1975	0,2015	0,2059	0,2104	0,2146
9°	0,1750	0,1789	0,1820	0,1864	0,1905	0,1944	0,1982	0,2020	0,2068	0,2107	0,2155
10°	0,1756	0,1797	0,1827	0,1873	0,1910	0,1952	0,1986	0,2031	0,2072	0,2115	0,2158
11°	0,1763	0,1792	0,1835	0,1878	0,1919	0,1953	0,1994	0,2036	0,2081	0,2121	0,2166
12°	0,1766	0,1801	0,1840	0,1884	0,1923	0,1959	0,1998	0,2045	0,2088	0,2132	0,2172
13°	0,1772	0,1805	0,1848	0,1890	0,1931	0,1964	0,2005	0,2049	0,2098	0,2139	0,2181
14°	0,1775	0,1808	0,1856	0,1897	0,1936	0,1971	0,2013	0,2056	0,2101	0,2149	0,2186
15°	0,1779	0,1817	0,1865	0,1901	0,1942	0,1978	0,2026	0,2063	0,2108	0,2155	0,2193
16°	0,1783	0,1828	0,1869	0,1906	0,1944	0,1983	0,2032	0,2075	0,2113	0,2161	0,2199
17°	0,1791	0,1839	0,1875	0,1909	0,1950	0,1987	0,2039	0,2081	0,2123	0,2168	0,2210
18°	0,1795	0,1848	0,1877	0,1912	0,1952	0,1993	0,2044	0,2088	0,2129	0,2179	0,2220
19°	0,1799	0,1853	0,1881	0,1913	0,1956	0,1999	0,2050	0,2092	0,2138	0,2187	0,2229
20°	0,1801	0,1856	0,1882	0,1915	0,1959	0,2009	0,2052	0,2099	0,2143	0,2194	0,2238
21°	0,1802	0,1856	0,1883	0,1914	0,1963	0,2012	0,2055	0,2102	0,2150	0,2200	0,2249
22°	0,1801	0,1857	0,1882	0,1915	0,1963	0,2014	0,2057	0,2107	0,2155	0,2209	0,2257

Городъ Митвейда (Германія - Саксонія), напримѣръ, находится (опредѣляя по картѣ королевства Саксоніи) приблизительно подъ 51° сѣверной широты и 13° восточной долготы (относительно Гринвича). Въ вышеприведенной таблицѣ находимъ для этого случая значеніе горизонтальной составляющей силы

$$H_0 = 0,1931 \text{ единицы (С. G. S.).}$$

Въ дѣйствительности значеніе горизонтальной составляющей силы данной мѣстности немного разнится отъ выше найденнаго, что объясняется нахожденіемъ въ зданіи технического училища въ Митвейдѣ желѣзныхъ массъ.

Часто приходится только сравнивать между собою горизонтальныя составляющія силы двухъ мѣстъ земного шара. Въ этомъ случаѣ приводитъ къ цѣли уравненіе (6). Если T_1 — обозначаетъ продолжительность полного качанія магнита въ мѣстѣ А, въ которомъ значеніе горизонтальной составляющей силы будетъ H_1 , T_2 — продолжитель-

ность полнаго качанія того же магнита въ мѣстѣ В, въ которомъ значеніе горизонтальной составляющей силы будетъ H_2 , то согласно уравненію (6) можно составить два слѣдующихъ уравненія:

$$M H_1 = \frac{\pi^2 K}{T_1^2 (1 + \Theta)}$$

и

$$M H_2 = \frac{\pi_2 K}{T_2^2 (1 + \Theta)}$$

Раздѣливъ первое уравненіе, на второе уравненіе получимъ пропорцію:

$$H_1 : H_2 = T_2^2 : T_1^2,$$

которая выражается словами такъ:

Горизонтальныя составляющія силы земного магнетизма двухъ различныхъ мѣстъ относятся между собою обратно пропорціонально квадратамъ продолжительностей полныхъ качаній.

При этомъ предполагается, что магнитный моментъ M разсматриваемаго магнита оставался въ продолженіи обоихъ опытовъ безъ измѣненія, что допустимо, если только магнитный брусокъ послѣ своего намагничиванія, былъ подвергнутъ приѣмамъ, предложеннымъ на стр. 8 и 9, и если оба наблюденія производились вслѣдъ одно послѣ другого.

Примѣръ. При одномъ изъ опытовъ во время практическихъ занятій въ лабораторіи технического училища въ Митвейдѣ была опредѣлена продолжительность полнаго качанія магнита $T_1 = 5,71$ сек. (ср. стр. 28), а на разстояніи около 50 метровъ отъ зданія училища на открытомъ воздухѣ она составляла $T_2 = 5,63$ сек.

По вышеприведенной таблицѣ для гор. Митвейда горизонтальная составляющая сила $H_2 = 0,1931$, слѣдовательно, если въ пропорцію

$$H_1 : H_2 = T_2^2 : T_1^2$$

вставимъ числовыя данныя значенія, получимъ для горизонтальной составляющей силы въ зданіи технического училища, значеніе:

$$H_1 = H_2 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2 = 0,1931 \cdot \left(\frac{5,63}{5,71} \right)^2 = 0,187 \text{ единицы (С. Г. С.),}$$

результатъ, который достаточно подходитъ къ непосредственно найденному значенію $H_e = 0,1866$.

Для взаимнаго сравненія магнитныхъ моментовъ двухъ магнитовъ можно пользоваться или уравненіемъ (4), или уравненіемъ (6) (на стр. 24).

Согласно уравненію (4) имѣемъ:

$$\frac{M_1}{H_e} = \frac{1}{2} \cdot \frac{r_1^5 \operatorname{tg} \alpha_1 - r_2^5 \operatorname{tg} \alpha_2}{r_1^2 - r_2^2} = a_1,$$

$$\frac{M_2}{H_e} = \frac{1}{2} \cdot \frac{r_1^5 \operatorname{tg} \alpha'_1 - r_2^5 \operatorname{tg} \alpha'_2}{r_1^2 - r_2^2} = a_2.$$

Раздѣливъ первое уравненіе на второе, получимъ:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{a_1}{a_2}.$$

Здѣсь M_1 и M_2 —обозначаютъ магнитные моменты двухъ сравниваемыхъ магнитовъ, α_1 и α_2 —углы отклоненія, образуемые магнитомъ съ магнитнымъ моментомъ M_1 на разстояніяхъ r_1 и r_2 , α'_1 и α'_2 —углы отклоненія, образуемые другимъ магнитомъ съ магнитнымъ моментомъ M_2 на тѣхъ же разстояніяхъ r_1 и r_2 .

Пренебрегая въ уравненіи (3) членомъ $\frac{1}{2} \cdot \frac{l^2}{r^2}$, какъ весьма малой величиной, можно опредѣлить отношеніе магнитныхъ моментовъ значительно проще; а именно:

$$M_1 = H_e \frac{1}{2} r^3 \operatorname{tg} \alpha_1$$

$$M_2 = H_e \frac{1}{2} r^3 \operatorname{tg} \alpha_2$$

и отсюда

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2},$$

то-есть: магнитные моменты относятся между собою, какъ тангенсы угловъ отклоненія, которые они образуютъ при равномъ удаленіи отъ отклоненной магнитной стрѣлки.

На основаніи уравненія (6) можно составить для двухъ магнитовъ слѣдующія два уравненія:

$$M_1 H_e = \frac{\pi^2 K_1}{T_1^2 (1 + \Theta)}$$

и

$$M_2 H_e = \frac{\pi^2 K_2}{T_2^2 (1 + \Theta')},$$

которыя по раздѣленіи перваго уравненія на второе даютъ слѣдующее уравненіе

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{T_2^2}{T_1^2} \cdot \frac{K_1}{K_2} \frac{(1 + \Theta')}{(1 + \Theta)},$$

гдѣ T_1 и T_2 —обозначаютъ продолжительности полныхъ качаній обоихъ магнитовъ, K_1 и K_2 —ихъ моменты инерціи, Θ и Θ' —ихъ коэффициенты крученія.

При одинаковой формѣ и величинѣ обоихъ магнитовъ имѣемъ $K_1 = K_2$ и $\Theta = \Theta'$ и тогда получимъ пропорцію:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{T_2^2}{T_1^2}$$

то-есть: магнитные моменты двухъ магнитовъ одинаковыхъ по величинѣ и по формѣ, относятся между собою обратно пропорціонально квадратамъ продолжительностей полныхъ качаній.

Слѣдовательно, качанія одного и того же магнита будутъ совершаться тѣмъ быстрее, чѣмъ сильнѣе онъ намагниченъ, т.-е чѣмъ больше его магнитный моментъ илп, выражая это же нѣсколько подробнѣе, можно сказать, что время, въ которое

одинъ и тотъ же магнитъ, выведенный изъ положенія покоя, придетъ снова въ положеніе равновѣсія, уменьшается съ увеличеніемъ магнитнаго момента магнита.

З а д а ч и.

8) Опредѣлить величину магнитнаго момента магнита длиною въ 10 см., каждый полюсъ котораго обладаетъ по 80 магнитныхъ единицъ.

Рѣшеніе. Магнитный моментъ магнита

$$M = m \cdot l = 80 \cdot 10 = 800 \text{ единицъ (С. Г. С.)}$$

9) Опредѣлить число магнитныхъ единицъ, сосредоточенныхъ въ каждомъ полюсѣ магнита, если магнитный моментъ его опредѣленъ въ 820,06 единицъ (С. Г. С.) и длина магнита $l = 10$ см.

Рѣшеніе. Такъ какъ магнитный моментъ магнита $M = m \cdot l$, то

$$m = \frac{M}{l} = \frac{820,06}{10} = 82 \text{ единицы (С. Г. С.)}$$

10) Брусокъ послѣ намагничиванія былъ подвѣшенъ такимъ образомъ, чтобы онъ свободно могъ качаться только въ горизонтальной плоскости. Продолжительность полного качанія составляла 5,43 сек. Послѣ этого брусокъ былъ помѣщенъ въ пары кипящей воды, оставленъ тамъ около $\frac{1}{2}$ часа и послѣ этого былъ опять подвѣшанъ, причемъ продолжительность полного качанія составляла 6,1 сек. Опредѣлить взаимное отношеніе обоихъ магнитныхъ моментовъ магнитнаго бруска.

Рѣшеніе. Какъ выше приведено, магнитные моменты относятся между собою обратно пропорціонально квадратамъ продолжительностей полныхъ качаній, то-есть:

$$\begin{aligned} M_1 : M_2 &= T_2^2 : T_1^2 \\ M_1 : M_2 &= 6,1^2 : 5,43^2, \end{aligned}$$

откуда

$$M_1 = M_2 \left(\frac{6,1}{5,43} \right)^2 = M_2 \cdot 1,265.$$

11) Магнитъ, помѣщенный на разстояніи 30 см. восточно отъ магнитной стрѣлки (ср. рис. 22 на стр. 20) отклонилъ ее на 25° . Горизонтальная составляющая сила H_e земнаго магнитизма составляетъ въ этомъ мѣстѣ 0,1866 единицы (С. Г. С.). Опредѣлить величину магнитнаго момента магнита.

Рѣшеніе. По известной уже формулѣ для магнитнаго момента, а именно:

$$M = \frac{1}{2} H_e r^3 \operatorname{tg} \alpha,$$

подстановкою вмѣсто буквъ, данныхъ числовыхъ значеній, опредѣлится:

$$M = \frac{0,1866 \cdot 30^3 \cdot \operatorname{tg} 25^\circ}{2} = 1170 \text{ единицъ (С. Г. С.)}$$

11а) Магнитъ совершаетъ въ Митвейдѣ 10 качаній въ 58,6 сек. Этотъ магнитъ былъ сначала перемѣщенъ въ Берлинъ, а послѣ въ С.-Петербургъ. Опредѣлить число полныхъ качаній совершаемыхъ этимъ магнитомъ въ Берлинѣ и С.-Петербургѣ въ 1 минуту. (Для С.-Петербурга: восточная долгота $47^\circ 58'$, сѣверная широта $59^\circ 57'$; для Берлина: восточная долгота $13^\circ 24'$, сѣверная широта $52^\circ 30'$; для Митвейда: восточная долгота 13° , сѣверная широта 51° относительно Гринвича).

Рѣшеніе. Какъ выше приведено, горизонтальныя составляющія силы двухъ различныхъ мѣсть относятся между собою обратно пропорціонально квадратамъ продолжительностей полныхъ качаній, то-есть:

$$H_e : H_e = T_2^2 : T_1^2.$$

Митвейда Берлинъ

Но по таблицѣ, помѣщенной на стр. 33, для Митвейда $H_e = 0,1931$ и для Берлина $H_e = 0,1869$, поэтому:

$$0,1931 : 0,1869 = T_2^2 : 5,86^2,$$

откуда

$$T_2^2 = \frac{0,1931 \cdot 5,86^2}{0,1869}$$

или

$$T_2 = 5,86 \sqrt{\frac{1931}{1869}} = 5,96 \text{ сек.}$$

Слѣдовательно, магнитъ совершаетъ въ Берлинѣ одно качаніе въ 5,96 секунды, а потому въ 1 минуту магнитъ въ Берлинѣ совершитъ

$$\frac{60}{5,96} = 10,1 \text{ качаній.}$$

Такимъ же образомъ поступимъ для опредѣленія числа качаній магнита въ С.-Петербургѣ.

Составимъ опять пропорцію:

$$H_e : H_e = T_3^2 : T_1^2.$$

Митвейда С.-Петербургъ

Горизонтальная составляющая сила земного магнетизма для С.-Петербурга $H_e = 0,1646$; поэтому

$$0,1931 : 0,1646 = T_3^2 : 5,86^2,$$

откуда

$$T_3 = 5,86 \sqrt{\frac{1931}{1646}} = 6,33 \text{ сек.}$$

Слѣдовательно, магнитъ совершаетъ въ С.-Петербургѣ одно качаніе въ 6,33 секунды, а потому въ 1 минуту магнитъ въ С.-Петербургѣ совершитъ

$$\frac{60}{6,33} = 9,4 \text{ качаній.}$$

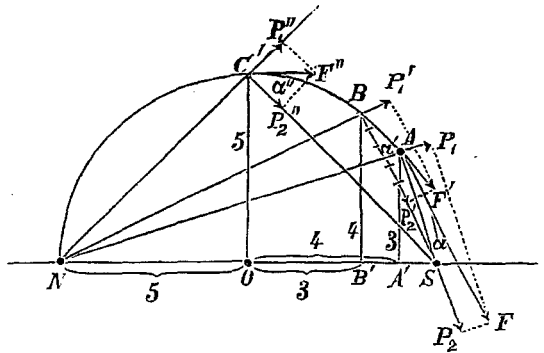


Рис. 30.

12) Магнитъ длиною въ 10 см., каждый полюсъ котораго обладаетъ магнитною массою въ 100 единицъ (С. G. S.), дѣйствуетъ на единицу сѣверной магнитной массы, помѣщенной послѣдовательно въ точкахъ А, В и С (рис. 30). Требуется опредѣлить величину и направленіе силы, проявляемой обоими магнитными полюсами на единицу сѣверной магнитной массы.

Точка А опредѣлена двумя измѣреніями $OA' = 4$; $AA' = 3$; точка В опредѣлена измѣреніями $OB' = 3$, $BB' = 4$, и наконецъ точка С лежитъ на перпендикулярѣ, возставленномъ изъ середины О магнита, и удалена отъ нея на разстояніи въ 5 см.

(Эта задача послужит какъ бы подготовкою и переходомъ къ слѣдующему отдѣлу).

Рѣ ш е н і е. Рассмотримъ сначала, какое дѣйствіе проявляетъ каждый полюсъ на единицу магнитной массы, помѣщенной въ точкѣ А.

По известной формулѣ Кулона $P = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$, гдѣ въ данномъ случаѣ $m_1 = 100$, $m_2 = 100$, а r относительно N будетъ гипотенуза прямоугольнаго треугольника $NA A'$, въ которомъ одинъ катетъ $AA' = 3$ и другой катетъ

$$A'N = NO + OA' = 4 + 5 = 9.$$

Слѣдовательно, сѣверный полюсъ N магнита отталкиваетъ единицу сѣверной магнитной массы, помѣщенной въ точкѣ А, съ силой

$$P_1 = \frac{100 \cdot 1}{9^2 + 3^2} = \frac{100}{90} = 1,111 \text{ динь.}$$

Южный полюсъ S магнита притягиваетъ единицу сѣверной магнитной массы, помѣщенной въ точкѣ А, съ силой

$$P_2 = \frac{100}{1^2 + 3^2} = 10 \text{ динь.}$$

Такъ какъ $\sphericalangle NAS = 90^\circ$ —какъ вписанный въ окружность и опирающийся на діаметръ—(точки А, В и С удовлетворяютъ уравненію круга $x^2 + y^2 = 25$), то равнодѣйствующая обѣихъ силъ P_1 и P_2 опредѣляется уравненіемъ:

$$\overline{AF}^2 = \left(\frac{10}{9}\right)^2 + 10^2,$$

откуда

$$\overline{AF} = 10,06 \text{ динь.}$$

Уголъ $FAS = \alpha$ опредѣляется зависимостью:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{P_1}{P_2} = \frac{\frac{10}{9}}{10} = \frac{1}{9}; \\ \alpha &= 6^\circ 20'. \end{aligned}$$

Для точки В получимъ:

$$P_1' = \frac{100}{8^2 + 4^2} = \frac{100}{80} = 1,25 \text{ динь,}$$

$$P_2' = \frac{100}{2^2 + 4^2} = \frac{100}{20} = 5 \text{ динь.}$$

Равнодѣйствующая этихъ силъ BF' опредѣлится уравненіемъ:

$$\overline{BF'}^2 = 1,25^2 + 5^2,$$

$$\overline{BF'} = 5,16 \text{ динь.}$$

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{1,25}{5} = 0,25;$$

$$\alpha' = 14^\circ 2'.$$

Наконецъ для точки С получимъ:

$$P_1'' = \frac{100 \cdot 1}{5^2 + 5^2} = 2 \text{ динь,}$$

$$P_2'' = \frac{100 \cdot 1}{5^2 + 5^2} = 2 \text{ динь.}$$

Равнодѣйствующая $\overline{CP''}$ сила, дѣйствующихъ на точку С — очевидно, параллельна оси магнита.

Магнитныя силовыя лініі.

Если къ магниту приблизить какую-нибудь магнитную массу, то послѣдняя подвергнется дѣйствію со стороны магнита. Это дѣйствіе будетъ проявляться тѣмъ слабѣе, чѣмъ магнитная масса будетъ болѣе отдалена отъ магнита, и на извѣстномъ разстояніи отъ него оно сдѣлается на столько незначительнымъ, что этимъ дѣйствіемъ, какъ совсѣмъ незамѣтнымъ, можно будетъ пренебречь.

Такъ, вотъ то пространство, во всѣхъ точкахъ котораго какая-нибудь магнитная масса будетъ испытывать дѣйствіе полюса магнита, принято называть «магнитнымъ полемъ». Вообще если при внесеніи магнита въ то или другое пространство, онъ испытываетъ стремленіе установиться въ немъ по опредѣленному направленію, то про такое пространство принято говорить, что «въ немъ образовано магнитное поле», или, что «оно представляетъ изъ себя магнитное поле». Какъ уже выше упомянуто, подвижный магнитъ, расположенный на земной поверхности, принимаетъ въ пространствѣ всегда одно и то же положеніе, обращаясь однимъ концомъ на сѣверъ, а другимъ на югъ; поэтому про земную поверхность говорятъ, что она представляетъ изъ себя магнитное поле, которое принято называть «земнымъ магнитнымъ полемъ».

Не слѣдуетъ думать однако, чтобы магнитъ являлся единственнѣмъ средствомъ, помощью котораго можно образовать магнитное поле; въ дальѣйшемъ изложеніи мы познакоимся и съ иными средствами, могущими служить для той же цѣли.

Опытъ показываетъ, что образованіе въ пространствѣ магнитнаго поля, совершенно независимо отъ того, чѣмъ это поле создано; сопровождается не только появленіемъ направляющаго дѣйствія на магнитъ; такое пространство становится, кромѣ того, способнымъ вызывать цѣлый рядъ особыхъ явленій, какъ, напримѣръ, слѣдующія: при перемѣщеніи въ магнитномъ полѣ замкнутаго проводника, въ немъ, вообще говоря, возбуждается электрическій токъ; при внесеніи въ магнитное поле прозрачныхъ тѣлъ, въ нихъ появляется нѣкоторое свойство, которымъ они раньше не обладали.

Всѣ подобныя явленія признаются за проявленіе воздѣйствій магнитнаго поля.

Для установленія количественной зависимости между явленіями, вызываемыми магнитнымъ полемъ, и качествами самого магнитнаго поля, рѣшились, условнымъ образомъ, характеризовать количественно и самое магнитное поле. Для этого принято представленіе о напряженіи магнитнаго поля, или объ интенсивности магнитнаго поля: чѣмъ рѣзче происходятъ явленія, вызываемыя магнитнымъ полемъ, тѣмъ, говорятъ, интенсивнѣе магнитное поле, ихъ вызывающее.

Для взаимнаго сравненія интенсивности (напряженія) двухъ магнитныхъ полей количественно, условлено эти интенсивности считать пропорціональными тѣмъ силамъ, которымъ подвергается единица магнетизма, вносимая поочередно въ испытываемыя магнитныя поля.

Если теперь, кромѣ этого условія, еще выбрать напряженіе какого-нибудь опредѣленнаго магнитнаго поля за единицу мѣры и съ напряженіемъ этого магнитнаго поля сравнивать напряженіе другихъ магнитныхъ полей, то напряженіе любого магнитнаго поля можетъ быть выражено опредѣленнымъ числомъ, выбранной нами, единицы мѣры. Такъ, напримѣръ, при сравненіи двухъ магнитныхъ полей А и В, выбирая за единицу мѣры напряженіе магнитнаго поля А, можемъ выразить напряженіе магнитнаго поля В числомъ n такихъ единицъ.

Въ послѣднее время единицею мѣры напряженія магнитнаго поля принято считать напряженіе такого магнитнаго поля, въ которомъ единица магнетизма подвергается дѣйствию силы равной единицѣ (C. G. S.).

Очевидно, что при установленіи такого способа измѣренія напряженія магнитнаго поля и при выборѣ только что опредѣленной единицы мѣры, всегда будетъ получаться величина напряженія магнитнаго поля, численно равная величинѣ силы (въ системѣ C. G. S.), дѣйствующей на, помещенную въ это магнитное поле, единицу магнетизма.

Большинство явленій, приписываемыхъ воздѣйствію магнитнаго поля, могутъ отличаться другъ отъ друга не по одной величинѣ, но и по направленію. Это наблюдается въ направляющемъ дѣйствиі магнитнаго поля на внесенный туда магнитъ, которое, при одной и той же величинѣ дѣйствующихъ на него силъ, можетъ устраниваться магнитъ въ одномъ, либо другомъ направленіи, смотря по качеству магнитнаго поля. Существуетъ масса другихъ явленій, въ которыхъ наблюдается точно также отличіе и по силѣ, и по направленію.

Поэтому, для установленія полной зависимости между явленіями, вызываемыми дѣйствиемъ магнитнаго поля, и характеромъ послѣдняго, выбираютъ въ магнитномъ полѣ произвольно опредѣленное направленіе, характерное для каждаго магнитнаго поля, и съ нимъ уже сравниваются направленія всѣхъ явленій, вызываемыхъ магнитнымъ полемъ.

Такимъ направленіемъ для магнитнаго поля въ настоящее время служатъ направленіе силы, дѣйствию которой подвергается сѣверный магнетизмъ, будучи внесенъ въ магнитное поле. Это направленіе и называется «направленіемъ магнитнаго поля».

Теперь изъ поясненнаго вытекаетъ, что въ настоящее время за напряженіе магнитнаго поля или проще за силу магнитнаго поля для разсматриваемаго мѣста считаютъ ту силу, которая дѣйствуетъ въ разсматриваемомъ мѣстѣ на единицу сѣвернаго магнетизма.

Равномѣрнымъ магнитнымъ полемъ называется такое магнитное поле, въ которомъ, если и не во всемъ, то хотя въ большемъ или меньшемъ пространствѣ, въ разныхъ точкахъ сохраняется одно и то же направленіе и одна и та же величина напряженія.

Примѣромъ равномѣрнаго магнитнаго поля можетъ служить земное магнитное

поле на протяженіи хотя бы комнаты. Если въ такой комнатѣ вѣтъ желѣза и т. п. матеріаловъ, то вездѣ въ ней напряженіе магнитнаго поля постоянно и по величинѣ, и по направленію. Еще однимъ примѣромъ равномернаго магнитнаго поля можетъ служить пространство, расположенное между широкими, плоскими концами сильнаго подковообразнаго магнита.

Если NS (рис. 31) представляетъ изъ себя магнитъ, въ полюсахъ котораго сосредоточены двѣ равныхъ, но разноименныхъ магнитныхъ массы, связанныхъ прочно прямою, и C —сѣверную магнитную массу m , то сѣверный полюсъ N оттолкнетъ магнитную массу m съ силой CA , тогда какъ южный полюсъ S притянетъ ее съ силою CB . Обѣ силы слагаются въ одну равнодѣйствующую силу CD , которая будетъ стремиться двигать сѣверную магнитную массу C , въ случаѣ ея подвижности, по направленію CD . Однако,

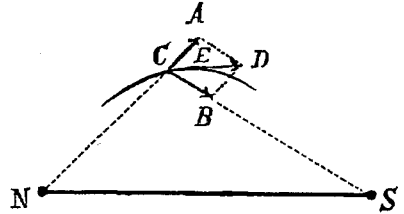


Рис. 31.

въ этомъ направленіи магнитная масса C подвинется только на очень короткое разстояніе, приблизительно на разстояніе CE , такъ какъ послѣ этого обѣ силы CA и CB измѣнятся, какъ по величинѣ, такъ и по направленію. Слѣдовательно, сѣверная магнитная масса, помѣщенная въ точкѣ C , двигаясь въ магнитномъ полѣ, подъ вліяніемъ обѣихъ полюсовъ N и S , описываетъ криволинейный путь, направляющійся отъ N къ S , и который мы назовемъ здѣсь линіей силы. Равнодѣйствующая сила проходитъ черезъ двѣ, очень близко лежащія одна отъ другой, точки CE кривой, слѣдовательно будетъ касательною къ ней.

Опредѣленіе. Волосная поверхность, представляющая собой путь, образованный движеніемъ точки магнитной массы, описавшей въ магнитномъ полѣ подъ вліяніемъ магнитной силы нѣкоторую замкнутую кривую линію, будетъ у насъ носить названіе линіи силы.

Если бы въ точкѣ C была помѣщена вмѣсто сѣверной магнитной массы m какая-либо коротенькая магнитная стрѣлка, то она установилась бы по направленію CD , причеиъ сѣверный полюсъ былъ бы обращенъ къ S и южный полюсъ къ C .

Такъ какъ въ каждой точкѣ магнитнаго поля можно себѣ вообразить такую сѣверную магнитную массу m , то черезъ каждую точку магнитнаго поля пройдетъ линія силы, а слѣдовательно, число линій силъ безконечно велико.

Въ нѣкоторыхъ особенно простыхъ случаяхъ можно легко изобразить формы линій силъ.

Линіи силъ отдѣльнаго магнитнаго полюса представляютъ собою радіусы шара, идущіе на подобіе лучей изъ полюса во все стороны. Для вышеупомянутаго брусковаго магнита NS (рис. 31) нѣсколько линій силъ показаны на рис. 32; при нѣкоторыхъ изъ нихъ начерчена коротенькая магнитная стрѣлка. Все эти линіи исходятъ изъ сѣвернаго полюса N и направляются къ южному полюсу S . На рисункѣ это по нѣкоторымъ линіямъ не совсемъ замѣтно потому, что плоскость рисунка не достаточно велика для проведенія полностью всехъ линій силъ.

Очевидно, внутри магнита линіи силъ должны направляться отъ южнаго полюса къ сѣверному, ибо, по нашему опредѣленію, линіями силъ называется путь, опи-

сываемый сѣвернымъ магнитнымъ полюсомъ, движущимся въ магнитномъ полѣ подѣ влияніемъ силъ послѣдняго. Если теперь вспомнить про представленіе о магнитизмѣ, по которому магнитъ состоитъ изъ отдѣльныхъ молекулярныхъ магнитиковъ (ср. рис. 6 на стр. 6), то, конечно, сѣверная магнитная масса внутри магнита, гдѣ бы она ни находилась, будетъ имѣть по правую сторону себя всегда южный полюсъ, а по лѣвую сторону—сѣверный полюсъ, которые взаимно будутъ стремиться подвинуть ее налѣво, т. е. къ сѣверному полюсу. Слѣдовательно, линіи силъ представляютъ собою замкнутыя кривыя линіи (волосныя поверхности).

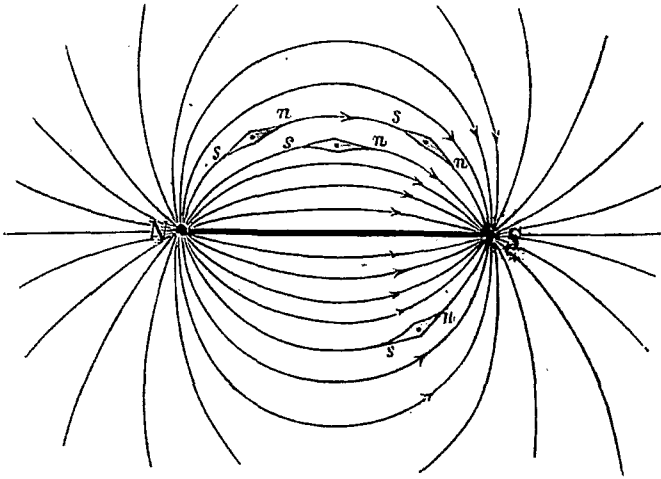


Рис. 32.

Для окончательнаго разрѣшенія вопроса, что такое представляетъ изъ себя линія силы, вообразимъ себѣ, вблизи одного изъ полюсовъ магнита, нѣкоторую сѣверную магнитную массу, сосредоточенную, для большей простоты, въ одной точкѣ. Эта магнитная масса будетъ либо притягиваться, либо отталкиваться отъ упомянутого полюса, смотря потому, будетъ ли этотъ послѣдній южнымъ или сѣвернымъ, и, если эта магнитная масса не будетъ ничѣмъ удерживаться, то она начнетъ перемѣщаться по направленію, дѣйствующей на нее, силы притяженія или отталкиванія полюса магнита.

Дѣйствіе этого послѣдняго на подвижную магнитную массу будетъ обнаруживаться во всѣхъ точкахъ пространства, окружающаго данный полюсъ магнита. Такое пространство, во всѣхъ точкахъ котораго какая-нибудь магнитная масса будетъ испытывать дѣйствіе полюса магнита, какъ намъ уже извѣстно, называется магнитнымъ полемъ. Направленіе магнитнаго поля въ любой его точкѣ, опредѣляется направлениемъ перемѣщенія какой-нибудь сѣверной магнитной массы, сосредоточенной въ разсматриваемой точкѣ. Напряженіемъ магнитнаго поля, въ той же точкѣ, называютъ силу, съ которою будетъ дѣйствовать данный полюсъ на единицу сѣверной магнитной массы, сосредоточенной въ разсматриваемой точкѣ. Линія, по которой эта магнитная масса будетъ перемѣщаться, вслѣдствіе дѣйствія на нее полюса, представить, согласно нашему опредѣленію выше, линію силы магнитнаго поля.

Если теперь мы вообразимъ, что вмѣсто одного полюса у насъ имѣется нѣсколько полюсовъ (либо положительныхъ, либо отрицательныхъ, либо тѣхъ и другихъ

вмѣстѣ), то напряженіе магнитнаго поля этихъ полюсовъ выразится равнодѣйствующей дѣйствій всѣхъ полюсовъ на единицу магнитной массы въ данной точкѣ.

Если въ каждой точкѣ даннаго магнитнаго поля дѣйствіе на единицу магнитной массы одно и то же и если линіи силъ, т. е. линіи перемѣщенія этой единицы магнитной массы, будутъ параллельны между собою, то говорятъ, что магнитное поле равномерно. Такъ, если мы возьмемъ пространство между широкими, плоскими концами подковообразнаго магнита NS (рис. 36 на стр. 47), то магнитное поле въ этомъ пространствѣ будетъ равномернымъ. Дѣйствительно дѣйствіе обоихъ полюсовъ на единицу сѣверной магнитной массы, во всѣхъ точкахъ междуполюснаго пространства, будетъ приблизительно одинаково и эта магнитная масса будетъ перемѣщаться отъ N къ S во всѣхъ точкахъ упомянутаго пространства по прямымъ линіямъ, параллельнымъ между собою

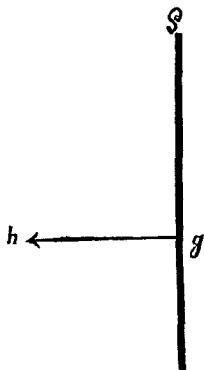


Рис. 33а.

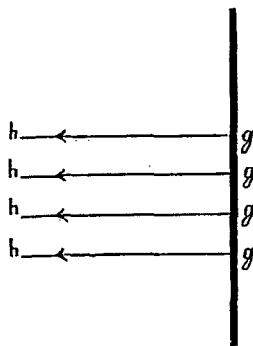


Рис. 33б.

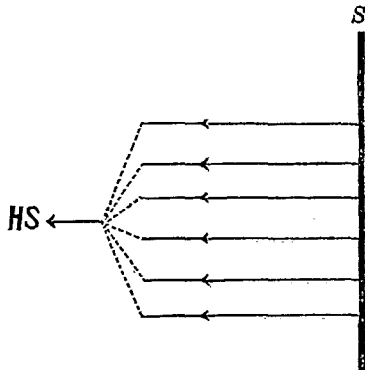


Рис. 33с.

Разсмотримъ теперь какое-нибудь равномерное магнитное поле, напряженіе котораго равно единицѣ. Вообразимъ въ какой-нибудь точкѣ этого магнитнаго поля площадку s , равную единицѣ площади, напримѣръ, 1 кв. см. (рис. 33 а) *). Представимъ себѣ, что на этой площадкѣ распределена единица магнитной массы и что сама площадь остается всегда перпендикулярною къ направленію магнитнаго поля. Проведемъ линію hg , перпендикулярную къ площадкѣ s ; эта линія, очевидно, покажетъ намъ направленіе магнитнаго поля.

Вообразимъ себѣ далѣе, на мгновенье, что эта линія hg представляетъ собою нить, посредствомъ которой происходитъ притяженіе площадки s вслѣдствіе дѣйствія даннаго магнитнаго поля. Натяженіе этой нити представить собою силу или напряженіе магнитнаго поля. Такимъ образомъ, единицу напряженія магнитнаго поля мы будемъ изображать натяженіемъ одной нити, проведенной къ единицѣ площади s ; направленіе же этой нити покажетъ намъ направленіе магнитнаго поля. Если теперь напряженіе магнитнаго поля будетъ не единица, а N единицъ, то очевидно, что площадка s будетъ притягиваться съ силою въ N разъ большею, противъ той, съ которой натянута нить hg . Слѣдовательно, чтобы изобразить такое магнитное поле, надо провести отъ площадки s (рис. 33 б) N нитей, натянутыхъ каждая съ такою же силою, какъ и нить hg . Иначе говоря, если мы условимся, что каждая линія силъ (нить hg), исходящая отъ единицы площади, перпендикулярной къ направленію магнитнаго поля изображаетъ собою единицу напряженія магнитнаго поля, то вообще

*) П. Д. Войнаровскій. Общедоступный курсъ динамомашинъ и электродвигателей. Выпускъ I. Изданіе электротехническаго кабинета въ С.-Петербургѣ.

напряженіе магнитнаго поля будетъ измѣряться числомъ линий силъ, приходящихся на единицу площади, перпендикулярной къ направленію магнитнаго поля.

Возьмемъ теперь неравноѣрное магнитное поле и пусть въ одномъ мѣстѣ его напряженіе будетъ равно H . Это значитъ, что единица площади s (съ единицею магнитной массы на ней) будетъ притягиваться H нитями; если же въ другомъ мѣстѣ напряженіе магнитнаго поля будетъ H' , то напряженіе такой площади будетъ производиться H' единичными нитями. Слѣдовательно, въ неравноѣрномъ магнитномъ полѣ число силовыхъ линий на единицу площади будетъ въ различныхъ мѣстахъ неодинаково.

Предположимъ теперь, что данное магнитное поле пересѣкается какою-нибудь площадью S (рис. 33 с) и представимъ себѣ, что на всей этой площади распределена магнитная масса такъ, что на единицу площади приходится единица магнитной массы. Если напряженіе магнитнаго поля будетъ H , тогда для перемѣщенія единицы площади нужно H нитей, а на всю площадь S необходимо будетъ $S \cdot H$ нитей или силовыхъ линий.

Число силовыхъ линий магнитнаго поля, потребныхъ для всей площади S и равное $S \cdot H$ образуетъ магнитный силовой потокъ, пересѣкающій данную площадь. Обозначая этотъ силовой потокъ черезъ N , можемъ написать:

$$N = S \cdot H.$$

Такія линии, какъ hg , изображающія собою съ одной стороны направленіе магнитнаго поля, а съ другой, своимъ напряженіемъ, единицу напряженія поля, мы будемъ называть силовыми линиями. Линіями же силъ мы будемъ вообще, называть путь, по которому перемѣщается свободная масса сѣвернаго магнетизма, испытывающая дѣйствіе даннаго магнитнаго поля.

Опредѣленіе. Силовой линіей магнитнаго поля называютъ обыкновенно геометрическую, воображаемую въ магнитномъ полѣ, линію, пересѣкающую подъ прямымъ угломъ поверхности одинаковаго потенциала. Направленіе касательной въ произвольной точкѣ силовой линіи совпадаетъ съ давленіемъ на единицу сѣвернаго магнетизма, помещенную въ точку касанія.

Если около магнитнаго полюса, содержащаго единицу магнитной массы, какъ центра, описать шаръ радіусомъ равнымъ единицѣ, то каждая единица поверхности этого шара будетъ пересѣчена безконечно большимъ числомъ линий силъ; но, кромѣ того, можно допустить, что если магнитный полюсъ будетъ содержать магнитную массу въ m разъ большую единицы магнитной массы т. е. магнитную массу m , то и черезъ единицу поверхности шара пройдетъ также въ m разъ большее число линий силъ, чѣмъ раньше. Чтобы не имѣть дѣла постоянно съ понятіемъ «безконечно большое число», представимъ себѣ шаръ, описанный радіусомъ равнымъ 1 сантиметру вокругъ единичнаго полюса, содержащаго въ себѣ единицу магнетизма. Примемъ безконечно большое число линий силъ, проходящихъ черезъ 1 кв. см. шаровой поверхности за единицу и пусть эта послѣдняя представляетъ собою одну силовую линію*).

*) Болѣе подробное изложеніе о силовыхъ линіяхъ можно найти въ прекрасномъ сочиненіи проф. П. П. Борджана «Магнитный потокъ», изданномъ редакціей журнала «Электричество» въ С.-Петербурѣ.

Отъ единичнаго полюса будутъ исходить тогда столько силовыхъ линий по вѣсьмъ направлениямъ пространства, сколько заключается въ шаровой поверхности единиць поверхности, т. е. 4π , такъ какъ поверхность шара, описаннаго радиусомъ, равнымъ единиць, равна $4 \cdot 1^2 \cdot \pi$. Поэтому черезъ каждую единицу поверхности шара будутъ проходить отъ полюса m силовыхъ линий, а слѣдовательно, по вѣсьмъ направлениямъ пространства $4\pi m$ силовыхъ линий.

По вышеприведенному опредѣленію силовыя линіи изображаютъ собою, съ одной стороны, направленіе магнитнаго поля, а съ другой стороны, единицу напряженія поля. Линіями же силъ называется путь, по которому перемежцается сѣверная магнитная масса, испытывающая дѣйствіе даннаго магнитнаго поля.

Переходъ отъ линій силъ къ силовымъ линіямъ имѣетъ еще слѣдующее значеніе. Именно, если около полюса, содержащаго магнитную массу m , описать шаръ радиусомъ r и поднести къ поверхности его въ любомъ мѣстѣ единицу сѣверной магнитной массы, то обѣ магнитныя массы оттолкнутся съ силой:

$$P = \frac{m \cdot 1}{r^2} \text{ динъ.}$$

Отъ полюса m проходятъ по вѣсьмъ направлениямъ замкнутой поверхности $4\pi m$ силовыхъ линий; такъ какъ поверхность шара радиусомъ въ r см. равна $4\pi r^2$ кв. см., то:

на $4\pi r^2$ кв. см. приходится $4\pi m$ силовыхъ линій,

или на 1 кв. см. приходится $\frac{4\pi m}{4\pi r^2}$ силовыхъ линій.

Слѣдовательно, число силовыхъ линій, которое приходится на 1 кв. см., будетъ.

$$H = \frac{4\pi m}{4\pi r^2} = \frac{m}{r^2},$$

то есть

$$H = P.$$

Отсюда, слѣдовательно, видно, что число силовыхъ линій, проходящихъ перпендикулярно черезъ 1 кв. см. замкнутой поверхности, показываетъ интенсивность (напряженіе) магнитнаго поля того мѣста, въ которомъ помѣщается поверхность.

Число силовыхъ линій, проходящихъ черезъ 1 кв. см. поверхности называютъ также густотою силовыхъ линій или плотностью магнитнаго силового потока.

Если, напримѣръ, въ магнитномъ полѣ въ какомъ-нибудь мѣстѣ проходятъ 5000 силовыхъ линій чрезъ 1 кв. см. поверхности, перпендикулярно расположенной къ силовымъ линіямъ, то это значитъ: что единица сѣверной магнитной массы испытываетъ по направленію силовыхъ линій давленіе въ 5000 динъ.

Это опредѣленіе дѣлаетъ также извѣстнымъ и число силовыхъ линій, исходящихъ отъ сѣвернаго полюса магнитнаго бруска къ южному полюсу и отъ него обратно къ сѣверному. Именно, если m будетъ магнитная масса, сосредоточенная въ полюсахъ магнитнаго бруска, то отъ сѣверной магнитной массы m исходитъ число $4\pi m$ силовыхъ линій къ южной магнитной массѣ m , и отъ нея опять черезъ магнитный брусокъ обратно къ сѣверному полюсу. Поэтому число силовыхъ линій магнитнаго бруска

$$N = 4\pi m,$$

будетъ всецѣло проходить чрезъ средину магнитнаго бруска. Если магнитный моментъ магнитнаго бруска $M = m \cdot l$ извѣстенъ, то

$$m = \frac{M}{l} \quad \text{или} \quad N = 4\pi \cdot \frac{M}{l},$$

гдѣ l —обозначаетъ разстояніе полюсовъ обѣихъ магнитныхъ массъ, отъ которыхъ проявляется дѣйствіе магнитной силы. Въ тонкомъ, длинномъ брускѣ l —разстояніе полюсовъ можетъ быть принято равнымъ длинѣ бруска. Но въ толстыхъ брускахъ распределеніе магнетизма совершенно иное, и по этому за разстояніе полюсовъ можно считать только $\frac{5}{6}$ всей длины бруска.

Вслѣдствіе иного рода распределенія магнетизма силовыя линіи имѣютъ также не такой видъ, какой представленъ на рис. 32, а другой, могущій опредѣлиться только опытнымъ путемъ. Для этой цѣли можно пользоваться слѣдующими приемами.

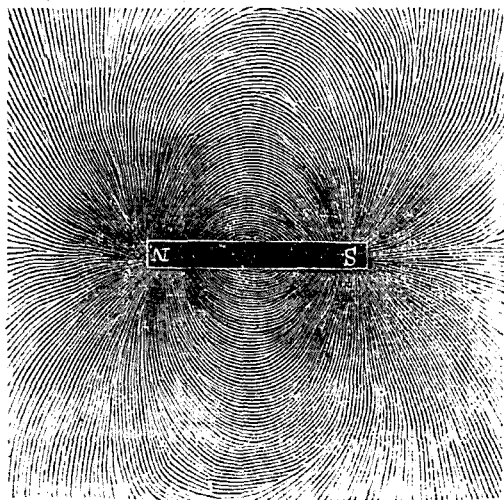


Рис. 34.

Если на листъ бумаги или на тонкую стеклянную пластину, помещенную надъ испытуемымъ магнитомъ, сыпать мелкія желѣзныя опилки, слегка постукивая при этомъ по стеклянной пластинѣ, чтобы облегчить желѣзнымъ опилкамъ ориентироваться, желѣзныя опилки начнутъ располагаться въ нѣкоторой опредѣленной послѣдовательности по направленіямъ силовыхъ линій. Въ этомъ случаѣ каждый кусочекъ желѣза обращается въ магнитикъ и располагается своею магнитною осью вдоль самыхъ линій. Изъ отдѣльныхъ кусочковъ желѣза составляется цѣпь, которая и совпадаетъ съ направленіемъ силовыхъ линій. Итакъ, при помощи желѣзныхъ

опилокъ весьма просто опредѣляется направленіе силовыхъ линій магнитнаго поля въ горизонтальныхъ его сѣченіяхъ. Если бы можно было заставить такія опилки свободно висѣть въ пространствѣ, какъ висѣтъ въ воздухѣ тонкая пыль, было бы возможно опредѣлить направленіе силовыхъ линій и вообще въ пространствѣ.

На рис. 34 показано распределеніе силовыхъ линій въ горизонтальной плоскости непосредственно надъ брусковымъ магнитомъ NS. Желѣзныя опилки были насыпаны на тонкое стекло, подъ которымъ былъ подложенъ магнитъ. Эти опилки можно легко закрѣпить въ томъ положеніи, какое онѣ приняли, если покрыть ихъ растворомъ камеди или шеллака. Какъ видно изъ рис. 34, силовыя линіи уподобляются струямъ жидкости, которыя какъ бы истекаютъ изъ одной половины магнита и втекаютъ въ другую, отталкивая другъ друга и въ то же самое время стягиваясь по своей длинѣ. Наибольшее число силовыхъ линій замѣчается на концахъ магнита.

На рис. 35 изображено распределеніе силовыхъ линій, но только на этомъ рисункѣ еще намѣчено также продолженіе силовыхъ линій внутри магнита, которые не

указываются вследствие расположенія желѣзныхъ опилокъ. Различіе между рисунками 32 и 35 сразу бросается въ глаза, а именно:

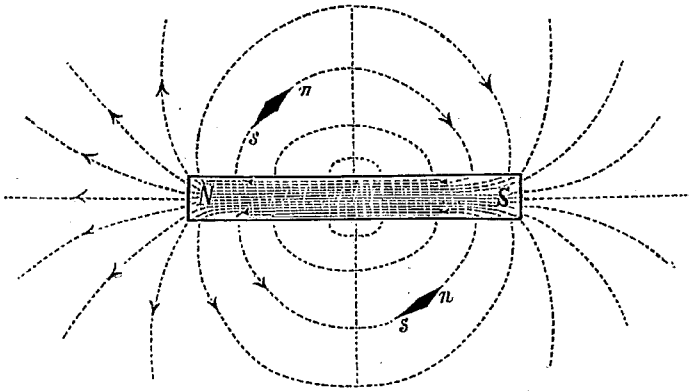


Рис. 35.

На рис. 32 всѣ силовыя линіи исходятъ отъ сѣвернаго полюса N и направляются обратно къ южному полюсу, тогда какъ на рис. 35 всѣ силовыя линіи исходятъ

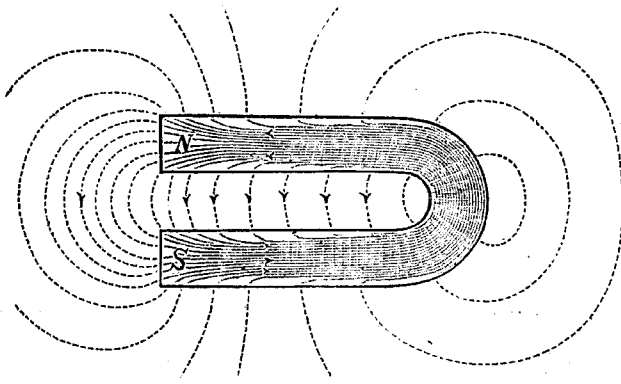


Рис. 36.

всѣхъ точекъ съ одной стороны магнитнаго бруска и возвращаются къ симметрично расположеннымъ точкамъ относительно середины съ другой стороны магнитнаго бруска.

На рис. 36 изображенъ видъ силовыхъ линій подковообразнаго магнита.

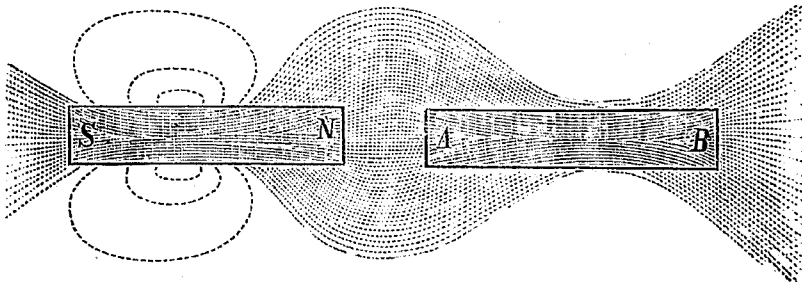


Рис. 37.

На рис. 37 изображенъ магнитный брусокъ SN, вблизи котораго помѣщенъ желѣзный брусокъ АВ. Если сравнить рисунки 35 и 37 между собою, то сразу

обнаруживается, что густота (число) силовыхъ линийъ вблизи сѣвернаго полюса N замѣтно для глаза увеличилась. Мягкое желѣзо значительно усилило въ этомъ мѣстѣ магнитное поле. Желѣзный брусокъ, какъ выше указано, также намагнитился, и именно въ A южнымъ магнетизмомъ, а въ B сѣвернымъ магнетизмомъ.

Подобнымъ же образомъ это замѣтно, какъ показываетъ рис. 38, на подковообразномъ магнитѣ, передъ полюсами котораго помѣщается кусокъ мягкаго желѣза (якорь).

Если помѣстить въ равномерное магнитное поле, т. е. такое магнитное поле, въ которомъ всѣ силовыя линіи параллельны между собою и расположены въ одинаковой густотѣ, кольцо изъ мягкаго желѣза, то магнитное поле измѣнится, какъ показываетъ рис. 39.

Силовыя линіи, имѣвпія первоначально параллельное направленіе, по мѣрѣ приближенія къ кольцу изгибаются въ стороны кольца, приближаясь къ нему, сгу-

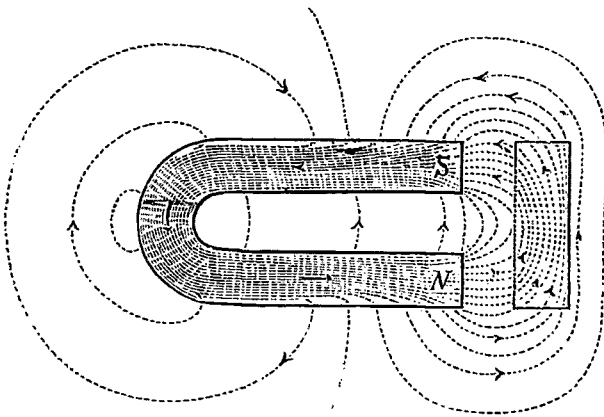


Рис. 38.

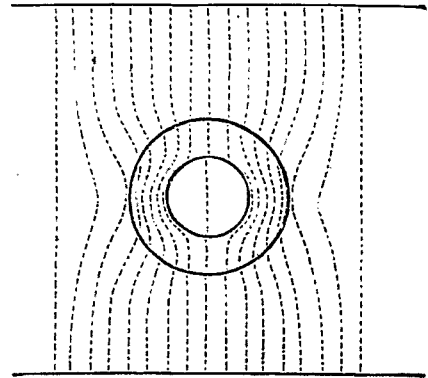


Рис. 39.

щаются и затѣмъ большею частью проходятъ въ видѣ дуги черезъ стѣнку кольца кругомъ внутренняго полаго пространства, обигая вѣтви кольца, сгущаются здѣсь, выходятъ опять черезъ противоположную сторону кольца наружу, потомъ съ удаленіемъ отъ кольца уменьшаютъ свою кривизну и наконецъ опять принимаютъ параллельное направленіе.

Опытъ показалъ, что лишь небольшая часть силовыхъ линийъ проходитъ черезъ полое пространство кольца; изъ чего мы заключаемъ, что количество силовыхъ линийъ или, что то же, интенсивность (напряженіе) магнитнаго поля внутри кольца незначительна.

Примѣромъ такого равномернаго магнитнаго поля можетъ служить поле земнаго магнетизма.

Если окружить магнитную стрѣлку кольцомъ изъ мягкаго желѣза, то дѣйствіе земнаго магнетизма на помѣщенную внутри кольца магнитную стрѣлку будетъ лишь незначительное; поэтому магнитная стрѣлка отъ дѣйствія электрическаго тока, протекающаго вблизи ея, покажетъ большее отклоненіе, чѣмъ безъ желѣзнаго кольца. Такая магнитная стрѣлка, въ которой устранена сила земнаго магнетизма, называется аstaticкою магнитной стрѣлкой.

Не только одни магниты возбуждаютъ силовыя линіи, но также и проводники, по которымъ протекаетъ электрическій токъ. Для того, чтобы сдѣлать эти силовыя линіи замѣтными, просверливаютъ въ горизонтальной стеклянной пластинѣ А отверстіе, рис. 40, и продѣваютъ въ него вертикально толстую мѣдную прямую проволоку D, по которой пропускаютъ затѣмъ электрическій токъ. Если теперь насыпать на стеклянную пластину мелкія желѣзныя опилки, то онѣ располагаются въ видѣ концентрическихъ (одноцентренныхъ) окружностей, общій центръ которыхъ будетъ точка пересѣченія проволоки со стеклянной пластиной.

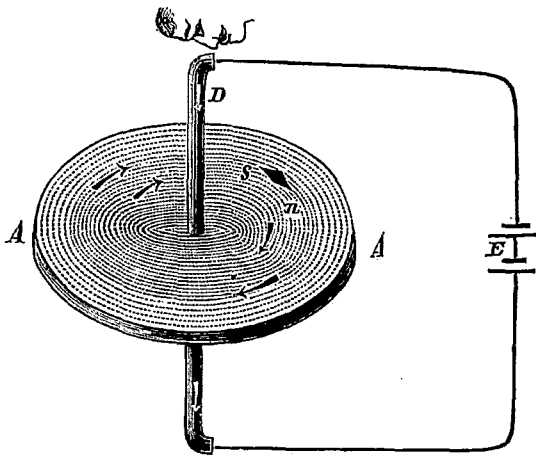


Рис. 40.

Рисунокъ 40 показываетъ силовыя линіи, откуда видно, что густота (число) силовыхъ линій по мѣрѣ удаленія отъ центра уменьшается.

Чтобы изслѣдовать направленіе силовой линіи въ магнитномъ полѣ можно пользоваться коротенькой магнитной стрѣлкой, которая можетъ вращаться около двухъ осей, перпендикулярныхъ къ магнитной оси; магнитная стрѣлка, будучи помѣщена близъ проволоки, по которой протекаетъ токъ, установится вездѣ такимъ образомъ, что магнитная ось стрѣлки будетъ касательной къ силовой линіи. Направленіе, по какому указываетъ сѣверный (положительный) полюсъ коротенькой магнитной стрѣлки, мы считаемъ положительнымъ направленіемъ силовой линіи. Изъ этого опыта можно вывести слѣдующее правило:

Если смотрѣть по направленію, протекающаго черезъ проволоку D, электрическаго тока на силовыя линіи, то направленіе вращательнаго движенія часовой стрѣлки и будетъ положительнымъ направленіемъ силовой линіи.

На рис. 40 сдѣдуетъ смотрѣть на стеклянную пластину сверху, тогда силовыя линіи будутъ имѣть направленіе, указаное на рисункѣ стрѣлками.

Если надѣть на проволоку, черезъ которую протекаетъ электрическій токъ, желѣзную трубку, то силовыя линіи въ большомъ количествѣ

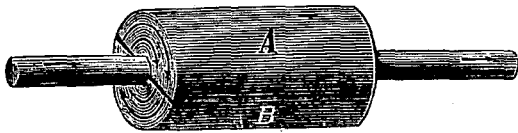


Рис. 41.

пройдутъ черезъ желѣзо и намагнитятъ трубку. При замѣнѣ трубки двумя плотно прилегающими полуцилиндрами А и В (рис. 41), они также, вслѣдствіе пронизыванія ихъ тѣла силовыми линіями, намагнитятся и поэтому останутся притянутыми крѣпко другъ къ другу.

На основаніи вышесказаннаго можно теперь заранѣе опредѣлить отклоненіе магнитной стрѣлки, которое она испытываетъ отъ дѣйствія протекающаго вблизи ея

электрическаго тока, или наоборот, направлѣніе электрическаго тока можно опредѣлить по отклоняющему дѣйствию его на магнитную стрѣлку.

Сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки, какъ извѣстно, всегда направленъ въ сторону положительнаго направлѣнія силовыхъ линий. Если, напримѣръ, прямую проволоку, по которой протекаетъ электрическій токъ, расположить надъ магнитной стрѣлкой, какъ это показано на рис. 42, параллельно положенію равновѣсія послѣдней (въ магнитномъ меридіанѣ), то сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки отклонится налѣво, если токъ протекаетъ въ направлѣніи, указанномъ стрѣлкой.

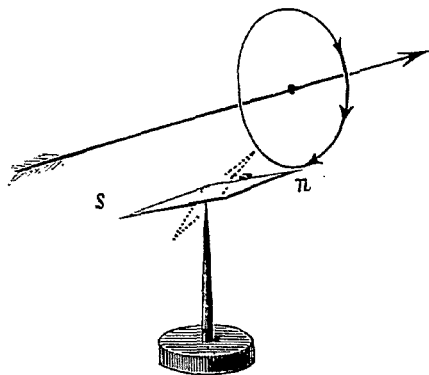


Рис. 42.

Если представить себѣ наблюдателя, плывущимъ по проводнику вдоль тока, лицомъ, обращеннымъ къ магнитной стрѣлкѣ такимъ образомъ, чтобы токъ втекалъ въ ноги и вытекалъ въ голову плывущаго наблюдателя, тогда сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки отклоняется влѣво (южный полюсъ магнитной стрѣлки отклоняется вправо).

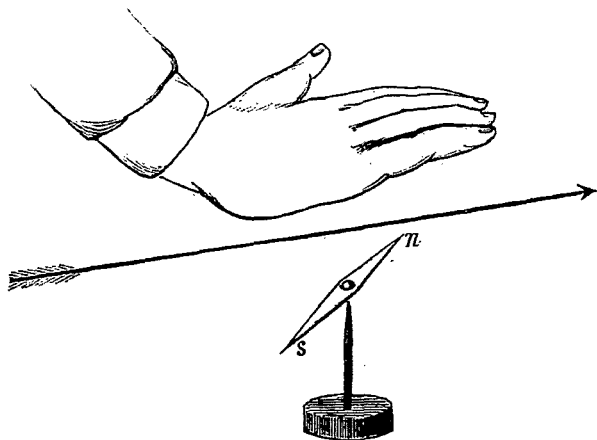


Рис. 43.

Правило Ампера можетъ быть видоизмѣнено слѣдующимъ образомъ, а именно:

1) Если держать надъ проводникомъ тока правую руку (рис. 43) ладонью къ магнитной стрѣлкѣ такъ, чтобы токъ вытекалъ изъ пальцевъ, тогда сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки отклонится въ сторону отставленнаго большаго пальца.

2) Если поставить буравчикъ перпендикулярно къ плоскости тока и вращать рукоятку буравчика въ ту сторону, въ которую течетъ токъ, тогда буравчикъ, ввинчиваясь, получитъ поступательное движеніе въ ту же сторону, въ которую отъ дѣйствія тока станетъ двигаться сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки (правило Максвелля—Maxwell).

Для опредѣленія направлѣнія электрическаго тока употребляютъ компасъ, который держатъ подъ проводомъ. Наблюдатель становится, согласно данному выше

правилу Ампера, къ компасу лицомъ такъ, чтобы сѣверный полюсъ магнитной стрѣлки былъ по лѣвую руку, а южный полюсъ—по правую руку; тогда, то направленіе, куда направился бы наблюдатель, если бы онъ поплылъ вдоль провода, соотвѣтствуетъ направленію тока.

Если извѣстно отклоненіе магнитной стрѣлки, то, наоборотъ, для опредѣленія направленія электрическаго тока по видоизмѣненному первому (1) правилу Ампера слѣдуетъ отставить большой палецъ правой руки въ сторону отклоненія сѣвернаго полюса магнитной стрѣлки и тогда концы другихъ пальцевъ укажутъ направленіе тока.

Приступимъ теперь къ изслѣдованію направленія силовыхъ линій для замкнутаго кольца.

Пусть *a* и *b* представляетъ собою поперечное сѣченіе кольца (рис. 44) плоскостью рисунка, гдѣ знак \odot (кружочекъ съ точкой)—обозначаетъ токъ, направляющійся къ наблюдателю, и знак \otimes (кружочекъ съ крестикомъ)—обозначаетъ токъ, направляющійся отъ наблюдателя; тогда силовыя линіи образуютъ около сѣченій *a* и *b* концентрическія (одноцентренныя) окружности, какъ это показано на рис. 44. Все силовыя линіи перпендикулярны къ сѣченіямъ *a* и *b* и также одинаково направлены.

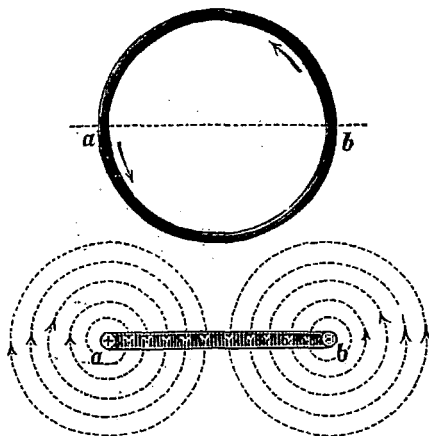


Рис. 44.

Такъ какъ отъ всѣхъ точекъ кольца, чрезъ которое протекаетъ токъ, силовыя линіи исходятъ одинаковымъ образомъ, то получается интересный результатъ:

Силовыя линіи кольца, по которому протекаетъ электрическій токъ, направлены перпендикулярно къ плоскости кольца.

Если смотрѣть сверху въ вертикальномъ направленіи на плоскость кольца, чрезъ которое протекаетъ токъ по направленію вращенія часовой стрѣлки, то силовыя линіи направляются отъ наблюдателя.

Наоборотъ: если смотрѣть на кольцо по направленію силовыхъ линій, то токъ протечетъ по кольцу, по направленію вращенія часовой стрѣлки.

Если подвѣсить кольцо, по которому протекаетъ токъ, въ вертикальной плоскости такимъ образомъ, чтобы оно могло поворачиваться вокругъ своего вертикальнаго діаметра, кольцо подъ вліяніемъ земнаго магнетизма устанавливается такъ, что его плоскость будетъ показывать съ востока на западъ, а силовыя линіи, слѣдовательно, будутъ направлены съ юга на сѣверъ.

Если навить проволоку въ видѣ спирали, какъ показано на рис. 45, то силовыя линіи каждаго отдѣльнаго витка спирали совмѣщаются въ силовыя линіи цилиндра, направляющіяся притомъ почти параллельно оси его. Такую навитую въ видѣ спирали проволоку называютъ соленоидомъ.

Силовыя линіи соленоида имѣютъ большое сходство съ силовыми линіями магнитнаго бруска, что явствуетъ изъ сравненія рисунковъ 35 и 45. Изъ этого слѣдуетъ также что соленоидъ долженъ обладать также всѣми свойствами магнита.

Если подвѣсить соленоидъ такимъ образомъ, чтобы онъ свободно могъ повера-

чиваться вокруг вертикальной оси, то онъ устанавливается такъ, что его горизонтальная ось совпадаетъ съ плоскостью магнитнаго меридіана.

Сѣверный полюсъ магнита, будучи близко поднесенъ къ тому концу такого соленоида, который указываетъ на сѣверъ, отталкивается послѣдній, другой же конецъ соленоида притягивается сѣвернымъ полюсомъ магнита;

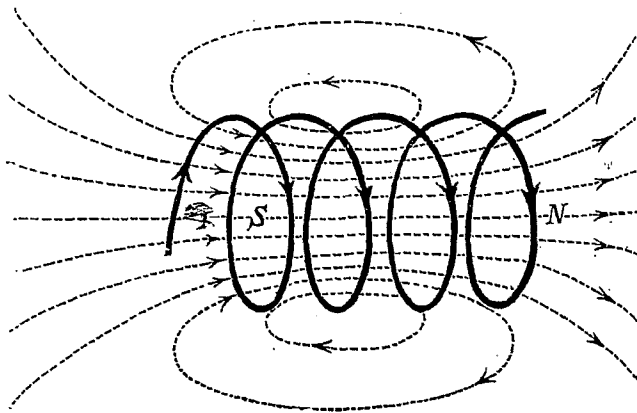


Рис. 45.

вообще такой соленоидъ обладаетъ всѣми свойствами, какъ и магнитъ.

Полярность, какою обладаетъ конецъ соленоида, опредѣляется весьма просто по направленію тока, а именно:

Если смотрѣть на конечную плоскость соленоида и токъ протекаетъ по направле-

нію вращенія часовой стрѣлки, то наблюдаемая конечная плоскость соленоида и будетъ его южнымъ полюсомъ.

На рис. 45 полюсы обозначены буквами S и N, глазъ смотритъ на южный полюсъ, потому что токъ, отсюда наблюдаемый, протекаетъ по направленію вращенія часовой стрѣлки.

Если вложить внутрь соленоида желѣзный сердечникъ, то силовыя линіи пройдутъ также и черезъ желѣзный сердечникъ, вслѣдствіе чего онъ намагнитится. Полюсы желѣзнаго сердечника будутъ, конечно, одноименны съ полюсами соленоида и слѣдовательно, могутъ быть опредѣлены по вышеприведенному правилу Ампера, провѣривъ направленіе отклоненія сѣвернаго полюса магнитной стрѣлки отъ дѣйствія каждаго элемента тока соленоида, или по правилу Максвелла, по которому направленіе силовыхъ линій совпадаетъ съ поступательнымъ движеніемъ буравчика, рукоятка котораго вращается по направленію тока. Сѣверный полюсъ находится въ томъ концѣ намагнитеннаго желѣзнаго бруска, гдѣ исходятъ силовыя линіи, т. е. гдѣ токъ кажется текущимъ обратно вращенію часовой стрѣлки.

Если для намагничиванія токомъ употребляется совершенно чистое мягкое желѣзо, то магнетизмъ исчезаетъ по прекращеніи тока; этимъ свойствомъ часто пользуются при практическихъ примѣненіяхъ. Такіе временныя магниты, получаемые при дѣйствіи тока, называются электромагнитами. Проволока, проводящая токъ, изолируется бумагою или шелкомъ и наматывается спиралью въ нѣсколько витковъ вокругъ желѣзнаго сердечника, могущаго имѣть видъ прямого стержня, подковы или буквы П.

На рис. 46 изображенъ весьма сильный электромагнитъ, построенный Сильванусъ Томпсономъ (S. P. Thompson) для собственной надобности.

Желѣзная оправа состоитъ изъ двухъ цилиндрическихъ сердечниковъ хорошо прокаленнаго желѣза самаго мягкаго шотландскаго сорта, причемъ каждый сердечникъ имѣетъ 7,3 см. въ діаметрѣ и 53,5 см. въ длину. Оба сердечника соединяются

внизу посредством сплошного поперечнаго яра из кованаго желѣза. Обмотки на-
вѣты на съемныя мѣдныя катушки, которыя снабжены по длинѣ выемкою; каждая
обмотка вѣситъ около 34 кгр.
и состоитъ, приблизительно, изъ
1820 витковъ мѣдной прово-
локи, діаметромъ въ 2,67 мм.,
изолированной толстымъ слоемъ
каучука и просмоленной пенъ-
ковой оплеткой.

Съ помощью такого элек-
тромагнита можно весьма легко
намагничивать самые сильно
закаленные сорга стали. Для
этого проводятъ, начиная отъ
средныя, одной половиной на-
магничиваемаго бруска или
подковы отъ 10 до 20 разъ
надъ сѣвернымъ полюсомъ элек-
тромагнита, а другой половиной
столько же разъ надъ южнымъ

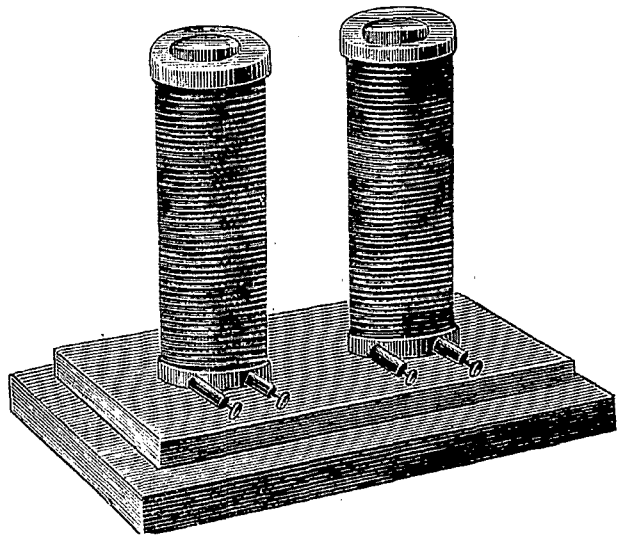


Рис. 46.

полюсомъ электромагнита. Еще проще достигаются тѣ же результаты, если нама-
гничиваемый брусокъ положить, какъ якорь, на оба полюса электромагнита.

Разсмотрѣнныя выше механическія взаимодействія между электрическими то-
ками и магнитами могутъ быть также опредѣлены путемъ вычисленія на основаніи
закона Био-Савара (Biot-Savart).

Безконечно малый элементъ ds проводника, по которому протекаетъ токъ i ,
дѣйствуетъ на магнитный полюсъ съ магнитной массой m на разстояніи r съ силою

$$dP = \frac{m \cdot i \cdot ds}{r^2} \sin \omega. \dots\dots\dots (11)$$

Здѣсь ω —обозначаетъ уголъ, образуемый элементомъ ds про-
водника съ линіей, соединяющей его съ магнитомъ; ($\omega = 0$,
когда элементъ проводника лежитъ на продолженіи этой
соединительной линіи; $\omega = 90^\circ$, когда элементъ проводника
расположенъ перпендикулярно къ соединительной линіи).

Направленіе силы dP не совпадаетъ съ направленіемъ
 r , но перпендикулярно къ плоскости, проходящей чрезъ эле-
ментъ ds проводника и линію, соединяющую его съ магнит-
нымъ полюсомъ.

Чтобы опредѣлить, въ какую сторону отъ этой плоскости дѣйствуетъ сила,
можно примѣнить видоизмѣненное правило Ампера, объясненное рис. 43 на стр. 50.

На прилагаемомъ рис. 47 поэтому сила dP направлена къ наблюдателю. Само
собою разумѣется, что элементъ ds проводника, по которому протекаетъ токъ, пред-
ставляетъ собою только безконечно малую часть всей замкнутой цѣпи тока. Дѣй-

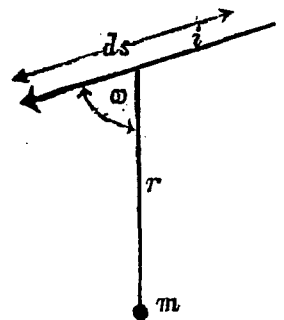


Рис. 47.

ствующая сила dP получается въ днахъ, если r и ds выражены въ сантиметрахъ, а i и m въ единицахъ (С. Г. С.).

Если $\omega = 90^\circ$, т. е., когда элементъ проводника расположенъ перпендикулярно къ соединительной линіи, то

$$dP = \frac{m \cdot i \cdot ds}{r^2}.$$

Опредѣлимъ теперь съ помощью закона Біо-Савара дѣйствіе кругового проводника, по которому протекаетъ токъ, на магнитную массу m , помѣщенную на перпендикулярѣ, проведенномъ черезъ центръ проводника къ его плоскости. Будемъ въ дальнѣйшемъ называть этотъ перпендикуляръ «осью» проводника.

Пусть на рис. 48 изображаетъ AB круговой проводникъ, по которому протекаетъ токъ i , и въ точкѣ C помѣщается магнитная масса m . Предположимъ теперь, что круговой проводникъ разбитъ на безконечно малые элементы ds ; тогда каждый таковой элементъ проводника кругового тока будетъ проявлять на магнитную массу m силу, которая опредѣляется формулой:

$$dP = \frac{m \cdot i \cdot ds}{r^2}.$$

Здѣсь $\omega = 90^\circ$, потому что каждая образующая прямого конуса перпендикулярна къ касательной окружности основанія въ конечной точкѣ этой образующей.

Если ds — элементъ дуги въ точкѣ A , который какъ разъ перпендикуляренъ къ плоскости рисунка,

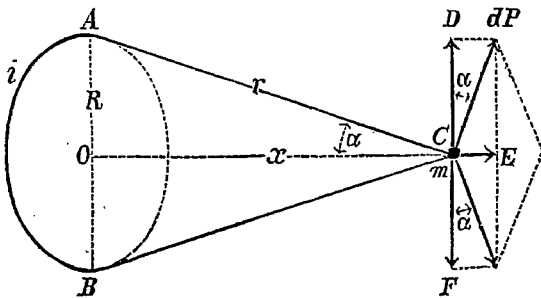


Рис. 48.

то дѣйствующая сила dP совпадаетъ съ плоскостью рисунка и перпендикулярна къ AC . Силу dP можно разложить на двѣ составляющія: на одну составляющую CD , перпендикулярную къ оси проводника OC , и на вторую, составляющую CE , совпадающую съ направлениемъ OC . Пусть α будетъ уголъ, образуемый r съ осью OC проводника; тогда составляющая, перпендикулярная къ OC , будетъ

$$DC = dP \cdot \cos \alpha,$$

а составляющая, совпадающая съ продолженіемъ OC , будетъ

$$CE = dP \sin \alpha.$$

Разсматривая далѣе діаметрально противоположный элементъ ds въ точкѣ B , найдемъ, что сила dP , съ которою дѣйствуетъ этотъ элементъ, также можетъ быть разложена на двѣ составляющія, а именно:

$$dP \cdot \cos \alpha = CF$$

и

$$dP \cdot \sin \alpha = CE.$$

Обѣ составляющія CD и CF одинаковы по величинѣ, но направлены въ противоположныя стороны, поэтому ихъ дѣйствія взаимно уничтожаются; напротивъ, составляющія силы $dP \cdot \sin \alpha = CE$ складываются вмѣстѣ.

Повторяя то же самое со всѣми остальными элементами разсматриваемаго кругового проводника, разбивая его на пары діаметрально противоположныхъ элементовъ,

увидимъ, что составляющія $dP \cdot \cos\alpha$, направленныя перпендикулярно къ оси OC , какъ попарно противоположныя, взаимно будутъ всегда уничтожаться и останется только дѣйствіе другихъ составляющихъ, направленныхъ по оси OC . Такимъ образомъ мы приходимъ къ заключенію, что получимъ общую равнодѣйствующую P' всѣхъ элементарныхъ силъ, направленную по оси OC , если сложимъ всѣ отдѣльныя силы элементовъ ds , изъ которыхъ состоитъ круговой проводникъ, т. е. если составимъ уравненіе:

$$P' = \int \frac{m \cdot i \cdot ds}{r^2} \cdot \sin\alpha$$

или

$$P' = \frac{m \cdot i \cdot \sin\alpha}{r^2} \int ds.$$

Но такъ какъ $\int ds$, т. е. сумма всѣхъ ds , равна окружности круга, а слѣдовательно, равна $2\pi R$, если R обозначаетъ радіусъ окружности кольца, то поэтому:

$$P' = \frac{m \cdot i \cdot \sin\alpha}{r^2} \cdot 2\pi R.$$

Если круговой проводникъ состоитъ изъ нѣсколькихъ, напримѣръ n витковъ, то

$$\int ds = n \cdot 2\pi R;$$

и слѣдовательно P' будетъ въ n разъ больше, чѣмъ при одномъ виткѣ, причѣмъ предполагается, что занимаемое витками пространство только незначительное. Въ этомъ случаѣ

$$P' = \frac{n \cdot m \cdot i \cdot \sin\alpha \cdot 2\pi R}{r^2} \dots\dots\dots (12)$$

Эту формулу (12) можно представить также въ другомъ видѣ. Согласно рис. 48 имѣемъ:

$$r = \frac{R}{\sin\alpha},$$

поэтому

$$P' = \frac{n \cdot m \cdot i \cdot \sin^3\alpha \cdot 2\pi R}{R^2}$$

или

$$P' = \frac{m \cdot n \cdot i \cdot 2\pi}{R} \sin^3\alpha \dots\dots\dots (13)$$

Если ввести въ уравненіе разстояніе $OC = x$ (рис. 48), то получимъ:

$$\frac{R}{r} = \sin\alpha$$

и

$$r = \sqrt{R^2 + x^2},$$

поэтому

$$\sin\alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}.$$

Слѣдовательно,

$$P' = \frac{n \cdot m i 2 \pi}{R} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}$$

или

$$P' = \frac{n \cdot m i \cdot 2 \pi R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \dots \dots \dots (14)$$

Какого рода будетъ эта сила P' — зависитъ отъ направленія тока и отъ магнитной массы m . При данномъ направленіи тока сѣверная магнитная масса m притянется токомъ, если наблюдая отъ нея, направленіе тока въ проводникѣ будетъ совпадать съ направленіемъ вращенія часовой стрѣлки; и наоборотъ, южная магнитная масса m отталкивается токомъ, протекающимъ въ проводникѣ въ вышеуказанномъ направленіи.

Если поднести къ точкѣ C (рис. 48) коротенькую магнитную стрѣлку, могущую вращаться вокругъ вертикальной оси, то она будетъ стремиться стать подѣйствиємъ тока по направленію OC , т. е. перпендикулярно къ плоскости

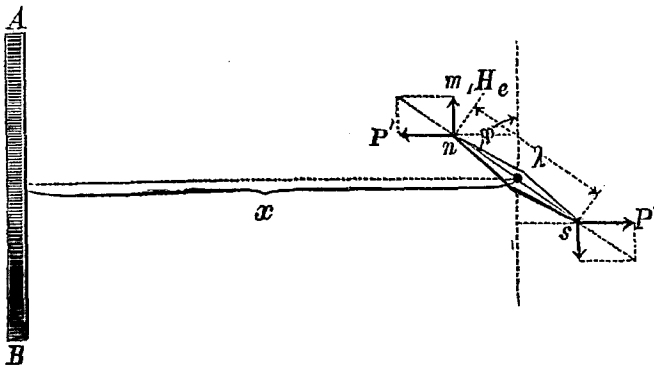


Рис. 49.

кольца. При этомъ можно пренебречь тѣмъ обстоятельствомъ, что магнитная масса уже не будетъ лежать въ плоскости кольца. Если кольцо, по которому протекаетъ токъ, помѣщено такъ, что плоскость кольца совпадаетъ съ магнитнымъ меридіаномъ, то земной магнетизмъ будетъ стремиться повернуть отклонившуюся магнитную стрѣлку

опять обратно въ плоскость магнитнаго меридіана. Поэтому магнитная стрѣлка придетъ подѣ некоторымъ угломъ φ въ положеніе равновѣсія. Въ этомъ случаѣ моментъ вращенія земнаго магнетизма долженъ быть равенъ тому моменту вращенія, который проявляетъ на магнитную стрѣлку кольцо, по которому протекаетъ токъ.

На рис. 49 представляетъ AB въ планѣ кольцо, по которому протекаетъ токъ, поставленное въ плоскость магнитнаго меридіана; ps — магнитная стрѣлка въ отклоненномъ положеніи. Если d — длина магнитной стрѣлки, то моментъ вращенія земнаго магнетизма для обохъ полюсовъ выразится формулою:

$$2 \cdot m \cdot H_e \frac{\lambda}{2} \sin \varphi,$$

гдѣ H_e — обозначаетъ горизонтальную составляющую силу земнаго магнетизма.

Моментъ вращенія тока для обохъ полюсовъ выразится формулою:

$$2 \cdot P' \frac{\lambda}{2} \cos \varphi.$$

Если вставить теперь вмѣсто P' его величину изъ формулы (14), то моментъ вращенія тока выразится формулою:

$$\frac{2 \cdot \pi \cdot i \cdot 2 \pi R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\lambda}{2} \cos \varphi.$$

Приравнявъ оба выраженія для момента вращенія, получимъ уравненіе:

$$2 m H_e \frac{\lambda}{2} \sin \varphi = \frac{n \cdot 2 \cdot \pi \cdot i \cdot 2 \pi R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\lambda}{2} \cos \varphi;$$

рѣшая это уравненіе относительно i , получимъ:

$$i = \frac{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}} \cdot H_e}{2 \pi n R^2} \cdot \operatorname{tg} \varphi \dots \dots \dots (15)$$

Это уравненіе даетъ возможность, при помощи представленнаго на рис. 50 приспособленія, измѣрять величину силъ тока въ абсолютныхъ единицахъ. Это приспособленіе носитъ названіе тангенсь-буссоли и подробно описано было въ томѣ I на стр. 8.

Входящія въ уравненіе (15) величины R и x обозначаютъ длины, слѣдовательно, выражаются въ сантиметрахъ, величина H_e , т. е. горизонтальная составляющая сила земного магнетизма для мѣста установки тангенсь-буссоли, можетъ быть опредѣлена по абсолютной величинѣ по формуламъ (9) и (10). Величина n —неизвѣстное число, также и $\operatorname{tg} \varphi$.

Въ изображенной на рис. 50 тангенсь-буссоли $x = 0$, стрѣлка помѣщена въ центрѣ кольца. Въ этомъ случаѣ получаемъ:

$$i = \frac{R^3 H_e}{2 \pi n R^2} \cdot \operatorname{tg} \varphi$$

или

$$i = \frac{R \cdot H_e}{2 \pi \cdot n} \operatorname{tg} \varphi \dots \dots \dots (16)$$

Величина $\frac{R \cdot H_e}{2 \pi n}$ называется переводнымъ множителемъ тангенсь-буссоли. Для того, чтобы получить представленіе о его значеніи, примемъ $\operatorname{tg} \varphi = 1$ или $\varphi = 45^\circ$, тогда

$$i = \frac{R \cdot H_e}{2 \pi n},$$

т. е. переводнымъ множителемъ тангенсь-буссоли будетъ та сила тока, которая произведетъ въ соответствующей тангенсь-буссоли отклоненіе въ 45° .

Выше было уже упомянуто, что магнитная стрѣлка должна быть коротенькою, для того, чтобы формула (15) и вытекающая изъ нея формула (16) сохранили свое значеніе. Если длина магнитной стрѣлки будетъ равна $\frac{1}{12}$ діаметра витковъ, то выше найденная формула даетъ для любыхъ отклоненій магнитной стрѣлки точность въ 1% .

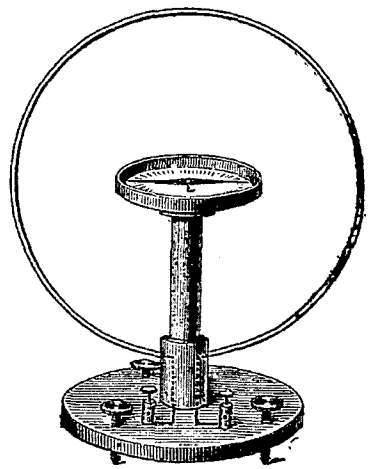


Рис. 50.

Если магнитную стрѣлку помѣстить на разстояніи $x = \frac{R}{2}$ отъ центра кольца, то придемъ къ тангенсъ-буссоли системы Гогэна (Gaugain).

Подставивъ въ уравненіе (15) $x = \frac{R}{2}$ m, получимъ:

$$i = \frac{\left[R^2 + \left(\frac{R}{2} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} H_e}{2 \pi n \cdot R^2} \operatorname{tg} \varphi$$

$$i = \frac{R^3 \cdot \left(\frac{5}{4} \right)^{\frac{3}{2}} H_e}{2 \pi n R^2} \operatorname{tg} \varphi = \frac{\sqrt{125} R H_e}{16 \pi n} \operatorname{tg} \varphi,$$

или, такъ какъ $\frac{\sqrt{125}}{16 \pi} = 0,2225$, то

$$i = 0,2225 \frac{R H_e}{n} \cdot \operatorname{tg} \varphi.$$

При помощи упомянутой тангенсъ-буссоли системы Гогэна, можно допускать отклоненія до 56° и ошибка не будетъ превышать $0,05\%$, даже если длина магнитной стрѣлки составляетъ $\frac{1}{3} R$.

Приводимъ нѣсколько задачъ для поясненія формулъ (14), (15) и (16).

З а д а ч и.

13) Определить силу, проявляемую токомъ въ 0,252 единицы (С. Г. С.), протекающимъ по круговому проводнику, радіусомъ въ 17 см., на помѣщенную въ центрѣ кругового проводника магнитную массу въ 124 единицы (С. Г. С.).

Рѣшеніе. Такъ какъ здѣсь $x = 0$, то по формулѣ (14) имѣемъ:

$$P' = \frac{1 \cdot 124 \cdot 0,252 \cdot 2 \cdot \pi \cdot 17^2}{\sqrt{(17^2)^3}} = 11,5 \text{ дин.}$$

13а) На оси кругового проводника, радіусомъ въ 12 см., по которому протекаетъ токъ, помѣщается на разстояніи 6 см. магнитный полюсъ въ 52,4 единицы (С. Г. С.). По этому проводнику, состоящему изъ 10 витковъ, протекаетъ токъ силой въ 0,254 единицы (С. Г. С.). Определить силу, проявляемую этимъ токомъ на магнитную массу.

Рѣшеніе. Въ этой задачѣ, входящая въ формулу (14), величины будутъ слѣдующія:

$$i = 0,254, \quad m = 52,4, \quad n = 10, \quad x = 6 \text{ и } R = 12;$$

подставивъ ихъ въ выраженіе для P' , получимъ:

$$P' = \frac{10 \cdot 52,4 \cdot 2 \pi \cdot 12^2 \cdot 0,254}{\sqrt{(12^2 + 6^2)^3}} = 4,98 \text{ дин.}$$

14) Определить переводный множитель тангенсъ-буссоли на рис. 50, если известно, что рамка этой тангенсъ-буссоли состоитъ изъ одного витка радіусомъ въ 17 см. и горизонтальная составляющая сила земного магнетизма въ мѣстѣ установки тангенсъ-буссоли $H_e = 0,187$.

Рѣшеніе. Переводный множитель C тангенсъ-буссоли опредѣляется формулой:

$$C = \frac{R N_a}{2 \pi n}.$$

Здѣсь $R = 17$ см., $N_a = 0,187$ единицы (С. Г. С.), $n = 1$; слѣдовательно:

$$C = \frac{17 \cdot 0,187}{2\pi} = 0,508 \text{ единицы (С. Г. С.)}.$$

Этот тангенсъ-буссолью поэтому можно измѣрять въ мѣстѣ ея установки силу тока въ абсолютныхъ единицахъ по формулѣ:

$$i = 0,508 \operatorname{tg} \varphi \text{ единицы (С. Г. С.)}.$$

15) Тангенсъ-буссоль предыдущей задачи, будучи включена въ цѣпь дуговой лампы, показывать отклоненіе въ 50° . Опредѣлить абсолютную величину силы этого тока въ единицахъ (С. Г. С.).

Рѣшеніе. По вышеприведенной формулѣ, а именно:

$$i = 0,508 \operatorname{tg} \varphi \text{ единицы (С. Г. С.)}.$$

получимъ:

$$i = 0,607 \text{ единицы (С. Г. С.)}.$$

Какъ видно изъ рѣшенія этой задачи, чрезъ разсматриваемую дуговую лампу не протекаетъ даже цѣлой единицы силы тока абсолютной системы (С. Г. С.). Это происходитъ потому, что принятая нами единица слишкомъ велика. Поэтому на практикѣ установлено за единицу силы тока считать десятую часть абсолютной единицы и эту практическую единицу силы тока назвали амперомъ. слѣдовательно, въ данной задачѣ практическая единица силы тока будетъ составлять $i = 6,07$ ампера, такъ какъ:

$$1 \text{ абсолютная единица силы тока} = 10 \text{ амперамъ}.$$

На основаніи сказаннаго, для измѣренія силъ токовъ въ амперахъ должно формулы (15) и (16) умножить на 10. слѣдовательно, сила тока въ амперахъ выразится формулою:

$$i = \frac{5 \cdot R \cdot N_a}{\pi n} \operatorname{tg} \varphi \text{ (при } x = 0),$$

или

$$i = 2,225 \frac{R \cdot N_a}{n} \operatorname{tg} \varphi \left(\text{при } x = \frac{R}{2} \right).$$

16) Опредѣлить число градусовъ отклоненія, какое покажетъ тангенсъ-буссоль въ задачѣ 14, если чрезъ тангенсъ-буссоль будетъ протекать токъ силою, равной цѣлой абсолютной единицѣ.

Рѣшеніе. Изъ вышеприведенной формулы, а именно:

$$i = 0,508 \operatorname{tg} \varphi$$

слѣдуетъ:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{0,508} = 1,97;$$

$$\varphi = 63^\circ.$$

17) Опредѣлить величину радіуса рамки тангенсъ-буссоли, состоящей изъ одного витка, если въ мѣстѣ ея установки горизонтальная составляющая сила $N_a = 0,193$

и переводный множитель тангенсъ-буссоли будучи выраженъ въ амперахъ, долженъ быть = 5,23.

Рѣшеніе. Изъ вышеприведенной формулы, а именно:

$$C = \frac{5 R H_e}{\pi},$$

опредѣлится

$$R = \frac{C \cdot \pi}{5 H_e} = \frac{5,23 \cdot \pi}{5 \cdot 0,193} = 17 \text{ см.}$$

18) Для тангенсъ-буссоли, имѣющей рамку въ одинъ витокъ, радіусомъ въ 17 см. градуировкой былъ опредѣленъ переводный множитель въ 4,98 ампера. Опредѣлить величину горизонтальной составляющей силы земного магнитизма въ мѣстѣ установки тангенсъ-буссоли.

Рѣшеніе. Изъ вышеприведенной формулы, а именно:

$$C = \frac{5 R H_e}{\pi},$$

опредѣлится

$$H_e = \frac{\pi \cdot C}{5 R} = \frac{\pi \cdot 4,98}{5 \cdot 17} = 0,1845 \text{ единицы (C. G. S.).}$$

19) Рамка тангенсъ-буссоли состоитъ изъ 500 витковъ, радіусъ которыхъ въ среднемъ равенъ 10,8 см. Магнитная стрѣлка помѣщается на разстояніи 5,41 см. отъ середины плоскости витковъ; горизонтальная составляющая сила земного магнитизма въ мѣстѣ установки тангенсъ-буссоли $H_e = 0,2077$. Опредѣлить величину переводнаго множителя тангенсъ-буссоли.

Рѣшеніе. Пользуясь формулой (15), а именно:

$$i = \frac{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}} H_e}{2 \pi R^2} \operatorname{tg} \varphi \text{ единицъ (C. G. S.),}$$

опредѣлимъ переводный множитель тангенсъ-буссоли, если раздѣлимъ обѣ части уравненія на $\operatorname{tg} \varphi$. Привѣявъ во вниманіе, что лѣвая часть уравненія, а именно: $\frac{i}{\operatorname{tg} \varphi}$, по формулѣ (16) есть ничто иное, какъ переводный множитель C , получимъ: слѣдующую формулу для переводнаго множителя, выраженнаго въ амперахъ, а именно:

$$C = \frac{5(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}} H_e}{\pi R^2}$$

или

$$C = \frac{5 \cdot (10,8^2 + 5,41^2)^{\frac{3}{2}} \cdot 0,2077}{500 \cdot 10,8^2 \cdot \pi} = 0,01 \text{ ампера.}$$

20) Та же тангенсъ-буссоль переносится въ другое мѣсто, въ которомъ горизонтальная составляющая сила $H_e = 0,19$. Такъ какъ плоскость рамки тангенсъ-буссоли можетъ передвигаться параллельно самой себѣ, то ее нужно передвинуть такъ, чтобы переводный множитель тангенсъ-буссоли сохранилъ ту же величину, а именно = 0,01. Опредѣлить для этого случая величину x .

Рѣшеніе. Изъ вышеприведеннаго уравненія, а именно:

$$C = \frac{5(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}} \cdot H_e}{\pi R^2},$$

рѣшая относительно x , найдемъ:

$$(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}} = \frac{n \pi R^2 C}{5 H_e}$$

$$R^2 + x^2 = \left(\frac{n \pi R^2 C}{5 H_e} \right)^{\frac{2}{3}},$$

откуда

$$x = \sqrt[3]{\left(\frac{n \pi R^2 C}{5 H_e} \right)^{\frac{2}{3}} - R^2}$$

$$x = \sqrt[3]{\left(\frac{500 \cdot 10,8^2 \pi \cdot 0,01}{5 \cdot 0,19} \right)^{\frac{2}{3}} - 10,8^2} = 6,15 \text{ см.}$$

21) Тангенсъ-буссоль, изображеннаго на рис. 50 образца, имѣеть рамку діаметромъ въ 38 см. Опреѣлить, какое число витковъ надо намотать на рамку, если переводный множитель тангенсъ-буссоли долженъ составлять 1 амперъ и горизонтальная составляющая сила земного магнитизма $H_e = 0,198$.

Рѣшеніе. Изъ вышеприведенной формулы

$$C = \frac{5 \cdot R \cdot H_e}{n \pi}$$

опредѣлится

$$n = \frac{5 \cdot R \cdot H_e}{C \cdot \pi} = \frac{5 \cdot 19 \cdot 0,198}{1 \cdot \pi} = 6 \text{ витковъ.}$$

22) Для опредѣленія электро-химическаго эквивалента *) мѣди (см. томъ I стр. 80) была сначала опредѣлена для мѣста наблюденія величина горизонтальной составляющей силы $H_e = 0,1866$; затѣмъ черезъ тангенсъ-буссоль предыдущей задачи (21) протекалъ въ теченіе 1 часа электрической токъ. При этомъ тангенсъ-буссоль показывала отклоненіе въ 44° ; и вѣсъ катода вольтамметра увеличился на 1074 миллиграмма. Опреѣлить на основаніи этихъ данныхъ электрохимическій эквивалентъ мѣди.

Рѣшеніе. Сила тока, протекавшаго черезъ мѣдный вольтамметръ и тангенсъ-буссоль, составляла:

$$i = \frac{5 \cdot 19 \cdot 0,1866}{6 \cdot \pi} \operatorname{tg} 44^\circ = 0,91 \text{ ампера.}$$

Если черезъ z —обозначимъ неизвѣстный электрохимическій эквивалентъ мѣди, то извѣстно, что:

1 амперъ въ 1 секунду выдѣляетъ z миллигр. мѣди,

или 1 амперъ въ 1 часъ » $z \cdot 3600$ миллигр. мѣди

и 0,91 ампера » » » » $0,91 \cdot z \cdot 3600$ миллигр. мѣди;

это и будетъ выдѣленное количество мѣди.

Приравнивая полученный результатъ данному числу миллиграммовъ мѣди, выдѣлившихся на катодѣ, т. е. 1074 миллигр., получимъ уравненіе:

$$0,91 \cdot 3600 \cdot z = 1074,$$

откуда

$$z = \frac{1074}{3600 \cdot 0,91} = 0,328 \text{ миллигр.}$$

*) Электрохимическимъ эквивалентомъ называется вѣсовое количество простого тѣла, выдѣляемое изъ его соединенія въ теченіе одной секунды токомъ силой въ одинъ амперъ.

Вышеприведенныя уравненія (15) и (18) были выведены въ предположеніи, что длина магнитной стрѣлки весьма невелика въ сравненіи съ отдаленіемъ точекъ цѣпи круговаго проводника, по которому протекаетъ токъ, отъ середины магнитной стрѣлки. Въ случаѣ, когда это недопустимо, слѣдуетъ пользоваться уравненіемъ:

$$i = A \frac{R H_e}{2 \pi} \operatorname{tg} \varphi \text{ единиць (C. G. S.),}$$

гдѣ

$$A = 1 - \frac{3}{16} \frac{\lambda^2}{R^2} + \frac{15}{16} \frac{\lambda^2}{R^2} \cdot \sin^2 \varphi.$$

Напримѣръ, если $\lambda = 4$ см., $R = 20$ см., $H_e = 0,2$ и магнитная стрѣлка подъ вліяніемъ тока отклонилась на 38° , то:

$$A = 1 - \frac{3}{16} \left(\frac{4}{20}\right)^2 + \frac{15}{16} \left(\frac{4}{20}\right)^2 \sin^2 38^\circ;$$

$$A = 1 - 0,0075 + 0,01421,$$

$$A = 1,00671,$$

а потому,

$$i = \frac{1,00671 \cdot 20 \cdot 0,2}{2 \pi} \operatorname{tg} 38^\circ = 0,642 \text{ единицы (C. G. S.),}$$

$$i = 6,42 \text{ ампера.}$$

Уравненіе (14) на стр. 56 опредѣляетъ силу, которую проявляетъ круговой токъ на магнитную массу m , помѣщенную въ нѣкоторой точкѣ на прямой, перпендикулярной къ плоскости кольца и проходящей черезъ центръ кольца; при чемъ кольцо могло состоять изъ 1 витка или изъ нѣсколькихъ такихъ витковъ, но которые не были бы растянуты, а занимали бы небольшое пространство.

Разсмотримъ теперь, безъ предварительнаго послѣдняго условія, вообще дѣйствіе соленоида, по которому протекаетъ токъ, силой i , выраженной въ единицахъ (C. G. S.), оказываемое на магнитную массу m , помѣщенную на оси соленоида.

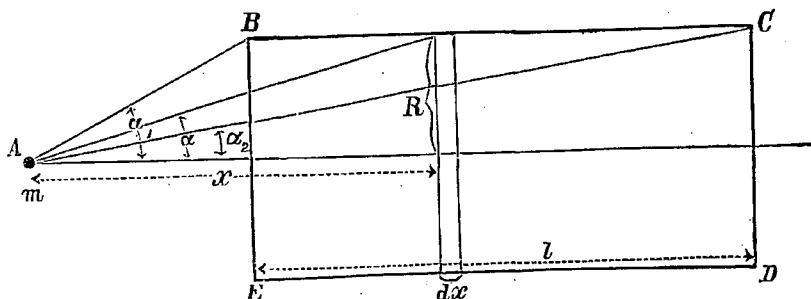


Рис. 51.

Предположимъ, что эта магнитная масса m помѣщена въ точкѣ А (рис. 51). Пусть соленоидъ BCDE состоятъ изъ n витковъ радиуса R и длина его l . Отдѣлимъ на разстояніи x отъ А двумя плоскостями, перпендикулярными къ оси соленоида, очень небольшой слой, длина котораго по оси равнялась бы dx ; тогда между обоями

плоскостями будетъ помѣщаться $\frac{n}{l} dx$ витковъ, потому что на всей длинѣ l соленоида помѣщается n витковъ, слѣдовательно на единицу длины приходится $\frac{n}{l}$ витковъ, поэтому на длину dx приходится $\frac{n}{l} dx$ витковъ.

Эти витки будутъ дѣйствовать на магнитную массу m съ силой dP' , которая можетъ быть опредѣлена по уравненію (13), если вмѣсто n подставить $\frac{n}{l} dx$; поэтому

$$dP' = \frac{m \cdot i \cdot 2 \pi}{R} \sin^2 \alpha \cdot \frac{n}{l} \cdot dx.$$

Здѣсь dP' — поставлено вмѣсто P' , потому что число витковъ $\frac{n}{l} dx$ бесконечно мало, а слѣдовательно и сила имѣ соответствующая должна быть также бесконечно мала.

Согласно рис. 51 имѣемъ:

$$x = R \cot \alpha,$$

а потому

$$dx = - \frac{R \cdot d\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

и

$$dP' = \frac{m i \cdot 2 \pi}{R} \cdot \sin^2 \alpha \cdot \frac{n}{l} \left(- \frac{R d\alpha}{\sin^2 \alpha} \right)$$

$$dP' = \frac{m i \cdot 2 \pi \cdot n}{l} \cdot (- \sin \alpha d\alpha).$$

Общее дѣйствіе цѣлаго соленоида (всѣхъ витковъ), оказываемое на точку A , будетъ конечно равно суммѣ (интегралу) отдѣльныхъ дѣйствій всѣхъ витковъ, могущихъ размѣститься между BE и CD . Поэтому

$$P' = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{m i 2 \pi n}{l} (- \sin \alpha d\alpha)$$

или

$$P' = \frac{m i 2 \pi n}{l} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (- \sin \alpha d\alpha).$$

Но такъ какъ: $\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} - \sin \alpha d\alpha = \cos \alpha \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} = \cos \alpha_2 - \cos \alpha_1$, слѣдовательно:

$$P' = \frac{m i 2 \pi n}{l} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \dots \dots \dots (17)$$

Если точка A будетъ находиться въ плоскости BE , то

$$\alpha_1 = 90^\circ \text{ и } \cos \alpha_1 = 0,$$

а слѣдовательно:

$$P'' = \frac{m i 2 \pi n}{l} \cdot \cos \alpha_2.$$

Если точка А будетъ находиться на срединѣ соленоида (рис. 52), то тогда

$$\alpha_2 + \alpha_1 = 180^\circ, \quad \alpha_1 = 180^\circ - \alpha_2.$$

и

$$\cos \alpha_1 = \cos (180 - \alpha_2) = -\cos \alpha_2;$$

поэтому,

$$P''' = \frac{2 m \pi n i}{l} \cdot 2 \cos \alpha_2$$

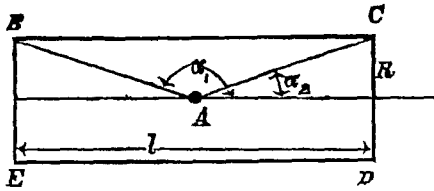


Рис. 52.

$$P''' = \frac{4 m \pi n i}{l} \cdot \cos \alpha_2.$$

Но косинусъ угла есть отношеніе катета къ гипотенузѣ, слѣдовательно,

$$\cos \alpha_2 = \frac{\frac{l}{2}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}}.$$

Итакъ,

$$P''' = \frac{4 m \pi n i}{l} \cdot \frac{\frac{l}{2}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}}.$$

Если соленоидъ будетъ состоять изъ очень многихъ витковъ, или хотя немногихъ, но сильно растянутыхъ, такъ что длина l соленоида будетъ сравнительно съ радиусомъ R витковъ очень большой величиной, то тогда $\cos \alpha_2$ приближается къ единицѣ и въ такомъ случаѣ предыдущая формула упрощается въ соответствующую приближенную формулу:

$$P''' = \frac{4 m \pi n i}{l}.$$

При выводѣ этихъ формулъ, сила тока i выражалась въ единицахъ (С. Г. С.). Если же требуется выразить силу тока въ амперахъ, то для i должно взять число въ 10 разъ большее, такъ что для полученія того же результата, все выраженіе раздѣлится на 10; произведя это, выше выведенныя формулы преобразуются въ слѣдующія, а именно:

$$P' = \frac{2 \pi m n i}{10 l} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1),$$

$$P'' = \frac{2 \pi m n i}{10 l} \cos \alpha_2,$$

$$P''' = \frac{4 \pi m n i}{10 l} \cos \alpha_2,$$

или приближенно для очень длиннаго соленоида,

$$P''' = \frac{4 \pi m n i}{10 l},$$

причемъ въ этихъ формулахъ теперь i — обозначаетъ силу тока въ амперахъ; сила P' , P'' или P''' измѣрится въ динахъ.

Если магнитная масса $m = 1$, то тогда P' , P'' или P''' будетъ обозначать ту силу, съ которой дѣйствуетъ соленоидъ на единицу магнитной массы, и эта сила, какъ намъ уже извѣстно, называется интенсивностью (напряженностью) магнитнаго поля, или силой магнитнаго поля. Напряженность магнитнаго поля измѣрится числомъ силовыхъ линий, проходящихъ черезъ 1 кв. см. площади къ нимъ перпендикулярной. Пусть H обозначаетъ это число, тогда по формулѣ (17) имѣемъ:

$$H = \frac{2 \pi n i}{l} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \dots \dots \dots (18)$$

Для точки, находящейся на среднѣ соленоида, эта формула принимаетъ видъ:

$$H = \frac{4 \pi n i}{l} \cos \alpha_2;$$

для очень длиннаго соленоида приближенная формула будетъ:

$$H = \frac{4 \pi n i}{l},$$

или, если сила тока i выражена въ амперахъ, то

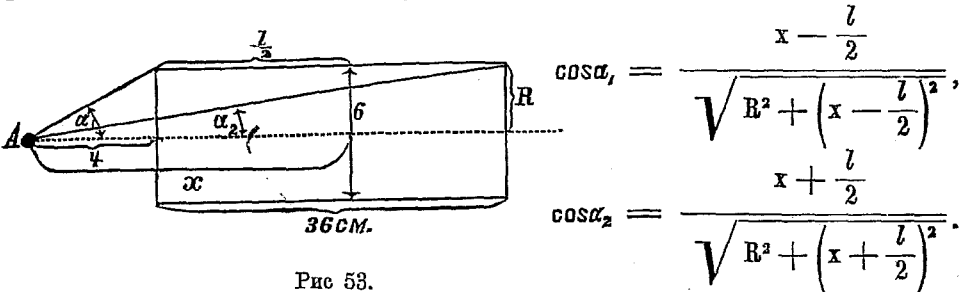
$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l} \dots \dots \dots (19)$$

З а д а ч и.

23) Соленоидъ, въ 6 см. діаметромъ и въ 36 см. длиною, состоитъ изъ 500 витковъ, по которымъ протекаетъ токъ силою въ 2 ампера. На оси соленоида помещается магнитная масса въ 10 единицъ (С. Г. С.). Определить величину силы, съ которой соленоидъ дѣйствуетъ на магнитную массу, отдаленную отъ середины соленоида на:

- а) 22 см., б) 18 см., в) 3 см., г) 0 см.

Рѣ ш е н і е. Пусть въ общемъ x — обозначаетъ разстояніе магнитной массы m отъ середины соленоида; тогда, согласно рис. 53, имѣемъ:



Подставивъ сюда числовыя значенія, найдемъ соответственныя величины:

а) полагая $x = 22$ см., получимъ:

$$\cos \alpha_1 = \frac{22 - 18}{\sqrt{3^2 + (22 - 18)^2}} = \frac{4}{\sqrt{9 + 16}} = \frac{4}{5} = 0,8,$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{22 + 18}{\sqrt{3^2 + (22 + 18)^2}} = \frac{40}{\sqrt{9 + 1600}} = \frac{40}{40,16} = 0,997.$$

Затѣмъ, по формулѣ (17) опредѣляется сила

$$P' = \frac{10 \cdot 0,2 \cdot 2\pi \cdot 500}{36} (0,997 - 0,800),$$

или

$$P' = \frac{2 \cdot 2\pi \cdot 500 \cdot 0,197}{36} = 34,4 \text{ динны.}$$

Напряженность магнитнаго поля, т. е. та сила, съ которой дѣйствуетъ солонидъ на единицу магнитной массы, будетъ

$$H = 3,44 \text{ динны,}$$

это означаетъ, что 3,44 силовыхъ линій проходятъ чрезъ 1 кв. см. площади, перпендикулярной къ силовымъ линіямъ.

б) Полагая $x = 18$ см., получимъ:

$$\cos\alpha_1 = \frac{18 - 18}{\sqrt{9^2 + (18 - 18)^2}} = 0,$$

$$\cos\alpha_2 = \frac{18 + 18}{\sqrt{9^2 + (18 + 18)^2}} = \frac{36}{\sqrt{9 + 1296}} = \frac{36}{36,12} = 0,997.$$

$$P' = \frac{10 \cdot 0,2 \cdot 2\pi \cdot 500}{36} \cdot (0,997 - 0),$$

$$P' = 174,5 \cdot 0,997 = 174 \text{ динамъ.}$$

в) Полагая $x = 3$ см., получимъ:

$$\cos\alpha_1 = \frac{3 - 18}{\sqrt{9 + (-15)^2}} = -\frac{15}{\sqrt{234}} = \frac{-15}{15,297} = -0,981,$$

$$\cos\alpha_2 = \frac{3 + 18}{\sqrt{9 + 21^2}} = \frac{21}{21,21} = 0,990.$$

$$P' = 174,5 [0,990 - (-0,981)],$$

$$P' = 174,5 \cdot 1,971 = 344 \text{ динамъ.}$$

г) Полагая $x = 0$, получимъ:

$$\cos\alpha_1 = \frac{-18}{\sqrt{9 + (-18)^2}} = \frac{-18}{18,25} = -0,987,$$

$$\cos\alpha_2 = \frac{18}{\sqrt{9 + 18^2}} = 0,987.$$

$$P' = 174,5 \cdot 1,974 = 346 \text{ динамъ.}$$

По приближенной формулѣ (19) мы получили бы

$$P' = 349 \text{ динамъ.}$$

Сравненіе результатовъ в) и г) показываетъ, что отъ перваго случая къ второму сила P' измѣнилась незначительно: съ 344 динъ въ случаѣ в) она повысилась только до 346 динъ въ случаѣ г).

Исслѣдованіе формулы (17) приводитъ къ заключенію, что дѣйствующая сила P' зависитъ не отъ одной только силы тока i , также какъ и не отъ одного только

числа витков n , но отъ произведёнія обоихъ, а именно отъ $n \cdot i$. Произведение изъ силы тока, выраженной въ амперахъ, на число витковъ называютъ числомъ амперъ-витковъ или амперъ-оборотовъ и обозначаютъ эту величину чрезъ AW . Въ предыдущей задачѣ токъ силою въ 2 ампера протекалъ чрезъ 500 витковъ, поэтому число амперъ-витковъ будетъ $2 \cdot 500 = 1000 AW$.

Очевидно, что результатъ задачи не измѣнится, если токъ силою въ 4 ампера протекалъ бы чрезъ 250 витковъ.

24) Соленоидъ въ 2 см. діаметромъ и въ 20 см. длинѣ, дѣйствуетъ на магнитъ, помѣщенный на оси соленоида. Дѣйствующая на магнитъ сила должна составлять 1000 динъ. Расстояние между полюсами магнита составляетъ 6 см., а сила каждаго изъ полюсовъ составляетъ 80 единицъ (С. Г. С.). Расстояние отъ середины соленоида (катушки) до середины магнита составляетъ 10 см. Определить число амперъ-витковъ, удовлетворяющихъ даннымъ условіямъ.

Рѣшеніе. Дѣйствующая сила въ 100 динъ есть разность отдѣльныхъ силъ, съ которыми дѣйствуетъ соленоидъ на каждый полюсъ магнита. Полюсъ А (рис. 54) отдаленъ отъ середины соленоида на $10 - \frac{6}{2} = 7$ см. Сила, съ которою дѣйствуетъ соленоидъ на этотъ полюсъ, опредѣляется формулой (17), а именно:

$$P'_1 = \frac{80 \cdot 2 \pi (ni)}{10 l} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1).$$

Подставивъ въ извѣстныя чамъ формулы для $\cos \alpha_1$ и $\cos \alpha_2$ (ср. зад. 23) соответствующія числовыя значенія, получимъ:

$$\cos \alpha_2 = \frac{10 + 7}{\sqrt{1^2 + 17^2}} = \frac{17}{17,03} = 0,998,$$

$$\cos \alpha_1 = - \frac{10 - 7}{\sqrt{1^2 + 3^2}} = - \frac{3}{3,16} = - 0,949,$$

а потому,

$$P'_1 = \frac{80 \cdot 2 \pi (ni)}{10 \cdot 20} (0,998 + 0,949) = 4,88 (ni).$$

На другой полюсъ В дѣйствуетъ также соленоидъ, но съ силой, направленной въ противоположную сторону той, съ которою соленоидъ дѣйствуетъ на полюсъ А. Величина этой силы опредѣлится также формулой (17), а именно:

$$P'_2 = \frac{80 \cdot 2 \pi (ni)}{10 l} (\cos \alpha'_2 - \cos \alpha'_1).$$

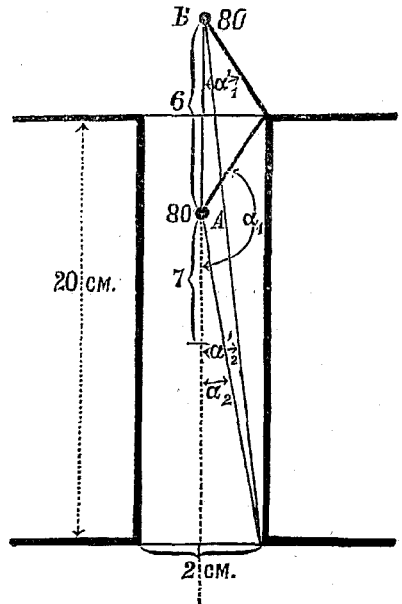


Рис. 54.

Здѣсь опять

$$\cos \alpha'_2 = \frac{23}{\sqrt{1^2 + 23^2}} = \frac{23}{23,0217} = 0,999,$$

$$\cos \alpha'_1 = \frac{3}{\sqrt{1^2 + 3^2}} = \frac{3}{3,1623} = 0,949,$$

а потому

$$P'_2 = \frac{80 \cdot 2 \pi \cdot (\pi i)}{10 \cdot 20} (0,999 - 0,949),$$

$$P'_2 = 0,1256 (\pi i).$$

Такъ какъ разность силъ ($P'_1 - P'_2$) должна составлять 1000 динь, то

$$1000 = (\pi i) \cdot (4,88 - 0,1256),$$

откуда

$$\pi i = \frac{1000}{4,7544} = 210 \text{ амперъ-витковъ.}$$

Этотъ результатъ не показываетъ, изъ сколькихъ витковъ долженъ состоять соленоидъ. Въ данномъ случаѣ, напримѣръ, будетъ удовлетворять, такой соленоидъ, который состоитъ изъ 1000 витковъ, и по которымъ будетъ протекать токъ силою въ 0,210 ампера, а также соленоидъ, состоящій изъ 100 витковъ, по которымъ протекалъ бы токъ силою въ 2,10 ампера и т. д.; вообще дѣйствіе соленоида будетъ одно и то же, лишь бы произведеніе изъ числа витковъ на силу тока составляло 210.

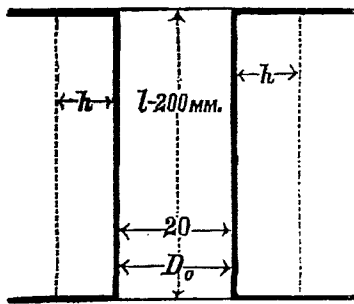


Рис. 55.

25) Определить толщину обмотки въ 205 амперъ-витковъ, если плотность тока, протекающаго черезъ 1 кв. мм. проволоки, составляетъ 1,5 ампера, при томъ условіи, что проволока, оплетанная бумагой въ 1,2 раза толще голой проволоки.

Рѣшеніе. Обозначимъ чрезъ d — діаметръ голой проволоки, чрезъ d'_1 — діаметръ оплетанной проволоки, чрезъ h — толщину обмотки (высоту, до которой достигнетъ обмотка при наматываніи одного витка проволоки на другой (см. рис. 55), тогда

на катушкѣ помѣстятся другъ возлѣ друга $\frac{l}{d_1}$ витковъ

> > > другъ надъ другомъ $\frac{h}{d_1}$ витковъ.

Поэтому число всѣхъ витковъ проволоки, намотанной на катушку, будетъ

$$n = \frac{l}{d_1} \cdot \frac{h}{d_1} = \frac{l}{1,2 d} \cdot \frac{h}{1,2 d}.$$

Площадь поперечнаго сѣченія проволоки равна $\frac{\pi d^2}{4}$ кв. мм., если d выражено въ миллиметрахъ. Черезъ 1 кв. мм. протекаетъ, согласно условію задачи, токъ силою въ 1,5 ампера, слѣдовательно чрезъ полное сѣченіе проволоки протекаетъ токъ силою

$$i = 1,5 \cdot \frac{\pi d^2}{4}.$$

Поэтому число амперь-витковъ будетъ

$$n \cdot i = \frac{l \cdot h}{(1,2 d)^2} \cdot \frac{1,5 \pi d^2}{4} = \frac{l \cdot h \cdot 1,5 \pi}{1,2^2 \cdot 4}.$$

Въ нашемъ примѣрѣ $n \cdot i = 205$; приравнявъ поэтому полученное нами выраженіе для $n \cdot i$ къ данному числу амперь-витковъ, получимъ уравненіе:

$$\frac{l \cdot h \cdot 1,5 \pi}{1,2^2 \cdot 4} = 205,$$

откуда

$$h = \frac{205 \cdot 4 \cdot 1,2^2}{200 \cdot 1,5 \pi}.$$

Здѣсь величина l выражена въ миллиметрахъ, слѣдовательно и h также будетъ выражено въ миллиметрахъ, а именно:

$$h = 1,254 \text{ мм.}$$

Въ формулу

$$n i = \frac{l \cdot h \cdot 1,5 \pi}{1,2^2 \cdot 4}$$

не входитъ величина діаметра проволоки, слѣдовательно для данного числа амперь-витковъ произведеніе $l \cdot h$ не зависитъ отъ толщины проволоки, если только плотность тока, т. е. число амперь на 1 кв. мм. поперечнаго сѣченія проволоки не измѣнится.

26) Опредѣлить величину діаметра проволоки въ предыдущей задачѣ (25), если напряженіе имѣющагося источника тока составляетъ 4 вольта и внутренній діаметръ соленоида (катушки) составляетъ 20 мм. (Ср. рис. 55).

Рѣшеніе. Обозначимъ въ общемъ видѣ черезъ e —напряженіе существующее на концахъ проволоки и чрезъ w —сопротивленіе проволоки; тогда

$$e = i \cdot w,$$

гдѣ i —обозначаетъ силу тока въ амперахъ. Если s будетъ плотность тока на 1 кв. мм. поперечнаго сѣченія проволоки, то

$$i = s \cdot q,$$

гдѣ q —обозначаетъ поперечное сѣченіе проволоки, выраженное также въ квадратныхъ миллиметрахъ.

Сопротивленіе w проволоки, длина которой L , опредѣлится формулой:

$$w = \frac{c \cdot L}{q}.$$

Въ предстоящемъ случаѣ L —это длина въ метрахъ всѣхъ витковъ, намотанныхъ на катушку. Если D_0 —обозначаетъ наименьшій діаметръ внутренняго слоя обмотки, то $(D_0 + 2h)$ будетъ наибольшимъ діаметромъ внѣшняго слоя обмотки, поэтому

$$\frac{D_0 + (D_0 + 2h)}{2} = D_0 + h$$

будетъ среднимъ діаметромъ всѣхъ витковъ. Средняя длина одного витка, слѣдовательно равна,

$$\pi \cdot (D_0 + h)$$

и длина всѣхъ n витковъ

$$L = \pi (D_0 + h) \cdot n,$$

или, такъ какъ,

$$n = \frac{l \cdot h}{(1,2 d)^2} \text{ (см. зад. 25),}$$

слѣдовательно, длина всей обмотки

$$L = \pi (D_0 + h) \cdot \frac{l \cdot h}{(1,2 d)^2}.$$

Такъ какъ входящія сюда величины D_0 , h , l и d выражены въ миллиметрахъ, а L должно быть выражено въ метрахъ, то правую часть этого послѣдняго уравненія надо, очевидно, еще раздѣлить на 1000, и тогда

$$L = \frac{\pi (D_0 + h) l \cdot h}{1000 \cdot (1,2 d)^2}.$$

При помощи этого выраженія для L можно опредѣлить также w и d . Именно, сопротивление w опредѣлится непосредственно изъ уравненія

$$w = \frac{c}{q} \cdot \frac{\pi (D_0 + h) l \cdot h}{1000 \cdot (1,2 d)^2}$$

и диаметр d проволоки опредѣлится изъ уравненія

$$e = \left(\frac{i}{s \cdot q} \right) \cdot \frac{c}{q} \cdot \frac{\pi (D_0 + h) l \cdot h}{1000 \cdot (1,2 d)^2},$$

откуда

$$1,2 d = \sqrt{\frac{s \cdot c \cdot \pi \cdot (D_0 + h) l \cdot h}{1000 e}}.$$

Въ нашемъ примѣрѣ: $s = 1,5$, $D_0 = 20$, $h = 1,254$, $l = 200$, $e = 4$ и удѣльное сопротивление для мѣди $c = 0,018$.

Поэтому,

$$d_1 = 1,2 d = \sqrt{\frac{1,5 \cdot 0,018 \cdot \pi \cdot 21,254 \cdot 200 \cdot 1,254}{1000 \cdot 4}} = 0,336$$

или

$$d = 0,28 \text{ мм.}$$

Слѣдовательно помѣстятся другъ возлѣ друга $200 : 0,336 = 595$ витковъ,

> > другъ надъ другомъ $1,254 : 0,336 = 3,74$ слоя.

Число всѣхъ витковъ, которые должно намотать на катушку, будетъ:

$$595 \cdot 3,74 = 2220.$$

Но такъ какъ, по условію задачи, должно быть всего 205 амперъ-витковъ, то сила тока

$$i = \frac{205}{2220} = 0,0922 \text{ ампера.}$$

Плотность тока

$$s = \frac{i}{q} = \frac{0,0922}{\frac{\pi}{4} \cdot 0,28^2} = 1,5 \text{ ампера,}$$

то-есть столько, сколько и требовалось.

Длина всей обмотки

$$L = \pi (20 + 1,254) 2220 = 148500 \text{ мм.,}$$

или

$$L = 148,5 \text{ метра.}$$

Сопротивленіе всей обмотки

$$w = \frac{0,018 \cdot 148,5}{\frac{\pi}{4} \cdot 0,28^2} = 43,5 \text{ ома}$$

и, наконецъ, напряженіе на концахъ проволоки

$$e = 43,5 \cdot 0,0922 = 4 \text{ вольтамъ,}$$

то-есть то число, которое требовалось по условію задачи.

Такъ какъ число амперъ-витковъ—всегда дѣйствующая величина, то никогда не приходится имѣть дѣло съ вопросомъ: «Какое сопротивленіе надо намотать на катушку», какъ часто выражаются мало знакомые съ терминами практики, но: «Какова величина имѣющагося напряженія тока для достиженія известной силы тока?» Такимъ образомъ, въ напряженію тока приравливаются тогда, какъ показано въ задачѣ 26, число витковъ, сила тока и сопротивленіе проволоки обмотки.

27) Опредѣлить число силовыхъ линий, проходящихъ чрезъ середину соленоида въ 3 см. радиусомъ и въ 15 см. длиной, если число амперъ-витковъ составляетъ 850.

Рѣшеніе. Напряженность магнитнаго поля въ серединѣ соленоида будетъ приближенно

$$H = \frac{0,4 \cdot \pi \cdot (AW)}{l} = \frac{0,4 \pi \cdot 850}{15} = 71,2;$$

это значить, что чрезъ 1 кв. см. средину катушки проходятъ 71,2 силовыхъ линий; слѣдовательно чрезъ поперечное сѣченіе Q соленоида пройдетъ въ Q разъ большее число силовыхъ линий.

Такъ какъ въ данномъ случаѣ

$$Q = 3^2 \cdot \frac{\pi}{4} = 7,07 \text{ мм.},$$

то общее число силовыхъ линий

$$N = 7,07 \cdot 71,2 = 504.$$

28) Опредѣлить напряженность магнитнаго поля въ серединѣ соленоида, въ 38 см. длиною, состоящаго изъ 2300 витковъ.

Рѣшеніе. Вопросъ рѣшается весьма просто непосредственно по формулѣ:

$$H = \frac{0,4 \pi \cdot (AW)}{l} = \frac{0,4 \pi i}{l};$$

подставляя въ нее данныя числовыя значенія, получимъ:

$$H = \frac{0,4 \pi \cdot 2300}{38} \cdot i = 76 i.$$

Если въ середину соленоида (рис. 56), длина котораго l , вставить желѣзный брусокъ длиною L , и съ поперечнымъ сѣченіемъ Q , то силовыя линии соленоида пройдутъ чрезъ желѣзный брусокъ и намагнитятъ его, т. е. молекулярные (частичные) магниты желѣза расположатся большею частью въ одномъ опредѣленномъ направленіи (ср. стр. 52, рис. 45). Слѣдовательно, желѣзный брусокъ сталъ самостоятельнымъ магнитомъ, испускающимъ отъ своего сѣвернаго полюса также силовыя линии.

Пусть m будетъ сила полюсовъ намагнитченнаго желѣзнаго бруска; тогда отъ его сѣвернаго полюса будутъ исходить $4 \pi m$ силовыхъ линий (ср. стр. 46), а отъ соленоида чрезъ середину желѣзнаго бруска пройдутъ QH силовыхъ линий, такъ что въ общемъ внутри желѣзнаго бруска теперь пройдетъ число силовыхъ линий

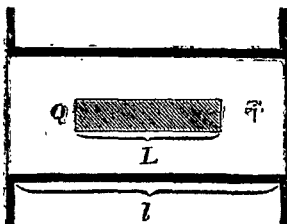


Рис. 56.

$$N = QH + 4\pi m.$$

Черезъ 1 кв. см. желѣзнаго бруска пройдетъ, слѣдовательно, только число силовыхъ линій

$$\frac{N}{Q} = B = H + \frac{4\pi m}{Q}.$$

Такимъ образомъ, если въ данное магнитное поле погрузить желѣзный брусокъ, то внутри него силовыхъ линій будетъ больше, чѣмъ въ окружающемъ пространствѣ, наполненномъ воздухомъ.

То, что сказано о желѣзѣ, будетъ справедливо также относительно всякаго магнитнаго вещества, какъ-то: стали, чугуна, никеля и т. п.

Число силовыхъ линій, приходящихся на единицу площади внутри магнитнаго вещества, когда это вещество погружено въ данное магнитное поле, называется магнитною индукціею этого вещества, которую обозначимъ буквою B ,

такъ что $B = \frac{N}{Q}$. Если въ вышеприведенномъ выраженіи числитель и знаменатель

доби $\frac{m}{Q}$ умножить на длину L желѣзнаго бруска, то mL представитъ собою ни что иное, какъ магнитный моментъ бруска, а QL объемъ его, то-есть тогда имѣемъ:

$$\frac{m}{Q} = \frac{mL}{QL} = \frac{M}{V} = J.$$

Частное $\frac{m}{Q}$ выражаетъ отношеніе магнитнаго момента бруска къ его объему; эта новая величина называется напряженностью намагничиванія, которую обозначимъ буквою J .

Такимъ образомъ магнитная индукція

$$B = H + 4\pi J \quad \dots \dots \dots (20).$$

Сила полюса m желѣзнаго бруска или также величина $\frac{m}{Q}$ зависитъ отъ величины H намагничивающей силы; чѣмъ болѣе будетъ H , тѣмъ болѣе будетъ также m , а вмѣстѣ съ нимъ и J , такъ что можно положить

$$J = x \cdot H,$$

гдѣ x есть множитель.

На послѣднемъ основаніи, формулу (20) можно представить въ слѣдующемъ видѣ:

$$B = H + 4\pi x H,$$

$$B = (1 + 4\pi x) H,$$

или обозначая $(1 + 4\pi x)$ черезъ μ , получимъ

$$B = \mu \cdot H \quad \dots \dots \dots (21)$$

При погруженіи желѣза въ данное магнитное поле, силовыя линіи этого поля въ желѣзѣ сгущаются, какъ это показано было на рис. 39. Посему и говорятъ, что магнитныя вещества, какъ желѣзо, сталь и т. п., болѣе проницаемы для силовыхъ линій, чѣмъ немагнитныя вещества, каковы воздухъ, мѣль, дерево и т. п.

Число, показывающее во сколько разъ больше силовыхъ линій приходится на единицу площади въ данномъ магнитномъ веществѣ, погруженномъ въ данное магнитное поле, чѣмъ на ту же единицу приходится въ окружающемъ воздушномъ

пространствѣ, т. е. въ данномъ магнитномъ полѣ, называется магнитною проникаемостью.

Такъ, напримѣръ, если напряженность магнитнаго поля H , это—значить, что въ этомъ полѣ на единицу площади въ воздухѣ приходится H силовыхъ линій и если при погруженіи въ это поле желѣзнаго бруска внутри послѣдняго пройдетъ V силовыхъ линій на единицу площади, то магнитная проникаемость будетъ $\frac{V}{H}$. Это отношеніе $\frac{V}{H}$ называется магнитною проникаемостью и обозначаютъ ее греческою буквою μ (мю).

Отношеніе $\frac{J}{H}$ принято называть магнитною воспріимчивостью и обозначаютъ ее греческою буквою κ (каппа).

Такимъ образомъ,

$$\mu = \frac{V}{H} \text{ — магнитная проникаемость;}$$

$$\kappa = \frac{J}{H} \text{ — магнитная воспріимчивость.}$$

Величины μ и κ для одного и того же магнитнаго вещества ни въ какомъ случаѣ не постоянны.

Для немагнитныхъ веществъ, какъ, напримѣръ, воздухъ, мѣдь, дерево и т. п. можетъ быть принято $\mu = 1$, а потому $\kappa = 0$.

Для установленія въ магнитныхъ веществахъ зависимости между V и H , а также между μ и κ , воспользуемся формулой (20), причѣмъ входящія въ правую часть формулы величины H и J должны быть опредѣлены.

Для опредѣленія H въ формулѣ (19), а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l}$$

должно быть извѣстно число n витковъ, которые, при наматываніи на катушку, могутъ быть выбраны и затѣмъ должны быть измѣрены длина l катушки и сила тока i въ амперахъ.

Опредѣленіе величины J само по себѣ укажетъ намъ путь, если вспомнить, что такое представляетъ изъ себя это обозначеніе? Величина J —это отношеніе магнитнаго момента желѣзнаго бруска къ объему его, поэтому J можно опредѣлить по одной изъ формулъ (3) или (4) (стр. 23 и 24).

Возьмемъ формулу (3), а именно:

$$M = \frac{1}{2} r^3 \operatorname{tg} \alpha \cdot H_0 \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{L^2}{r^2} \right),$$

гдѣ L —обозначаетъ длину бруска (въ формулу (3) входитъ l вмѣсто L).

Такъ какъ

$$J = \frac{M}{V} = \frac{M}{QL},$$

гдѣ Q —поперечное сѣченіе бруска въ кв. см., то, слѣдовательно,

$$J = \frac{1}{2QL} \cdot r^3 H_0 \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{L^2}{r^2} \right) \operatorname{tg} \alpha \dots \dots \dots (22)$$

Въ этой формулѣ l —обозначаетъ разстояніе середины катушки отъ магнитной стрѣлки и α —уголъ отклоненія магнитной стрѣлки.

На рис. 57 изображена постановка опыта.

Здѣсь А—магнитная стрѣлка, В—установленная восточно отъ А, катушка съ желѣзнымъ сердечникомъ, С—источникъ тока, доставляющій токъ въ витки катушки, D—измѣритель силы тока (амперметръ), R—регулирующее сопротивление (реостатъ) для регулированія силы тока *).

Примѣръ. Желѣзный брусокъ въ 0,2 см. діаметромъ и въ 30 см. длиной помѣщенъ въ катушку въ 38 см. длиной, на которую намотано 2300 витковъ. Срединка катушки находится на разстояніи въ 100 см. восточно отъ середины маг-

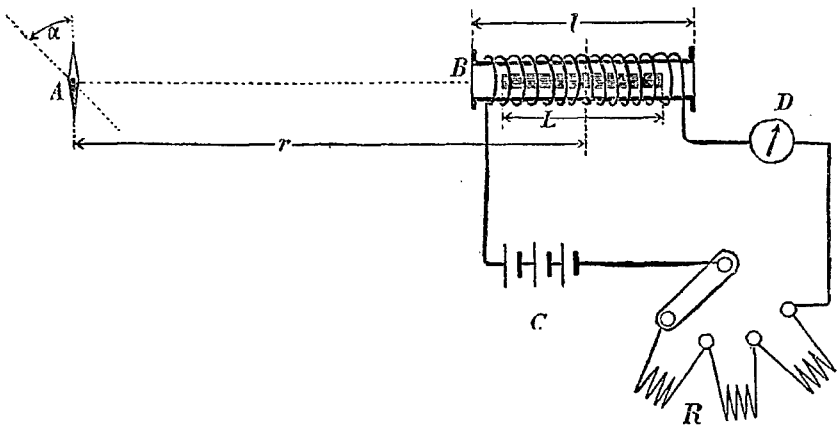


Рис. 57.

нитной стрѣлки. Горизонтальная составляющая сила земного магнетизма $H_0 = 0,19$. Кроме того, известно, что при силѣ тока въ 0,5 ампера, протекающаго черезъ катушку, магнитная стрѣлка отклоняется на $0^\circ 22' 45''$. Определить величины H , J , B , μ и κ .

Рѣшеніе. Непосредственно по формулѣ (19), а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l}$$

опредѣлится намагничивающая сила

$$H = \frac{0,4 \pi \cdot 2300}{38} \cdot 0,5 = 38 \text{ единиць (С. Г. С.)}$$

Далѣе по формулѣ (22) опредѣлится напряженность намагничивания

$$J = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{0,2^2 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 30} \cdot 100^3 \cdot 0,19 \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{30^2}{100^2} \right) \operatorname{tg} 0^\circ 22' 45'',$$

$$J = \frac{1000000 \cdot 0,19 \cdot 0,955 \cdot 0,00662}{2 \cdot 0,942} = 637,5.$$

*) Болѣе подробное описаніе постановки опыта и способа измѣренія угловъ изложено въ томъ III, главѣ II «Способы электрическихъ измѣреній и измѣрительные приборы».

Величину B —магнитную индукцію можно теперь опредѣлить по формулѣ (20), а именно:

$$B = H + 4\pi J,$$

$$B = 38 + 4\pi \cdot 637,5 = 8038;$$

слѣдовательно, магнитная проницаемость

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{8038}{38} = 220,$$

и, наконецъ, магнитная воспримчивость

$$\kappa = \frac{J}{H} = \frac{637,5}{38} = 16,8.$$

Такимъ способомъ достигается возможность для каждого намагничиваемаго вещества для любого значенія H опредѣлять также и соответствующія значенія для величинъ B и μ .

Слѣдующая числовая таблица показываетъ эти значенія для мягкаго желѣза, сѣраго чугуна и литой стали Фридриха Круппа.

Ж е л ѣ з о.			Ч у г у н ь.			Л и т а я с т а л ь.		
H	B	μ	H	B	μ	H	B	μ
1,66	5000	3000	5	4000	800	0,53	230	430
4	9000	2250	10	5000	500	1,35	730	540
5	10000	2000	21,5	6000	279	2,13	2090	980
6,5	11000	1692	42	7000	167	3,11	6650	2140
8,5	12000	1412	80	8000	100	4,10	9250	2250
12	13000	1083	127	9000	71	5,47	11000	2010
17	14000	823	188	10000	53	8,21	12790	1550
28,5	15000	526	292	11000	37	11,18	13760	1230
52	16000	308				17,5	14890	850
105	17000	161				26,0	15600	600
200	18000	90				38,6	16100	417
350	19000	54				60,6	16900	280

Результаты этой таблицы можно представить графически, если принять значенія B —магнитной индукціи, какъ ординаты въ системѣ прямоугольныхъ координатъ. Получаемая при этомъ кривая и получила названіе «кривой намагниченія».

На прилагаемой графической таблицѣ 1 изображены такія кривыя для мягкаго желѣза, сѣраго чугуна и для литой стали.

Пунктирныя кривыя показываютъ зависимость между μ —магнитною проницаемостью и B —магнитной индукціей (μ —абсциссы, B —ординаты), причемъ здѣсь выбранъ масштабъ для H въ десять разъ большій, чѣмъ для η .

Кривыя намагниченія показываютъ для всѣхъ трехъ родовъ желѣза одну и ту же форму кривой, только значенія B , а также и соответствующія значенія H значительно больше для желѣза и для литой стали, чѣмъ для чугуна. Чѣмъ болѣе H ,

тѣмъ также болѣе вообще и B ; но приращеніе къ B при возрастающемъ H все постепенно уменьшается и, наконецъ, кривыя намагниченія становятся почти параллельными оси абсциссъ.

Если бы это вполнѣ точно произошло при какомъ-нибудь значеніи H , то дальнѣйшее приращеніе къ H не повлекло бы за собою приращенія для B . Слѣдовательно, желѣзо достигло магнитнаго насыщенія, т. е. молекулярные (частичные) магнитики расположились въ опредѣленномъ направленіи.

Прежде предполагалось, чего на практикѣ и теперь еще придерживаются, что желѣзо достигаетъ магнитнаго насыщенія при значеніи $B = 20000$ и чугунокъ — при значеніи $B = 11000$; между тѣмъ какъ новѣйшія изслѣдованія показали, что B можетъ превосходить 40000; такъ что, какъ видно, для B нельзя установить опредѣленной границы.

Кривыя намагниченія прилагаемой графической таблицы 1 покажутъ только тогда изображенныя измѣненія напряженности намагничиванія, если желѣзный сердечникъ не обладаетъ до начала опыта магнетизмомъ и намагничивающая сила непрерывно увеличивалась отъ нуля до своей наибольшей величины.

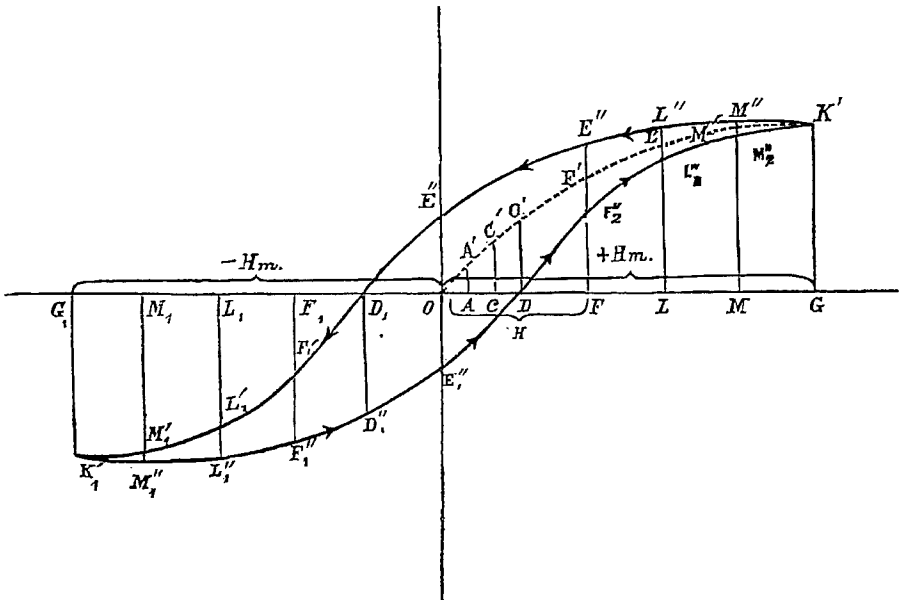


Рис. 58.

Продѣлаемъ теперь слѣдующій опытъ съ желѣзнымъ сердечникомъ, вставленнымъ въ соленоидъ.

Пропустимъ сначала слабый токъ черезъ соленоидъ и измѣримъ какимъ-нибудь способомъ (см. рис. 71) магнитную индукцію, затѣмъ будемъ постепенно увеличивать силу тока и соотвѣтственно каждой величинѣ силы тока будемъ измѣрять магнитную индукцію.

Возьмемъ теперь систему прямоугольныхъ координатъ и на оси абсциссъ будемъ откладывать величину намагничивающей силы H или проще силы тока, такъ какъ намагничивающая сила H пропорциональна силѣ тока, а на соотвѣтственно каждой силѣ тока возставленному перпендикуляру къ оси абсциссъ (см. рис. 58).

будемъ откладывать, какъ ординаты, соответствующія величины магнитной индукціи B . Тогда соединивъ вершины этихъ ординатъ, мы получимъ кривую $OA' C' D' F' L' M' K'$, которая показываетъ взаимную зависимость между намагничивающей силой и возбуждаемой магнитной индукціей.

Магнитная индукція, выходящая изъ нулевой точки O координатъ, которая соответствуетъ немагнитному состоянію, сначала при слабыхъ намагничивающихъ силахъ, возрастаетъ очень медленно (часть кривой $OA' C'$ очень полого), затѣмъ магнитная индукція съ увеличеніемъ намагничивающей силы растетъ значительно быстрѣе (кривая $C' D' F' L'$ поднимается круто), далѣе опять растетъ очень медленно (часть кривой $L' M' K'$ очень полого) и, наконецъ, почти перестаетъ увеличиваться съ увеличеніемъ силы намагничивающаго тока до своего наибольшаго значенія H_m , т. е., какъ бы мы ни увеличивали силу этого послѣдняго, магнитная индукція лишь весьма незаметно будетъ увеличиваться (кривая отъ точки K' становится параллельною оси абсциссъ. Тогда говорятъ, что желѣзо достигло магнитнаго насыщенія, т. е. оно не въ состояніи еще сильнѣе намагнититься.

Если у какой-нибудь точки этой кривой, напримѣръ K' , остановить намагничиваніе т. е. ослабить силу намагничивающаго тока, то казалось бы, что магнитная индукція должна была бы возвращаться по той же кривой; на самомъ дѣлѣ оказывается иначе. Такъ, напримѣръ, если при возрастающей намагничивающей силѣ $H = OF$ соответствующая магнитная индукція $B = FF'$, то при убывающей намагничивающей силѣ соответствующая магнитная индукція B выразится ординатой FF'' , которая больше ординаты FF' (точка F'' лежитъ выше точки F'); то же получится и для другихъ точекъ кривой, какъ это показано на рис. 58. Отсюда видно, что при обратномъ постепенномъ размагничиваніи желѣза магнитная индукція будетъ уменьшаться медленнѣе, чѣмъ она возрастала при намагничиваніи тѣми же силами токовъ.

Если сила намагничивающаго тока сдѣлается равнымъ нулю ($H = 0$), то магнитная индукція будетъ не нуль, а наоборотъ будетъ еще довольно значительная величина и выразится ординатой OE'' , т. е. при прекращеніи намагничивающаго тока желѣзный сердечникъ не размагнитится, иначе говоря, желѣзо сохраняетъ остаточный магнетизмъ (см. стр. 7), т. е. не придетъ къ первоначальному состоянію.

Чтобы магнитная индукція желѣза стала равною нулю, необходимо пустить черезъ соленоидъ токъ обратнаго направленія, каковъ OD_1 ; абсцисса OD_1 называется коэрцитивной (задерживательной) силой (ср. стр. 7).

Какъ видно, размагничиваніе какъ бы запаздываетъ въ сравненіи съ намагничиваніемъ. Это явленіе, состоящее въ томъ, что при одной и той же намагничивающей силѣ, намагничиваніе имѣетъ разную напряженность, смотря по тому, увеличивается или уменьшается намагничиваніе, назвали греческимъ словомъ гистерезисъ, обозначающимъ «запаздываю».

Внутри желѣза какъ бы существуетъ противодействие, какъ намагничиванію, такъ и размагничиванію.

Если продолжать усиливать намагничивающій токъ обратнаго направленія до такого значенія— H_m , какъ и раньше былъ пущенъ токъ прямого направленія, то значенія магнитной индукціи желѣза тоже переменяютъ знакъ, и когда сила намагничивающаго тока будетъ $OG_1 = OG$, или $-H_m = +H_m$, то магнитная индукція

выразится уже ординатой $G_1 K'_1$, какъ разъ равнаго наибольшему значенію ординаты $G K'$, но только противоположнаго знака. Если теперь отъ точки K'_1 начать возвращаться т. е. снова ослаблять намагничивающій токъ обратнаго направленія, то магнитная индукція опять начнетъ уменьшаться медленнѣе, чѣмъ она возрастала, т. е. пойдетъ не по кривой $K'_1 M'_1 L'_1 F'_1 D_1 E''$, а по кривой $K'_1 M''_1 L''_1 F''_1 D''_1 E''_1$; такъ что, когда сила намагничивающаго тока станетъ равной нулю ($H = 0$), то магнитная индукція будетъ еще отрицательною и равною ординатѣ $0 E''_1$, т. е. желѣзный сердечникъ сохранилъ остаточный магнетизмъ, причемъ полюса сердечника перемѣнили свои знаки на обратные; къ нулю же магнитная индукція подойдетъ въ точкѣ D , когда черезъ соленоидъ будетъ пропущенъ намагничивающій токъ прямого направленія OD . Если затѣмъ силу намагничивающаго тока увеличить опять до наибольшаго значенія $+H_m$, то магнитная индукція пойдетъ по кривой $D F''_2 L''_2 M''_2$ и вернется къ точкѣ K' ; слѣдовательно и тутъ будетъ происходить запаздываніе.

При переходѣ во время постепеннаго измѣненія намагничивающей силы отъ возрастанія къ убыванію и обратно, какъ видно, у магнетизма есть инерція, влѣдствие чего при перемѣнѣ въ направленіи измѣненія намагничивающая сила отстаетъ отъ послѣдняго.

Изображенная на рис. 58 кривая $K' F'' E'' D_1 F'_1 K'_1 F''_1 E''_1 D E''_2 K'$ представляетъ полную перемѣну намагничиванія отъ наибольшей величины магнитной индукціи въ одномъ направленіи до одинаково наибольшей величины въ противоположномъ направленіи и затѣмъ назадъ.

Итакъ, при намагничиваніи получаютъ двѣ кривыхъ намагниченія, изъ которыхъ одна соотвѣтствуетъ возрастающимъ значеніямъ намагничивающей силы H , а другая убывающимъ значеніямъ намагничивающей силы H .

Однократное намагничиваніе силой тока, которая возрастаетъ отъ нуля, опять убываетъ отъ наибольшей величины, мѣняетъ направленіе, достигаетъ равновеликой наибольшей величины въ противоположномъ направленіи и затѣмъ возвращается къ нулю, называется полной перемѣной намагничиванія.

Послѣ нѣсколькихъ такихъ перемѣнъ магнитныя величины дѣлаются циклическими, т. е. каждая послѣдующая перемѣна протекаетъ, какъ предыдущая.

Всѣ явленія при гистерезисѣ легко объяснить, если принять, какъ это сдѣлалъ англійскій электрикъ Юингъ (Ewing)*), слѣдующее предположеніе относительно магнитныхъ веществъ.

Желѣзо и вообще всякое магнитное вещество состоитъ изъ цѣлой системы маленькихъ магнетиковъ, могущихъ свободно вращаться на подобіе магнитныхъ стрѣлокъ. Въ обыкновенномъ состояніи (когда вещество не намагничено), эти магнитики, въ силу взаимныхъ притяженій и отталкиваній, располагаются такъ, что ихъ общее дѣйствіе на вѣншіи полюсъ равно нулю. Положеніе этихъ магнетиковъ будетъ таково, что всѣ они будутъ находиться въ устойчивомъ равновѣсіи, т. е., если каждый изъ магнетиковъ вывести слегка изъ этого положенія, то онъ будетъ стремиться снова вернуться къ нему; но если всѣ магнитики отвести отъ

* Ewing. «Die Magnet-Induction in Eisen und verwandten Metallen».

ихъ первоначальнаго положенія болѣе или менѣе значительно, то въ силу взаимныхъ притяженій и отталкиваній, магнитики примутъ новое положеніе равновѣсія уже мало устойчивое. Такимъ образомъ, если подвергать желѣзо намагничиванію, то намагничивающее дѣйствіе тока будетъ производить небольшое отклоненіе магнитиковъ отъ ихъ первоначальнаго положенія, ибо магнитики будутъ стремиться вернуться къ этому положенію, соотвѣтствующему устойчивому равновѣсію. Вотъ почему въ началѣ получится очень пологая кривая намагниченія $OA'C'$ (рис. 58). Продолжая увеличивать силу намагничивающаго тока, магнитики будутъ приведены въ такое положеніе, при которомъ они, вслѣдствіе взаимодействій, установятся уже въ новомъ равновѣсіи, но не устойчивомъ, такъ что при небольшомъ увеличеніи силы намагничивающаго тока магнитики значительно будутъ поворачиваться, направляясь къ положенію, при которомъ ихъ оси должны стать параллельно къ направленію силовыхъ линій поля намагничивающаго тока. Этому состоянію будетъ соотвѣтствовать часть $C'D'$ кривой, круто поднимающаяся вверхъ. Повернувшись сразу по направленію, почти совпадающему съ направленіемъ силовыхъ линій поля намагничивающаго тока, эти магнитики опредѣлятъ своимъ положеніемъ почти полное намагничиваніе, т. е. состояніе насыщенія, и, слѣдовательно, увеличеніе силы намагничивающаго тока мало будетъ отражаться на магнитномъ состояніи. Этому послѣднему будетъ соотвѣтствовать часть $L'K'$ кривой. Въ этомъ состояніи магнитики тоже будутъ находиться въ положеніи устойчиваго равновѣсія; вотъ почему, при обратномъ ходѣ, уменьшая силу намагничивающаго тока, магнитики будутъ стремиться сохранить предыдущее состояніе, слѣдовательно, размагничиваніе пойдетъ очень медленно, т. е. по очень пологой кривой, какъ $K'E''E''$, такъ что, когда сила намагничивающаго тока будетъ равна нулю, магнитики сохранять еще такое положеніе, при которомъ будетъ обнаруживаться магнитное состояніе желѣза. Это состояніе выразится ординатой OE'' , но при немъ магнитики уже займутъ положеніе неустойчиваго равновѣсія, такъ что, когда мы перевернемъ намагничивающій токъ на обратный, магнитики быстро начнутъ отклоняться отъ этого положенія, что будетъ соотвѣтствовать части кривой $E''D_1$ и дальше внизъ, а именно $D_1F'_1L'_1M'_1K'_1$.

Такимъ образомъ, предположеніемъ Юнга можно объяснить всѣ фазы намагничиванія и размагничиванія желѣза.

Въ случаѣ непрерывнаго періодическаго намагничиванія и размагничиванія желѣзнаго бруска, мы видѣли, что зависимость между намагничивающей силой H и магнитной индукціей B выражается замкнутой кривой.

При этомъ площадь, ограниченная перпендикуляромъ, опущеннымъ изъ точки K' на абсциссу OG и кривую E''_1DK' , выразитъ работу магнитнаго поля при намагничиваніи; площадь ограниченная тѣмъ же перпендикуляромъ и кривую $E''K'$ есть работа, отданная магнитомъ при размагничиваніи; поэтому площадь $E''K'E''_1$ выразитъ работу, затраченную магнитнымъ полемъ при намагничиваніи въ одномъ направленіи. Точно также площадь $E''K'_1E''_1$ выразитъ работу магнитнаго поля при перемагничиваніи. Такимъ образомъ, при періодическихъ измѣненіяхъ намагничивающей силы работа, затрачиваемая на намагничиваніе выразится площадью замкнутой кривой $K'_1E''_1DK'E''D_1K'_1$ и одной магнитной переменной.

Внутри желѣза какъ бы существуетъ противодействие (магнитное треніе), какъ

намагничиванію, такъ и размагничиванію. На преодоленіе этого противодѣйствія приходится затрачивать работу, которая превращается въ теплоту и обнаруживается нагреваніемъ желѣзнаго бруска, подвергающагося частымъ намагничиваніямъ въ одномъ и другомъ направленіи.

При данной формѣ кривой (данномъ сортѣ матеріала) площадь замкнутой кривой $K'_1 E''_1 D K' E'' D_1 K'_1$ измѣняется только съ измѣненіемъ наибольшаго намагничиванія H_m .

Штейнметцъ (Steinmetz) изъ многочисленныхъ наблюденій выразилъ эту площадь или работу A , затрачиваемую на гистерезисъ (намагничиваніе) при одной полной перемѣнѣ для одного куб. см., слѣдующую опытною формулою:

$$A = \eta B^{1.6}.$$

Въ этой формулѣ B — обозначаетъ наибольшую магнитную индукцію, η — постоянный коэффициентъ, зависящій только отъ сорта матеріала, числовое значеніе котораго колеблется между 0,002 и 0,092 и для обыкновеннаго желѣза можетъ быть принято равнымъ 0,0033.

Явленіе гистерезиса (запаздыванія) можно разсматривать, какъ дѣйствіе задерживательной силы. Оно больше для стали, чѣмъ для мягкаго желѣза и обѣ кривыя $K'_1 D_1 E'' K'$ и $K' D E''_1 K'_1$ (расходятся тѣмъ дальше одна отъ другой, чѣмъ больше коэрцитивная (задерживательная) сила и, слѣдовательно, чѣмъ больше гистерезисъ.

Если желѣзо будетъ въ теченіе одной секунды подвергнуто N разъ выше описаннымъ полнымъ намагничиваніямъ, то и эта работа намагничиванія будетъ въ N разъ больше, чѣмъ при одномъ намагничиваніи.

Слѣдующая числовая таблица даетъ работу намагничиванія въ ваттахъ для 100 полныхъ намагничиваній въ 1 секунду.

Для желѣза $\eta = 0,0033$; $N = 100$.

Магнитная индукція В.	Мощность на кубическій дециметръ въ ваттахъ.	Мощность на килограммъ въ ваттахъ.	Магнитная индукція В.	Мощность на кубическій дециметръ въ ваттахъ.	Мощность на килограммъ въ ваттахъ.
2000	6,3	0,8	6500	42,0	5,4
2500	9,1	1,2	7000	47,3	6,0
3000	12,2	1,5	7500	52,8	6,7
3500	15,6	2,0	8000	58,6	7,5
4000	19,3	2,5	8500	64,5	8,2
4500	23,3	3,1	9000	70,7	9,0
5000	27,6	3,5	9500	77,1	9,8
5500	32,2	4,1	10000	83,7	10,7
6000	37,0	4,7	10500	90,5	11,6

Для объясненія пользованія этой таблицей приводимъ слѣдующій примѣръ: Сердечникъ изъ мягкаго желѣза, вѣсомъ въ 70 кгр. подвергается наибольшей магнитной индукціи $B = 8000$. Число полныхъ намагничиваній въ секунду составляетъ 45. Определить величину потери мощности на гистерезисъ.

Рѣшеніе. Для значенія $B = 8000$ въ вышеприведенной числовой таблицѣ находимъ соответствующую потерю мощности въ 7,5 ваттъ на 1 кгр. при 100 намагничиваніяхъ въ 1 секунду; слѣдовательно, для 70 кгр. потеря мощности будетъ въ 70 разъ больше; при одномъ намагничиваніи потеря мощности составила бы $\frac{1}{100}$ часть, а при 45 намагничиваніяхъ въ секунду потеря мощности была бы въ 45 разъ больше, слѣдовательно, потеря мощности на гистерезисъ

$$\mathcal{E} = \frac{7,5 \cdot 70 \cdot 45}{100} = 236 \text{ ваттъ.}$$

Это значитъ, что если желѣзный сердечникъ будетъ намагничиваться 45 разъ въ секунду вышеописаннымъ способомъ, то для этого необходимо затратить въ секунду работу (мощность) въ 236 ваттъ, которая превращается въ теплоту.

Пусть желѣзный сердечникъ, подверженный двойному намагничиванію, представляетъ собою, напримѣръ, якорь динамомашины. Вслѣдствіе индукціи въ якорѣ всегда будетъ напротивъ сѣвернаго полюса N индуктора возбуждаться южный полюсъ и обратно, напротивъ южнаго полюса S индуктора — сѣверный полюсъ. Поэтому, если якорь будетъ вращаться, то онъ послѣ полуоборота перемѣнитъ свои полюсы на обратные, а при дѣломъ оборотѣ полюсы якоря приходятъ въ свое первоначальное положеніе. Для того, чтобы вращеніе такого якоря состоялось въ магнитномъ полѣ, необходимо затратить извѣстную работу, величина которой можетъ быть по предыдущему безъ затрудненія вычислена.

Примѣръ. Сердечникъ якоря электродвигателя имѣетъ 12 см. въ діаметрѣ и 12 см. въ длину. Магнитная индукція $B = 10500$ силовыхъ линий; число оборотовъ, дѣлаемыхъ якоремъ въ секунду, равно 30. Определить величину потери мощности на гистерезисъ.

Рѣшеніе. Объемъ сердечника якоря

$$V = \left(\frac{12^2 \cdot \pi}{4} \right) \cdot 15 \text{ куб. см.} = 1700 \text{ куб. см.} = 1,7 \text{ куб. дм.}$$

По вышеприведенной числовой таблицѣ значенію $B = 10500$ соответствуетъ число 90,5; слѣдовательно потеря мощности на гистерезисъ

$$\mathcal{E} = \frac{90,5 \cdot 1,7 \cdot 30}{100} = 45,2 \text{ ватта.}$$

Явленіе гистерезиса, состоящее въ томъ, что ординаты магнитной индукціи въ періодъ возрастанія намагничиванія имѣютъ другія значенія, чѣмъ въ періодъ убыванія, замѣчается вреднымъ образомъ на изобрѣтательныхъ приборахъ, въ которыхъ сердечникъ изъ мягкаго желѣза вставленъ въ соленоидъ. При возрастающей силѣ тока, для одного и того же тока, показанія измѣрительнаго прибора другія, чѣмъ при убывающей силѣ тока.

Для достиженія по возможности меньшей ошибки, слѣдуетъ сильно намагничивать желѣзный сердечникъ, такъ какъ вѣдь для большихъ значеній магнитной индукціи B обѣ кривыя (рис. 58) почти сливаются. Но для того, чтобы желѣзный сердечникъ могъ сильно намагнититься, даже при менѣе слабыхъ силахъ тока, слѣдуетъ выбирать сердечникъ съ очень незначительнымъ поперечнымъ сѣченіемъ.

Какъ раньше изложено было, силовыя линіи постоянного магнита, электромагнита, соленоида, по выходѣ изъ сѣвернаго полюса, направляются къ южному полюсу, образуя замкнутыя кривыя, иначе говоря, силовыя линіи всегда стремятся замкнуться черезъ пространство, какъ это показано было на рис. 35 и 45.

Тѣла, черезъ которыя будутъ замыкаться силовыя линіи, вызванныя какою-либо причиною, образуютъ своею совокупностью, такъ называемую, магнитную цѣпь, подобно тому, какъ тѣла, черезъ которыя замыкается электрическій токъ отъ какого-либо электровозбудителя, образуютъ собою электрическую цѣпь. Для электрическаго тока воздухъ не можетъ служить частью цѣпп, ибо воздухъ непроводникъ тока, для магнитныхъ же силовыхъ линій воздухъ является проникаемымъ, хотя и не въ значительной степени.

Такимъ образомъ, магнитную цѣпью на рис. 35 (на стр. 47) будетъ служить самъ магнитъ и окружающій его воздухъ.

Если рядомъ съ магнитомъ NS (рис. 37 и 38 на стр. 47 и 48) расположить брусокъ желѣза, то большая часть силовыхъ линій замкнется черезъ это желѣзо; по другую же сторону черезъ воздухъ будетъ замыкаться очень мало силовыхъ линій.

Чѣмъ больше будетъ магнитная индукція желѣзнаго бруска, тѣмъ больше, какъ мы видѣли, черезъ единицу площади поперечнаго сѣченія пройдетъ силовыхъ линій въ этомъ брускѣ желѣза, и чѣмъ больше будетъ площадь поперечнаго сѣченія этого бруска желѣза, тѣмъ больше пройдетъ въ общемъ силовыхъ линій черезъ него. Чѣмъ больше будетъ проникаемость пути черезъ воздухъ и желѣзо въ сравненіи съ проникаемостью пути черезъ воздухъ, тѣмъ большее число силовыхъ линій будетъ замыкаться черезъ воздухъ и желѣзо.

Однимъ словомъ, будетъ происходить то же, что и съ электрическимъ токомъ, которому представляются два пути для замыканія; а именно, большая часть тока протечетъ по пути проводника съ меньшимъ сопротивленіемъ.

Уподобляя распространеніе магнитнаго потока распространенію электрическаго тока, ввели также выраженія: магнитно движущая сила, возбуждающая магнитный силовой потокъ, и магнитное сопротивленіе, которое представляетъ ему магнитная цѣпь.

Магнитодвижущая сила въ цѣпи, какъ показываетъ теорія, а главнымъ образомъ опыты, пропорціональна суммѣ произведеній числа витковъ проволоки во всѣхъ замкнутыхъ проводникахъ, создающихъ магнитный силовой потокъ, на соответствующія этимъ проводникамъ силы токовъ (силы токовъ должны быть взяты съ положительнымъ или отрицательнымъ знаками, смотря потому, въ какомъ направленіи текутъ токи въ отдѣльныхъ замкнутыхъ проводникахъ по отношенію къ образованнымъ силовымъ линіямъ).

Магнитное сопротивленіе цѣпи опредѣляется такъ же, какъ и электрическое сопротивленіе цѣпи; оно выражается суммою сопротивленій отдѣльныхъ частей цѣпи, каждое изъ которыхъ зависитъ отъ длины разсматриваемой части, ея поперечнаго сѣченія и вещества, изъ котораго состоитъ эта часть.

Чѣмъ больше магнитная проникаемость даннаго тѣла, тѣмъ, очевидно, будетъ меньше его магнитное сопротивленіе. Затѣмъ, чѣмъ больше будетъ поперечное сѣченіе, перпендикулярное къ направленію силовыхъ линій, тѣмъ больше пройдетъ этихъ послѣднихъ черезъ данное тѣло, а, слѣдовательно, тѣмъ какъ бы меньше будетъ маг-

витное сопротивление этого послѣдняго; наконецъ, такъ какъ силовыя линіи стремятся замкнуться по возможно кратчайшему пути, то чѣмъ меньше будетъ длина пути, по которому силовыя линіи замыкаются, тѣмъ больше ихъ замкнется черезъ этотъ путь и тѣмъ, слѣдовательно, меньше будетъ магнитное сопротивление.

Итакъ, магнитное сопротивление данной части цѣпи прямо пропорціонально ея длинѣ, обратно пропорціонально поперечному сѣченію этой части, перпендикулярному направленію силовыхъ линій, и обратно пропорціонально ея магнитной проницаемости.

Если, слѣдовательно, l — обозначаетъ длину разсматриваемой части магнитной цѣпи, Q — ея поперечное сѣченіе, сдѣланное перпендикулярно къ направленію силовыхъ линій, то магнитное сопротивление w этой цѣпи выразится формулой

$$w = \frac{L}{\eta \cdot Q}.$$

Въ этой формулѣ длину l выражаютъ въ пог. см., поперечное сѣченіе Q — въ кв. см.; магнитная проницаемость $\eta = \frac{B}{H}$ есть относительное число, ибо оно показываетъ, во сколько разъ больше силовыхъ линій приходится на единицу площади поперечнаго сѣченія въ данномъ тѣлѣ, чѣмъ въ воздухѣ.

Входящій въ вычисленіе магнитнаго сопротивленія какой-либо части цѣпи коэффициентъ μ (магнитная проницаемость) и подобный коэффициенту проводимости электрическаго тока, для всѣхъ тѣлъ, называемыхъ сильно магнитными (жельзо, сталь, чугунъ, никкель, кобальтъ), не остается, какъ это будетъ для проводимости электрическаго тока, однимъ и тѣмъ же при различныхъ силахъ магнитнаго силового потока. Напротивъ, коэффициентъ μ весьма значительно измѣняется съ измѣненіемъ силы магнитнаго силового потока: сначала при малыхъ силахъ послѣдняго онъ возрастаетъ вмѣстѣ съ возрастаніемъ силы магнитнаго силового потока, а далѣе замѣтно уменьшается. По отношенію къ магнитному силовому потоку нѣтъ тѣлъ, сходныхъ съ непроводниками электрическаго тока. Если жельзо, сталь, чугунъ и другія тѣла могутъ быть названы хорошими проводниками магнитнаго силового потока, то и воздухъ и стекло, и всѣ прочія тѣла также являются проводниками такого потока. Вслѣдствіе этого происходитъ такъ называемая магнитная утечка, т.-е. распространеніе магнитныхъ силовыхъ линій изъ хорошихъ проводниковъ магнитнаго силового потока (жельзо) въ сторону, въ среду, окружающую эти тѣла. Однимъ словомъ, въ большей части случаевъ магнитный силовой потокъ уподобляется не электрическому току, протекающему по какой-либо, даже съ развѣтвленіями, металлической цѣпи, а уподобляется току, распространяющемуся по металлическимъ проводникамъ, помещеннымъ неизолированными въ проводящей жидкости.

Еще одна отличительная особенность магнитнаго силового потока сравнительно съ электрическимъ токомъ. По прекращеніи причины, вызывающей электрическій токъ, послѣдній исчезаетъ. Не то въ нѣкоторыхъ случаяхъ наблюдается въ магнитномъ силовомъ потокѣ. Какъ извѣстно, стальной или даже жельзный брусокъ, вставленный въ намагничивающую катушку, по которой протекаетъ электрическій токъ, остается намагниченнымъ, т.-е. внутри бруска остаются существующими магнитныя силовыя линіи и по прекращеніи электрическаго тока въ катушкѣ. Такимъ образомъ, воз-

бужденныя электрическимъ токомъ, магнитныя свойства въ стали и желѣзѣ сохраняются въ нихъ и тѣмъ самымъ поддерживаютъ магнитныя свойства и во вѣншемъ пространствѣ. Такое остаточное намагничиваніе тѣлъ или, лучше, такой остаточный магнитный силовой потокъ не имѣетъ ничего подобнаго себѣ въ процессахъ электрическаго тока.

Если желѣзный сердечникъ, изогнутый въ замкнутое кольцо, обмотать равномерно проволокой, то для такого кольца дѣйствительна также формула $H = \mu N$, въ которой N опредѣляется по формулѣ (19), а именно:

$$N = \frac{0,4 \pi p \cdot i}{l};$$

здѣсь p обозначаетъ опять число проволочныхъ витковъ, намотанныхъ на кольцо, i —силу тока, протекающаго по обмоткѣ, въ амперахъ, l —длину кольца, т. е. ввутьреннюю окружность, изображенную на рис. 59 пунктиромъ.

Опыты показали, что нѣтъ необходимости въ равномерномъ распредѣленіи обмотки на кольцѣ; если произведеніе $p \cdot i$ для одного и того же кольца будетъ сохранять какое-нибудь одно значеніе, то и значеніе N не будетъ мѣняться, причемъ подъ l всегда должно подразумѣвать длину кольца. Но длина кольца есть въ то же время средняя изъ длинъ путей всѣхъ силовыхъ линій, пронизывающихъ кольцо. Поэтому, мы впредь будемъ за l считать среднюю длину пути силовыхъ линій, или, что почти то же самое, длину средней силовой линіи.

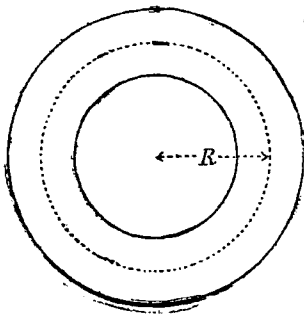


Рис. 59.

Число силовыхъ линій, пронизывающихъ кольцо, будетъ

$$N = Q B,$$

если Q —обозначаетъ площадь поперечнаго сѣченія кольца. Подставляя вмѣсто B равное ему значеніе μH , получимъ формулу:

$$N = Q \mu H = Q \mu \cdot \frac{0,4 \pi p i}{l};$$

эту формулу можно также написать въ слѣдующемъ видѣ, а именно:

$$N = \frac{0,4 \pi p i}{\mu Q}.$$

Въ этомъ видѣ формула можетъ разсматриваться, какъ законъ Ома для замкнутой магнитной цѣпи; а именно $0,4 \pi p i$ представляетъ собою магнитодвижущую силу, которая при магнитномъ сопротивленіи $\frac{l}{\mu Q}$ развиваетъ магнитный силовой потокъ N .

Если для сокращенія принять обозначеніе

$$\mathcal{F} = 0,4 \pi p i$$

и

$$\omega = \frac{l}{\mu Q};$$

то законъ Ома для замкнутой магнитной цѣпи выразится такъ:

$$\text{число силовыхъ линій} = \frac{\text{магнитодвижущей силѣ}}{\text{магнитное сопротивление}},$$

или

$$N = \frac{\mathcal{F}}{w} \dots \dots \dots (23)$$

Не должно смѣшивать магнитодвижущую силу \mathcal{F} (возбуждающую магнитный силовой потокъ) съ намагничивающей силой H , такъ какъ намагничивающая сила

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l},$$

тогда какъ магнитодвижущая сила

$$\mathcal{F} = 0,4 \pi n i,$$

слѣдовательно

$$\mathcal{F} = H \cdot l.$$

Формула (22) будетъ дѣйствительна также, если сопротивление w состоитъ изъ нѣсколькихъ слагаемыхъ, какъ это, напримеръ, имѣетъ мѣсто въ кольцѣ съ вырѣзкомъ (выемкой), рис. 60, гдѣ между концами кольца образуется воздушный промежутокъ. Въ этомъ случаѣ магнитное сопротивление составитъ изъ сопротивленія желѣза и сопротивленія воздуха.

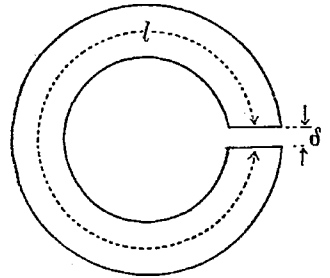


Рис. 60.

Если l —обозначаетъ длину средней силовой линіи въ желѣзѣ,

δ > > > > > > въ воздухѣ,

Q > площади поперечныхъ сѣченій желѣзнаго сердечника, а также и воздушнаго промежутка,

то $\frac{l}{\mu Q}$ будетъ магнитное сопротивление желѣза,

$\frac{\delta}{Q}$ > > > > > > воздуха, такъ какъ для воздуха

магнитная проницаемость $\mu = 1$; слѣдовательно, общее магнитное сопротивление цѣпи

$$w = \frac{l}{\mu Q} + \frac{\delta}{Q}.$$

Поэтому число возбужденныхъ силовыхъ линій

$$N = \frac{0,4 \pi n i}{\frac{l}{\mu Q} + \frac{\delta}{Q}}.$$

Если въ воздушномъ промежуткѣ (выемкѣ) между концами кольца ввести кусокъ желѣза (рис. 61), такъ чтобы образовались два узкихъ воздушныхъ промежутка, тогда общее магнитное сопротивление цѣпи составитъ изъ сопротивленія желѣзнаго кольца, сопротивленія воздуха въ обоихъ промежуткахъ и сопротивленія вставленнаго куска желѣза, а именно:

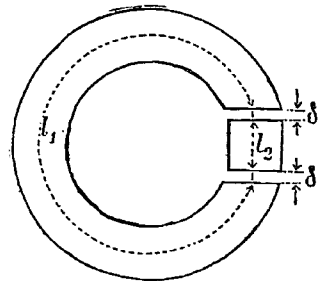


Рис. 61.

$$w = \frac{l_1}{\mu_1 Q_1} + \frac{2 \delta}{Q} + \frac{l_2}{\mu_2 Q_2}.$$

Здѣсь μ_1 и μ_2 —обозначаютъ магнитныя проницаемости желѣзныхъ сердечниковъ,
 Q_1 и Q_2 — » площади поперечныхъ сѣченій желѣзныхъ сердечниковъ,

Q —обозначаетъ площадь поперечнаго сѣченія воздушнаго промежутка.
 Число возбужденныхъ силовыхъ линій будетъ поэтому

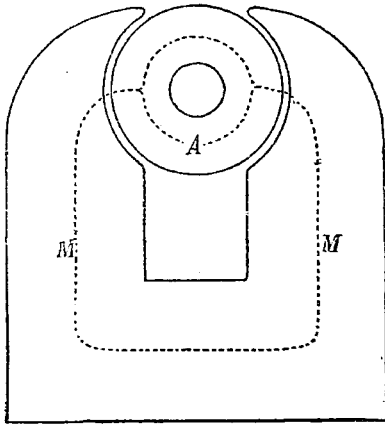


Рис. 62.

$$N = \frac{0,4 \pi i}{\frac{l}{\mu_1 Q_1} + \frac{2 \delta}{Q} + \frac{l_2}{\mu_2 Q_2}}$$

Рисунокъ 61 вполне соответствуетъ магнитной цепи динамомашинъ (рис. 62).

Сопротивленіе всей магнитной цепи складывается изъ сопротивленія сердечника якоря А (изготовленный всегда изъ мягкаго желѣза), сопротивленія сердечниковъ индуктора ММ (матеріалъ: желѣзо, чугунъ или литая сталь) и изъ сопротивленія междужелѣзнаго пространства, т. е. воздушныхъ промежутковъ между сердечникомъ якоря А и полюсными наконечниками ММ, облегающими якорь.

Принимая обозначенія:

l_a —длина средней силовой линіи въ сердечникѣ якоря,
 l_m > > > > въ сердечникахъ индуктора,
 l_1 > > > > въ междужелѣзномъ пространствѣ,
 Q_a —площадь поперечнаго сѣченія сердечника якоря,
 Q_m > > > > сердечниковъ индуктора,
 Q_1 > > > > междужелѣзнаго пространства,
 μ_a —магнитная проницаемость въ желѣзномъ сердечникѣ якоря,
 μ_m > > > > въ желѣзныхъ сердечникахъ индуктора,
 $\mu_1 = 1$ > > > > въ междужелѣзномъ пространствѣ,

получимъ число возбужденныхъ силовыхъ линій

$$N = \frac{0,4 \pi i}{\frac{l_a}{\mu_a Q_a} + \frac{l_1}{\mu_1 Q_1} + \frac{l_m}{\mu_m Q_m}}$$

Длина средней силовой линіи вычисляется приблизительно или измѣряется на рисункѣ; площадь поперечнаго сѣченія Q при непостоянномъ поперечникѣ опредѣляется среднимъ арифметическимъ изъ большаго или меньшаго сѣченій; магнитная проницаемость μ , соответствующая магнитной индукціи B , берется изъ прилагаемой графической таблицы 1.

Для поясненія вышеизложеннаго приводимъ нѣсколько задачъ.

З а д а ч и.

29) На желѣзное кольцо (рис. 63) съ среднимъ діаметромъ въ 22 см. и поперечнымъ сѣченіемъ въ 20 кв. см. намотано 400 витковъ проволоки, чрезъ которые протекаетъ токъ силою въ 5 амперъ. Опреѣлнить число силовыхъ линий возбужденныхъ въ этомъ кольцѣ.

Рѣшеніе. Изъ формулы (19), а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l},$$

опредѣлится намагничивающая сила

$$H = \frac{0,4 \pi \cdot 400 \cdot 5}{22 \pi} = 40,9.$$

Но по кривой намагниченія для желѣза (см. прилагаемую графическую таблицу 1) намагничивающей силѣ (абсциссѣ) $H = 40,9$ соотвѣтствуетъ магнитная индукція (ордината) $B = 15900$, такъ что общее число возбужденныхъ силовыхъ линий (магнитный силовой потокъ)

$$N = Q \cdot B = 20 \cdot 15900 = 318000.$$

30) Опреѣлнить число амперъ-витковъ, потребныхъ для того, чтобы въ кольцѣ, упомянутомъ въ предыдущей задачѣ (29), возбуждались 360000 силовыхъ линий.

Рѣшеніе. а) Магнитная индукція B въ кольцѣ будетъ

$$B = \frac{N}{Q} = \frac{360000}{20} = 18000.$$

Но по кривой намагниченія для желѣза (см. прилагаемую графическую таблицу 1) магнитной индукціи $B = 18000$ соотвѣтствуетъ намагничивающая сила $H = 200$. Поэтому изъ формулы (19), а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l},$$

опредѣлится число амперъ-витковъ

$$n i = \frac{H \cdot l}{0,4 \pi} = \frac{200 \cdot 22 \pi}{0,4 \pi} = 11000.$$

Слѣдовательно, искомое число амперъ-витковъ равно 11000.

Такъ какъ по даннымъ задачи извѣстно, что обмотка на кольцо состоитъ изъ 400 витковъ, то для возбужденія 360000 силовыхъ линий по обмоткѣ долженъ протекать токъ силою

$$i = 11000 : 400 = 27,5 \text{ ампера.}$$

Рѣшеніе. б) Магнитная индукція, какъ и въ случаѣ а) будетъ

$$B = \frac{360000}{20} = 18000.$$

Соотвѣтственно этому (по прилагаемой графической таблицѣ 1, значенія μ для мягкаго желѣза) магнитная проницаемость $\mu = 90$.

Поэтому магнитное сопротивленіе кольца

$$w = \frac{l}{\mu Q} = \frac{22 \pi}{90 \cdot 20} = 0,0385.$$

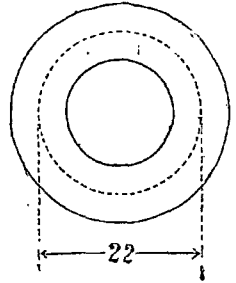


Рис. 63.

Изъ формулы (22) опредѣлится магнитодвижущая сила

$$\mathcal{F} = N \cdot w = 360000 \cdot 0,0385 = 13850.$$

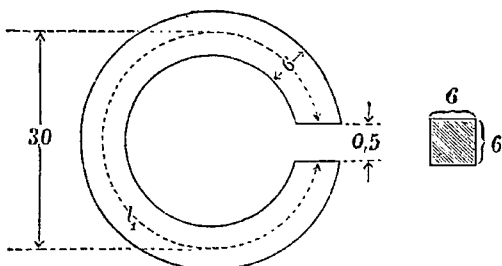
Число амперъ-витковъ опредѣлится формулой

$$\mathcal{F} = 0,4 \pi i,$$

а именно,

$$\pi i = \frac{\mathcal{F}}{0,4 \pi} = \frac{13850}{0,4 \pi} = 11000 \text{ амперъ-витковъ.}$$

31) На желѣзное кольцо (рис. 64) съ среднимъ діаметромъ въ 30 см. намотано 800 витковъ проволоки. Поперечное сѣченіе кольца представляетъ собою квадратъ,



сторона котораго равна 6 см. Въ кольцо, имѣющемъ выемку, толщиной въ 0,5 см., должно возбуждаться 500000 силовыхъ линий.

Требуется опредѣлить:

- а) магнитное сопротивление всей цѣпи,
- б) магнитодвижущую силу,
- в) число амперъ-витковъ,
- г) силу тока.

Рис. 64.

Рѣшеніе. а) Длина средней силовой линіи въ желѣзѣ

$$l_1 = 30 \pi - 0,5 = 94,245 - 0,5 = 93,745 \text{ см.}$$

Магнитная индукція въ желѣзѣ

$$B = \frac{N}{Q} = \frac{500000}{36} = 13890.$$

Соотвѣтственно этому (по прилагаемой графической таблицѣ 1, значенія μ для мягкаго желѣза) магнитная проницаемость

$$\mu = 870.$$

Поэтому магнитное сопротивление желѣза

$$w_1 = \frac{93,745}{870 \cdot 36} = 0,00299$$

и магнитное сопротивление воздуха

$$w_2 = \frac{0,5}{36} = 0,01390;$$

слѣдовательное общее сопротивление всей магнитной цѣпи

$$w = 0,00299 + 0,01390 = 0,01689.$$

б) Магнитодвижущая сила опредѣляется формулой (23), а именно:

$$N = \frac{\mathcal{F}}{w},$$

откуда магнитодвижущая сила

$$\mathcal{F} = N \cdot w = 500000 \cdot 0,01689 = 8445.$$

в) Число амперъ-витковъ опредѣляется формулой

$$\mathcal{F} = 0,4 \pi \pi i,$$

откуда число амперъ-витковъ

$$\pi i = \frac{\mathcal{F}}{0,4 \pi} = \frac{8445}{0,4 \pi} = 6700$$

г) Сила тока i определяется формулой-

$$\pi i = 6700,$$

откуда сила тока

$$i = \frac{6700}{800} = 8,375 \text{ ампера.}$$

32) Дается желѣзная станина динамомашинны. Якорь состоитъ изъ 510 кружковъ, вырѣзанныхъ изъ самаго мягкаго листового желѣза, толщиною въ 0,5 мм., а магнитная (индукторная) станина сдѣлана изъ чугуна. Длина якоря равна 30 см. Индукторная станина того же размѣра. Всѣ остальные размѣры вписаны въ рис. 65. Магнитная индукція въ якорѣ должна составлять 10000 силовыхъ линій.

Требуется опредѣлить:

- а) площадь поперечнаго сѣченія желѣзнаго сердечника якоря и возбуждаемое имъ число силовыхъ линій,
- б) площадь поперечнаго сѣченія междужелѣзнаго пространства,
- в) площадь поперечнаго сѣченія сердечниковъ индуктора,
- г) магнитную индукцію въ воздухѣ,
- д) магнитную индукцію въ сердечникахъ индуктора,
- е) длину силовой линіи въ якорѣ,
- ж) » » » въ воздухѣ,
- з) » » » въ индукторной станинѣ,
- и) магнитное сопротивление динамомашинны,
- к) магнитодвижущую силу,
- л) число амперъ-витковъ.

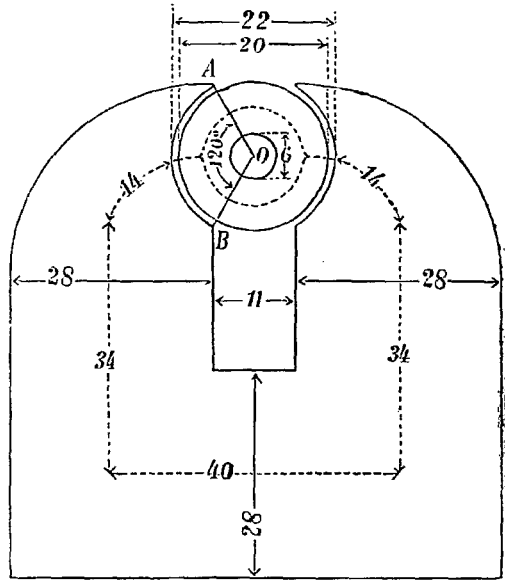
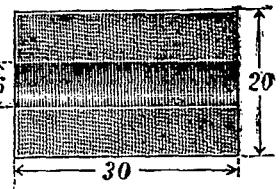


Рис. 65.

Рѣшеніе. а) На рис. 66 показано поперечное сѣченіе сердечника якоря, чрезъ который должны пройти силовыя линіи. Какъ видно изъ рисунка, поперечное сѣченіе состоитъ изъ двухъ прямоугольниковъ въ 30 см. шириной и $(20 - 6) = 14$ см. высотой. Но такъ какъ отдѣльные желѣзные кружки изолированы другъ отъ друга бумагой, то истинное поперечное сѣченіе желѣзнаго сердечника имѣетъ въ ширину только



$$510 \cdot 0,5 = 255 \text{ мм.} = 25,5 \text{ см.}$$

Рис. 66.

Поэтому въ расчетъ войдетъ величина площади желѣзнаго поперечнаго сѣченія якоря

$$Q_a = 25,5 \cdot 14 = 357 \text{ кв. см.}$$

На основаніи этого число силовыхъ линий, проходящихъ черезъ сердечникъ якоря,

$$N = Q_a \cdot V_a = 357 \cdot 10000 = 3570000.$$

б) Междужелѣзное пространство представляетъ собою также прямоугольникъ, ширина котораго равна длинѣ якоря, слѣдовательно равна 39 см. и высота котораго равна длинѣ дуги АВ (рис. 65).

Такъ какъ $\sphericalangle AOB = 120^\circ$, а радиусъ $AO = 11$ см., то длина дуги $\widehat{AB} = r \cdot \alpha$; приче́мъ α слѣдуетъ выразить длиною въ частяхъ дуги, то есть,

$$\alpha = \frac{120 \cdot 2\pi}{360} :$$

слѣдовательно, длина дуги

$$\widehat{AB} = 11 \cdot \frac{120 \cdot 2\pi}{360} = 23 \text{ см.},$$

поэтому площадь поперечнаго сѣченія междужелѣзнаго пространства

$$Q_1 = 23 \cdot 30 = 690 \text{ кв. см.}$$

в) Поперечное сѣченіе сердечниковъ индуктора есть прямоугольникъ въ 28 см. шириной и 30 см. высотой, поэтому площадь поперечнаго сѣченія сердечниковъ индуктора

$$Q_m = 30 \cdot 28 = 840 \text{ кв. см.}$$

г) Магнитная индукція опредѣляется формулой

$$B = \frac{N}{Q},$$

по которой магнитная индукція въ воздухѣ

$$B_1 = \frac{3570000}{690} = 5180.$$

д) По той же формулѣ магнитная индукція въ сердечникахъ индуктора

$$B_m = \frac{3570000}{840} = 4260.$$

е) Длина силовой линіи въ сердечникѣ якоря равна половинѣ окружности средняго діаметра $\frac{20 + 6}{2} = 13$ см., увеличенной на длину пути

$$20 - 13 = 7 \text{ см.}$$

Слѣдовательно,

$$l_a = \frac{1}{2} \pi \cdot 13 + 7 = 27,4 \text{ см.}$$

ж) Длина силовой линіи въ воздухѣ равна двойному разстоянію между сердечникомъ якоря и сердечникомъ индуктора, а именно,

$$l_1 = 2 \text{ см.}$$

з) Длина средней силовой линіи въ сердечникахъ индуктора получится приближенно изъ рис. 65, а именно:

$$l_m = 14 + 34 + 40 + 34 + 14 = 136 \text{ см.}$$

и) Магнитное сопротивленіе динамомашины состоитъ изъ сопротивленія сердечника якоря, изъ сопротивленія воздуха и изъ сопротивленія сердечниковъ индуктора; слѣдовательно:

$$w = \frac{l_a}{\mu_a Q_a} + \frac{l_1}{Q_1} + \frac{l_m}{\mu_m Q_m}.$$

По прилагаемой графической таблицѣ 1 для $B_n = 10000$, магнитная проницаемость $\mu_n = 2000$ (см. значенія μ для мягкаго желѣза); далѣе для $B_m = 4260$, магнитная проницаемость $\mu_m = 700$ (см. значенія μ для стѣраго чугуна). Поэтому, подставивъ числовыя значенія, найдемъ магнитное сопротивленіе динамомашины

$$w = \frac{27,4}{2000 \cdot 357} + \frac{2}{690} + \frac{136}{700 \cdot 840},$$

$$w = 0,0000384 + 0,0029 + 0,000232.$$

$$w = 0,0031704.$$

к) Магнитодвижущая сила опредѣляется формулой (23), а именно:

$$N = \frac{\mathcal{F}}{w},$$

откуда магнитодвижущая сила

$$\mathcal{F} \cdot N = w = 3570000 \cdot 0,0031704 = 11350.$$

д) Число амперъ-витковъ опредѣляется формулой

$$\mathcal{F} = 0,4 \pi n i,$$

откуда число амперъ-витковъ

$$n i = \frac{\mathcal{F}}{0,4 \pi} = \frac{11350}{0,4 \pi} = 9040$$

Эти 9040 амперъ-витковъ распредѣляются на два сердечника индуктора, слѣдовательно, на каждый сердечникъ индуктора приходится по 4520 амперъ-витковъ.

Если требуется послать черезъ сердечникъ якоря динамомашины N силовыхъ линий, то для этого надо возбудить въ сердечникахъ индуктора $N_m = \nu \cdot N$ силовыхъ линий, такъ какъ не все возбужденныя силовыя линіи пройдутъ черезъ сердечникъ якоря, но еще часть ихъ направится по другому пути. Множитель ν называютъ «коэффициентомъ магнитной утечки». Онъ зависитъ отъ формы динамомашины и для рассматриваемой динамомашины можно принять коэффициентъ $\nu = 1,4$. Утечка (разсѣиваніе силовыхъ линій) въ предстоящемъ расчетѣ при опредѣленіи числа $n i$ амперъ-витковъ не принята во вниманіе, и потому полученное число $n i$ амперъ-витковъ сравнительно меньше, чѣмъ это въ дѣйствительности необходимо при настоящихъ данныхъ задачи.

Роккинсонъ (Horkinson) видоизмѣняетъ формулу

$$N = \frac{\mathcal{F}}{\frac{l_a}{\mu_a Q_a} + \frac{l_1}{Q_1} + \frac{l_m}{\mu_m Q_m}}$$

исключивъ знаменателя дроби, послѣ чего получается слѣдующая формула:

$$\frac{N l_a}{\mu_a Q_a} + \frac{N l_1}{Q_1} + \frac{N l_m}{\mu_m Q_m} = \mathcal{F}.$$

Правая сторона этой формулы представляетъ магнитодвижущую силу, возбуждающую въ магнитной цѣпи число N силовыхъ линий; поэтому и каждое слагающее лѣвой части этой формулы должно также представлять собою магнитодвижущую силу, а именно: первый членъ $\frac{N l_a}{\mu_a Q_a}$ — представляетъ величину магнитодвижущей силы, потребной для возбужденія въ сердечникъ якоря числа N силовыхъ линий; второй членъ $\frac{N l_1}{Q_1}$ представляетъ величину магнитодвижущей силы, потребной для того,

чтобы чрезъ междужелѣзное (воздушное) пространство прошло также число N силовыхъ линий и, наконецъ, третій членъ $\frac{N l_m}{\mu_m Q_m}$ представляетъ величину магнитодвижущей силы, потребной и достаточной для того, чтобы чрезъ сердечники индуктора прошло то же число N силовыхъ линий. Наоборотъ, если должно въ сердечникахъ индуктора возбуждаться число N_m силовыхъ линий, то для этого, слѣдовательно, требуется магнитодвижущая сила равная по величинѣ

$$\frac{N_m l_m}{\mu_m Q_m}$$

Но, какъ уже извѣстно,

$$\frac{N}{Q_a} = B_a; \quad \frac{N}{Q_1} = B_1; \quad \frac{N_m}{Q_m} = B_m;$$

принимая во вниманіе магнитную утечку силовыхъ линий, получимъ, слѣдовательно:

$$\frac{B_a l_a}{\mu_a} + B_1 \cdot L_1 + \frac{B_m l_m}{\mu_m} = \mathcal{F}.$$

Такъ какъ $\frac{B}{\mu} = H$ или $\frac{B_a}{\mu_a} = H_a$ и $\frac{B_m}{\mu_m} = H_m$, то видоизмѣненная формула по Голкинсону приметъ слѣдующій окончательный видъ:

$$H_a l_a + B_1 \cdot l_1 + H_m l_m = \mathcal{F} \dots \dots \dots (23a)$$

Здѣсь значенія H берутся изъ кривой намагниченія прилагаемой графической таблицы 1.

33) Опредѣлить величину магнитодвижущей силы и число амперъ-витковъ динамомшины, рассмотрѣнной въ предыдущей задачѣ (32), если принять коэффициентъ магнитной утечки $\nu = 1,4$.

Рѣшеніе. Въ предыдущей задачѣ (32) уже были опредѣлены величины магнитной индукціи въ сердечникѣ якоря и въ воздухѣ, а именно:

$$B_a = 10000 \text{ и } B_1 = 5180.$$

Здѣсь же магнитная индукція въ сердечникахъ индуктора

$$B_m = \frac{1,4 \cdot 3570000}{840} = 5950.$$

При $B_a = 10000$ по кривой намагниченія для мягкаго желѣза соотвѣтствуетъ $H_a = 5$, а при $B_m = 5950$ » » » » » чугуна » $H_m = 20$.

Такъ какъ $l_a = 27,4$ см., $l_1 = 2$ см., $l_m = 136$ см., поэтому магнитодвижущая сила

$$\mathcal{F} = 5 \cdot 27,4 + 5180 \cdot 2 + 20 \cdot 136,$$

$$\mathcal{F} = 137 + 10360 + 2720,$$

$$\mathcal{F} = 13217.$$

Число амперъ-витковъ для обоихъ сердечниковъ индуктора

$$ni = \frac{13217}{0,4 \pi} = 10500;$$

слѣдовательно, на каждый сердечникъ индуктора приходится по 5250 амперъ-витковъ.

34) Электродвигатель имѣетъ показанныя на рис. 67 размѣры. Чрезъ сердечникъ якоря должно пройти число силовыхъ линий $N = 950000$. При данной формѣ индуктора можно принять коэффициентъ магнитной утечки $\nu = 1,2$. Опредѣлить число амперъ-витковъ, потребныхъ для возбужденія указаннаго числа силовыхъ линий.

Рѣшеніе. Какъ видно изъ рис. 67, разсматриваемый якорь представляетъ собою, такъ называемый, зубчатый якорь, т. е. такой, въ которомъ имѣются прямоугольные пазы (желобки), служащіе для помѣщенія проволоочной обмотки.

Этимъ достигается то, что междужелезное пространство имѣеть сравнительно очень небольшіе размѣры и вслѣдствіе этого число амперъ-витковъ значительно уменьшается. Якорь разсматриваемой динамомашины составленъ изъ 262 кружковъ, вырѣзанныхъ изъ мягкаго листового желѣза, толщиной въ 0,5 мм., изолированныхъ другъ отъ друга тонкой бумагой, такъ что вся длина сердечника якоря составляетъ 15 см.; ширина

обѣихъ полюсныхъ надетавокъ, облегающихъ якорь, также равна 15 см., между тѣмъ какъ ширина остальной чугунной станины равна 27,1 см. Всѣ силовыя линіи, исходящія отъ одного полюса магнита и входящія въ якорь, проходятъ чрезъ, стоящіе между каждыми двумя (желобками) пазами, зубцы и тогда только направляются чрезъ сердечникъ якоря. Поперечное сѣченіе сердечника якоря (рис. 68) состоитъ изъ двухъ прямоугольничковъ въ

$262 \cdot 0,5 = 131$ мм. вышины
и $120 - 2 \cdot 12 = 25 = 71$ мм. ширины.

Слѣдовательно, площадь поперечнаго сѣченія сердечника якоря

$$Q_a^k = 7,1 \cdot 13,1 = 93 \text{ кв. см.},$$

поэтому магнитная индукція въ сердечникѣ якоря

$$B_a^k = \frac{950000}{93} = 10300.$$

Силовыя линіи входятъ въ сердечникъ якоря чрезъ зубцы, лежащіе внутри центральнаго угла α , включаемаго полюсной надетавкой. Этотъ центральный уголъ опредѣляется уравненіемъ:

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\frac{9,1}{2}}{\frac{12,4}{2}} = 0,734,$$

откуда

$$\frac{\alpha}{2} = 47^\circ \text{ или } \alpha = 94^\circ.$$

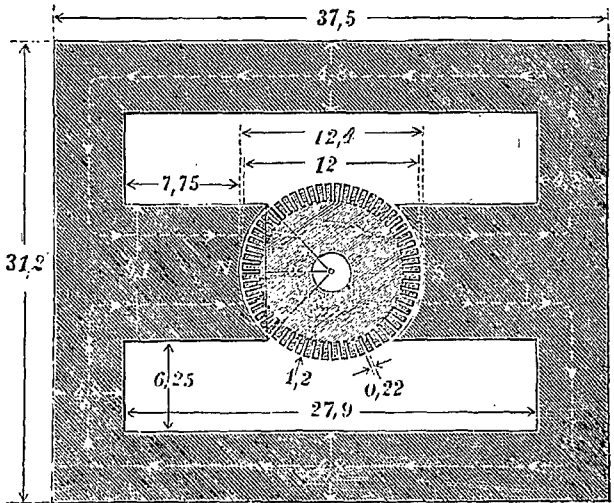


Рис. 67.

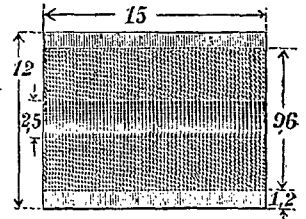


Рис. 68.

Такъ какъ въ сердечникѣ якоря имѣется 60 желобковъ, а слѣдовательно и 60 зубцовъ, то въ центральномъ углѣ въ 94° распредѣляются

$$\frac{94 \cdot 60}{360} = 15,7 \text{ зубцовъ.}$$

Среднее поперечное сѣченіе всѣхъ зубцовъ будетъ прямоугольникъ, имѣющій въ длину

$$\pi \cdot (12 - 1,2) - 60 \cdot 0,22 = 20,8 \text{ см.}$$

и въ вышину

$$262 \cdot 0,5 = 131 \text{ мм.},$$

слѣдовательно, поперечное сѣченіе всѣхъ зубцовъ представляетъ площадь въ

$$20,8 \cdot 13,1 = 272 \text{ кв. см.},$$

поэтому площадь поперечнаго сѣченія 15,7 зубцовъ, распредѣленныхъ въ центральномъ углѣ, будетъ:

$$Q_a^z = \frac{272 \cdot 15,7}{60} = 71,4 \text{ кв. см.};$$

поэтому магнитная индукція въ зубцахъ

$$B_a^z = \frac{950000}{71,4} = 13300.$$

Междужелѣзное пространство имѣетъ въ поперечномъ сѣченіи площадь

$$Q_1 = \frac{94 \cdot 2 \pi \cdot 6,1 \cdot 15}{360} = 150 \text{ кв. см.},$$

поэтому магнитная индукція въ междужелѣзномъ (воздушномъ) пространствѣ

$$B_1 = \frac{1140000}{15 \cdot 9,1} = 8360.$$

Начиная отъ полюсныхъ надставокъ силовыя линіи раздваиваются, а именно, одна половинна проходитъ чрезъ верхнюю соединительную плиту (яро), а другая чрезъ нижнюю фундаментную плиту. Поперечное сѣченіе каждой такой части представляетъ также прямоугольникъ въ 4,8 см. шириной и 27,1 см. вышиной, слѣдовательно площадь поперечнаго сѣченія индукторной станины.

$$Q_g = 4,8 \cdot 27,1 = 130 \text{ кв. см.};$$

поэтому магнитная индукція въ индукторной станинѣ

$$B_g = \frac{1140000}{2 \cdot 130} = 4390.$$

Длина силовыхъ линій проце всего измѣряется на рис. 67, а именно, длина силовой линіи

въ сердечникѣ якоря $l_a^k = 9,5$ см. (приближенно),

въ зубцѣ якоря $l_a^z = 2 \cdot 1,2 = 2,4$ см.,

въ воздухѣ $l_1 = 2 \cdot 0,2 = 0,4$ см.,

въ полюсныхъ надставкахъ $l_p = 2 \cdot 8 = 16$ см.

въ индукторной станинѣ $l_g = \frac{4,8}{2} + \frac{9,1}{4} + 6,25 + \frac{4,8}{2} + \frac{4,8}{2} + 27,9$
 $+ \frac{4,8}{2} + \frac{4,8}{2} + 6,25 + \frac{9,1}{4} + \frac{4,8}{2},$

или

$$l_g \cong 60 \text{ см. (округленно).}$$

Кривыя намагниченія на прилагаемой графической таблицѣ 1 даютъ магнитную индукцію B и намагничивающую силу H , а именно:

$$\left. \begin{array}{l} B_a^k = 10300, \quad H_a^k = 6. \\ B_a^z = 13300, \quad H_a^z = 13,5 \\ B_p = 8360, \quad H_p = 96 \\ B_g = 4390, \quad H_g = 7 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{для} \\ \text{мягкаго желѣза} \\ \text{для} \\ \text{сѣраго чугуна.} \end{array}$$

Поэтому магнитодвижущая сила

$$\begin{aligned} \mathcal{F} &= H_a^k \cdot l_a^k + B_a^z \cdot l_a^z + B_1 \cdot l_1 + H_p \cdot l_p + H_g \cdot l_g \\ &= 6 \cdot 9,5 + 13,5 \cdot 2,4 + 6330 \cdot 0,4 + 96 \cdot 16 + 7 \cdot 60 \\ &= 57 + 32,4 + 2532 + 1536 + 420, \\ \mathcal{F} &= 4577,4. \end{aligned}$$

Искомое число амперъ-витковъ

$$ni = \frac{4577,4}{0,4 \pi} = 3644.$$

Въ разсматриваемой выполненной динамомашинѣ (электродвигателѣ) на каждую катушку индуктора намотано по $43 \cdot 36 = 1548$ витковъ, слѣдовательно, вся обмотка на обоихъ катушкахъ индуктора состоитъ изъ 3096 витковъ.

Вслѣдствіе этого сила тока

$$i = \frac{3644}{3096} = 1,17 \text{ ампера;}$$

этотъ результатъ подтверждается слѣдующими измѣреніями*).

Въ виду того, что магнитодвижущая сила, необходимая для возбужденія въ сердечникѣ якоря силовыхъ линій, именно равная $57 + 32,4 = 89,4$, сравнительно съ общей магнитодвижущей силой весьма мала, то при опредѣленіи длины пути силовыхъ линій не встрѣчается крайней необходимости добиваться большой точности; въ этомъ случаѣ можно довольствоваться приближеннымъ результатомъ.

Если намагничивать замкнутое желѣзное кольцо посредствомъ электрическаго тока, протекающаго по виткамъ проволоки, равномерно намотанной на кольцо, то силовыя линіи размѣстятся концентрическими (одноцентренными) окружностями внутри кольца. Кольцо не обнаруживаетъ въ сердечника никакихъ магнитныхъ дѣйствій. Въ самомъ дѣлѣ, поднося это кольцо къ одному, затѣмъ къ другому полюсу магнитной стрѣлки, опытъ показываетъ, что кольцо притягиваетъ одинаково оба полюса магнитной стрѣлки, т. е. дѣйствуетъ на магнитную стрѣлку совершенно такъ же, какъ дѣйствуетъ на нее ненамагниченное желѣзо.

Въ данномъ случаѣ при замкнутомъ кольцѣ всѣ силовыя линіи сосредоточиваются исключительно внутри кольца, ни одна силовая линія не выходитъ наружу его, вслѣдствіе чего и не возбуждается магнитнаго поля въ этомъ кольцѣ. Такимъ образомъ въ нашемъ распоряженіи имѣется безъ полюсныхъ магнитъ.

*) Этотъ электродвигатель выполненъ въ мастерской технического училища въ Митвейдѣ; на прилагаемой таблицѣ 2 помѣщено детальное изображеніе упомянутаго электродвигателя.

Но если теперь въ этомъ кольцѣ сдѣлать двумя параллельными сѣченіями поперечную щель, такъ, чтобы оставался неширокій промежутокъ воздуха, то въ мѣстахъ сѣченія кольца образуются магнитные полюсы: одинъ южный полюсъ, а другой сѣверный полюсъ, причѣмъ внесенная въ образовавшійся такимъ образомъ воздушный промежутокъ сѣверномагнитная масса оттолкнется отъ сѣвернаго полюса и притянется къ южному. Опредѣлимъ теперь силу, съ которой происходитъ это притяженіе и отталкиваніе.

Пусть m —обозначаетъ магнитную массу сѣвернаго полюса, распределенную равномерно по всей площади сѣченія NN (рис. 69); тогда отъ этой магнитной массы m исходятъ $4 \pi m$ силовыхъ линій (ср. стр. 45). Эти силовыя линіи размѣстятся равномерно по всей площади сѣченія, величину которой обозначимъ черезъ Q . Поэтому на единицу площади плотность силовыхъ линій (магнитнаго силового потока) будетъ

$$B = \frac{4 \pi m}{Q}.$$

Плотность магнитнаго силового потока (или также магнитная индукція), согласно стр. 45, — это та сила въ динахъ, съ которой перемѣщается единица сѣверномагнитной массы по направленію силовыхъ линій. Слѣдовательно, если въ междужелѣзномъ (воздушномъ) пространствѣ $NNSS$ будетъ находиться единица сѣверномагнитной массы, то она подвергнется дѣйствию силы по направленію силовыхъ линій и равной по величинѣ

$$B = \frac{4 \pi m}{Q} \text{ динъ.}$$

Эта сила складается изъ дѣйствій отталкиванія сѣвернаго полюса NN и притяженія южнаго полюса SS . Такъ какъ общая сила $\frac{4 \pi m}{Q}$ не зависитъ отъ разстоянія единицы сѣверной магнитной массы отъ полюса, то это ея значеніе $\frac{4 \pi m}{Q}$ не измѣнится, если единица магнитной массы будетъ находиться посреди между обоими полюсами. Но въ послѣднемъ случаѣ сила отталкиванія сѣвернаго полюса и сила притяженія южнаго полюса равны между собою, а слѣдовательно сила отталкиванія, проявляемая однимъ только сѣвернымъ полюсомъ на единицу магнитной массы, будетъ равна

$$\frac{2 \pi m}{Q}.$$

При замѣнѣ единицы сѣверной магнитной массы единицей южной магнитной массы, вмѣсто отталкиванія произойдетъ притяженіе, но величина силы дѣйствія остается та же самая, а именно, $\frac{2 \pi m}{Q}$, причѣмъ эта формула дѣйствительна для любого положенія единицы магнитной массы внутри воздушнаго пространства. Поэтому, если единица южной магнитной массы будетъ находиться на самой площади SS , то сѣверный полюсъ притянетъ единицу южной массы съ силой $\frac{2 \pi m}{Q}$.

Но вся площадь SS состоитъ изъ m единицъ южной магнитной массы, слѣдовательно, сила съ которой сѣверный полюсъ NN притягиваетъ южный полюсъ SS , будетъ

$$P = \frac{2 \pi m}{Q} \cdot m.$$

Эту формулу можно преобразовать, введя вмѣсто магнитной массы m величину B магнитной индукціи въ воздушномъ пространствѣ.

Но такъ какъ магнитная индукція

$$B = \frac{4 \pi m}{Q}$$

выражала число силовыхъ линий, проходящихъ черезъ 1 кв. см. въ воздушномъ пространствѣ, то отсюда выводимъ

$$m = \frac{QB}{4 \pi},$$

и слѣдовательно

$$P = \frac{2 \pi}{Q} \cdot \left(\frac{QB}{4 \pi} \right)^2,$$

или

$$P = \frac{B^2 \cdot Q}{8 \pi} \text{ динь} \dots \dots \dots (24)$$

Эту силу можно выразить въ килограммахъ, если вспомнить (см. стр. 16), что 981 динь = 1 грамму;

поэтому

$$981000 \text{ динь} = 1000 \text{ гр.} = 1 \text{ кгр.}$$

Слѣдовательно, если лѣвую часть формулы (24) раздѣлить на 981000, тогда получится подъемная сила P магнита въ килограммахъ, а именно:

$$P = \frac{B^2 \cdot Q}{8 \pi \cdot 981000} \text{ кгр.}$$

Этой формулой опредѣляется подъемная сила магнитовъ всѣхъ родовъ.

Для поясненія этой формулы приводимъ слѣдующій примѣръ:

На рис. 70 изображаетъ MM подковообразный магнитъ и A прилегающій къ нему якорь изъ мягкаго желѣза. Поперечное сѣченіе колѣнъ магнита составляетъ 10 кв. см., а плотность силового потока (магнитная индукція) въ колѣнахъ магнита $B = 15000$. Опредѣлить наибольшую нагрузку, которую въ состояніи удерживать якорь.

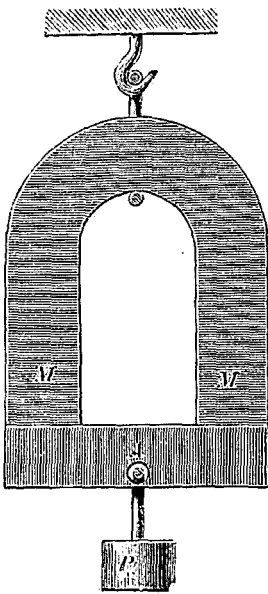


Рис. 70.

Рѣшеніе. Величина силы, съ которой якорь притягивается къ каждому колѣну магнита, опредѣляется формулой

$$P = \frac{B^2 \cdot Q}{8 \pi \cdot 981000} \text{ кгр.},$$

поэтому искомая наибольшая нагрузка

$$P = 2 \cdot \frac{B^2 \cdot Q}{8\pi \cdot 981000} \cdot \frac{2 \cdot 15000^2 \cdot 10}{8\pi \cdot 981000} = 184 \text{ кгр.}$$

Теперь становится понятнымъ, почему подъемная сила постоянного подковообразнаго магнита увеличивается болѣе чѣмъ вдвое отъ того, если якорь будетъ прилегать къ обоимъ колѣнамъ подковообразнаго магнита, вмѣсто одного. Хотя общее число пронизывающихъ магнитъ силовыхъ линій остается то же, съ якоремъ ли онъ или безъ него, но, какъ видно, изъ сравненія рис. 36 и 38 (стр. 47 и 48), въ первомъ изъ приведенныхъ случаевъ (рис. 36) почти всѣ силовыя линіи проходятъ чрезъ площади полюсовъ и якорь, а въ послѣднемъ (рис. 38), напротивъ того, гораздо меньшее число силовыхъ линій проходитъ чрезъ площади полюсовъ, такъ какъ больша́я часть ихъ уже разсѣивается между колѣнами магнита, не доходя до полюсовъ. Слѣдовательно, изъ этого вытекаетъ заключеніе, что если якорь будетъ прилегать къ обоимъ полюсамъ подковообразнаго магнита, то магнитная индукція B въ площади полюса должна быть, несомнѣнно, гораздо значительнѣе, чѣмъ если якорь будетъ прилегать только къ одному полюсу подковообразнаго магнита.

Но такъ какъ подъемная сила увеличивается съ квадратомъ величины магнитной индукціи, то-есть съ B^2 (ср. формулу 24), а потому подъемная сила одного колѣна подковообразнаго магнита будетъ гораздо значительнѣе, если якорь будетъ прилегать къ обоимъ полюсамъ, чѣмъ если только къ одному, а именно, подъемная сила двухъ колѣнъ подковообразнаго магнита превышаетъ двойную подъемную силу одного колѣна.

Въ значительно большемъ размѣрѣ увеличится подъемная сила въ подковообразномъ электромагнитѣ при одинаковомъ числѣ амперъ-втковъ, если якорь будетъ прилегать къ обоимъ полюсамъ электромагнита, чѣмъ если только къ одному изъ нихъ. Въ самомъ дѣлѣ, если якорь будетъ прилегать къ двумъ полюсамъ, то общее сопротивленіе всей магнитной цѣпи составляетъ только изъ сопротивленія желѣза, и поэтому будетъ весьма мало.

Возбужденное при этомъ число магнитныхъ силовыхъ линій, опредѣляемое формулой

$$N = \frac{0,4 \pi (ni)}{w},$$

будетъ очень велико, а потому и магнитная индукція $B = \frac{N}{Q}$ въ площадяхъ полюсовъ также будетъ соотвѣтственно велика.

Если же, наоборотъ, якорь будетъ прилегать только къ одному полюсу электромагнита, то магнитное сопротивленіе цѣпи составитъ изъ сопротивленія желѣза и изъ магнитнаго сопротивленія воздушнаго пространства между якоремъ и другимъ свободнымъ полюсомъ. Такъ какъ послѣднее сопротивленіе гораздо больше, чѣмъ сопротивленіе только одного чистаго желѣза, то и число магнитныхъ силовыхъ линій, а также и магнитная индукція, конечно, будутъ соотвѣтственно тоже слабѣе.

Если, напримѣръ, магнитное сопротивленіе воздуха въ 5 разъ больше магнитнаго сопротивленія чистаго желѣза, то:

въ первомъ случаѣ (одно желѣзо) число силовыхъ линій

$$N = \frac{0,4 \pi n i}{w}$$

и во второмъ случаѣ (желѣзо и воздухъ) число силовыхъ линій

$$N' = \frac{0,4 \pi n i}{6 w},$$

а слѣдовательно

$$N' = \frac{N}{6},$$

а также

$$B' = \frac{B}{6};$$

поэтому подъемная сила этого электромагнита будетъ:

а) при якорѣ, прилегающемъ къ обоимъ полюсамъ,

$$P = 2 \cdot \frac{B^2 Q}{8 \pi},$$

б) при якорѣ, прилегающемъ только къ одному полюсу,

$$P' = \frac{\left(\frac{B}{6}\right)^2 \cdot Q}{8 \pi},$$

откуда

$$\frac{P}{P'} = 72,$$

т. е. подъемная сила электромагнита съ якоремъ, прилегающимъ къ обоимъ полюсамъ будетъ въ 72 раза больше, чѣмъ съ якоремъ, прилегающимъ только къ одному полюсу.

Вышеприведенную формулу

$$P = \frac{B^2 \cdot Q}{8 \pi \cdot 981000} \text{ кгр.}$$

можно рѣшить также относительно B , и тогда получится магнитная индукція B въ поперечномъ сѣченіи полюсовъ до отрыванія якоря.

Если бы еще опредѣлять намагничивающую силу H , то явилась бы возможность построить кривую намагниченія для испытываемаго желѣзнаго бруска.

Рѣшая послѣднюю формулу относительно B , найдемъ

$$B = \sqrt{\frac{P}{Q} \cdot 8 \pi \cdot 981000} = 4963 \sqrt{\frac{P}{Q}}.$$

Сильванусъ Томпсонъ (S. Thompson) устроилъ для этого способа приборъ и назвалъ его измѣрителемъ магнитной проницаемости.

Этотъ приборъ состоитъ изъ массивной желѣзной оправы прямоугольной формы, снабженной выемкою для помѣщенія намагничивающей катушки (рис. 71).

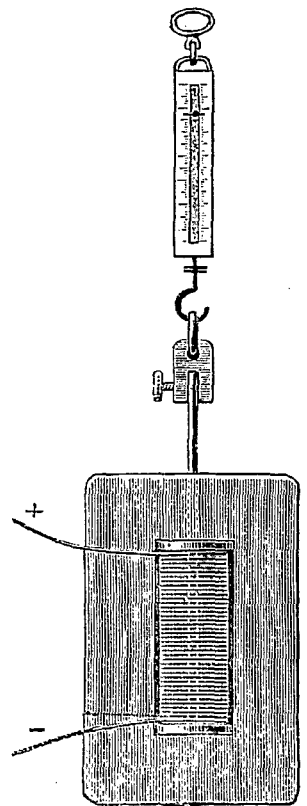


Рис. 71.

Желѣзная оправа имѣетъ 30 см. въ длину, 16,5 см. въ ширину и 7,5 см. въ толщину. Одинъ конецъ оправы имѣетъ отверстіе для того, чтобы туда могъ вставляться испытуемый желѣзный брусокъ. Для испытанія берется тонкій брусокъ около 0,3 метра длиною; сръзъ одного изъ концовъ бруска долженъ быть тщательно обработанъ. Какъ только испытуемый брусокъ будетъ помѣщенъ внутри намагничивающей катушки съ пропущеннымъ по ей обмоткѣ электрическимъ токомъ, такъ тотчасъ же брусокъ плотно притянется своимъ нижнимъ концомъ къ желѣзной оправѣ и оторвется при помощи пружинныхъ вѣсовъ. Длина намагничивающей катушки, на которую намотана проволока, составляетъ 13,64 см., а число витковъ обмотки составляетъ 371. Толщина (поперечное сѣченіе) проволоки выбирается такою, чтобы допустимая плотность тока составляла 30 амперъ.

Для опредѣленія величины H служить известная уже формула, а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l} = \frac{0,4 \pi \cdot 371}{13,64} \cdot i,$$

или

$$H = 34 i.$$

Слѣдовательно, при силѣ тока

$$i = 30 \text{ амперъ},$$

получится намагничивающая сила

$$H = 34 \cdot 30 = 1020.$$

Для опредѣленія величины B магнитной индукціи служитъ формула:

$$B = 4963 \sqrt{\frac{P}{Q}} + H \dots \dots \dots (25)$$

Въ этой формулѣ приходится считаться съ слагаемымъ H правой ея части, такъ какъ въ приборѣ намагничивающая катушка не измѣняетъ своего положенія, а отрывается только желѣзный брусокъ.

Поэтому сила притяженія (натяженіе пружинныхъ вѣсовъ) соответствуетъ разности величинъ B и H , то есть $(B - H)$.

Примѣръ. Опредѣлить значенія намагничивающей силы H , магнитной индукціи B и магнитной проницаемости μ , если по обмоткѣ намагничивающей катушки протекаетъ токъ силою въ 25 амперъ, и испытуемый брусокъ, представляя въ поперечномъ сѣченіи квадратъ со стороною, равною 64 см., отрывается при натяженіи пружинныхъ вѣсовъ въ 5,7 кгр.

Рѣшеніе. Изъ вышеприведенной формулы

$$H = 34 i$$

опредѣлится намагничивающая сила

$$H = 34 \cdot 25 = 850.$$

Изъ вышеприведенной формулы

$$B = 4963 \sqrt{\frac{P}{Q}} + H$$

опредѣлится магнитная индукція

$$B = 4963 \sqrt{\frac{5,7}{(0,64)^2}} + 850 = 19350.$$

Наконецъ, изъ формулы

$$B = \mu \cdot H$$

опредѣлится магнитная проницаемость

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{19350}{850} = 22,8.$$

Разсмотримъ теперь взаимодействія двухъ электрическихъ токовъ. Для этой цѣли будемъ пользоваться приборомъ, представленнымъ на рис. 72.

На штативѣ подвѣшенъ проводникъ А В С D, имѣющій форму прямоугольника, не замкнутого наверху; мѣдная проволока, изъ которой приготовленъ этотъ прямоугольникъ, отогнута подъ прямымъ угломъ наверху и затѣмъ оба конца проволоки

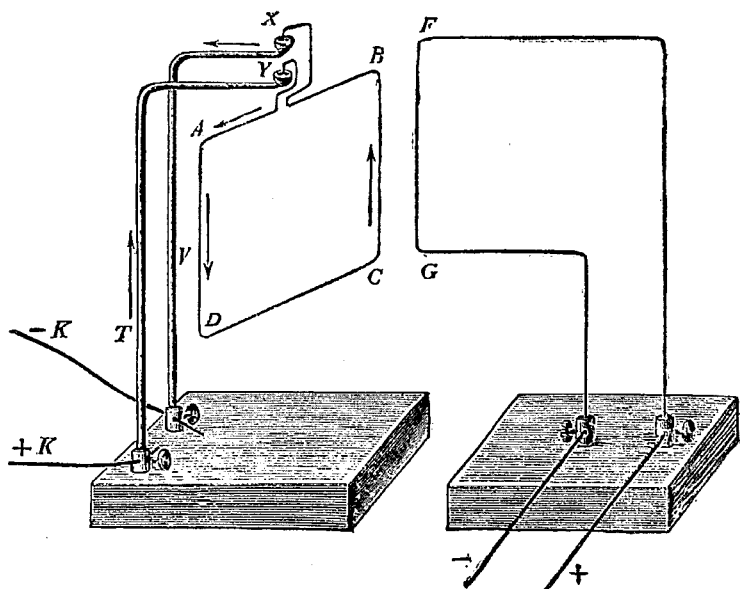


Рис. 72.

согнуты въ видѣ дужекъ и заострены. На этихъ остріяхъ прямоугольникъ покоится въ двухъ маленькихъ металлическихъ чашечкахъ, наполненныхъ ртутью. При помощи колонокъ Т и V штатива эти ртутныя чашечки могутъ быть соединены съ полюсами $+K$ и $-K$ источника электрическаго тока, и, слѣдовательно, по подвѣшенному проводнику А В С D можетъ быть пропущенъ электрическій токъ. Колонки Т и V штатива могутъ вращаться у своего основанія, причемъ, такъ какъ одна изъ нихъ покорооче, а другая подлиннѣе, то ртутныя чашечки могутъ приводиться въ такое положеніе, что обѣ будутъ находиться въ одной вертикали.

Если соединить какой-нибудь источникъ электрическаго тока съ обоими зажимами $+K$ и $-K$, причемъ положительный полюсъ источника тока съ $+K$, то по прямоугольнику А В С D, могущему вращаться около вертикальной оси, проведенной черезъ Х Y, протечетъ токъ по направленію указанному на рис. 72 стрѣлками.

Если по замыканіи тока поднести къ правой вертикальной сторонѣ СВ подвижнаго прямоугольника параллельно вертикальный неподвижный проводникъ FG, введенный вмѣстѣ съ подвижнымъ прямоугольнымъ проводникомъ въ одну и ту же дѣльи тока, то проводникъ СВ притянется поднесеннымъ проводникомъ и прямоугольникъ повернется; если же при помощи имѣющагося на штативѣ коммутатора (токотвращателя) измѣнить направленіе тока въ проводникѣ FG на противоположное, то проводникъ СВ оттолкнется поднесеннымъ проводникомъ FG и прямоугольникъ также повернется, но въ обратную сторону.

Изъ разсмотрѣннаго выводится слѣдующее заключеніе:

Два проводника электрическаго тока взаимно притягиваются, когда они параллельны между собою и токи, протекающіе по нимъ, направлены въ одну и ту же сторону. Два проводника электрическаго тока взаимно отталкиваются, когда они параллельны между собою, но при этомъ токи, протекающіе по нимъ, направлены въ прямо-противоположныя стороны.

Это соотношеніе между двумя параллельными проводниками тока можно также вывести, если разсматривать по гипотезѣ Фарадея, магнитныя силовыя линіи, какъ причину явленій притяженія и отталкиванія.

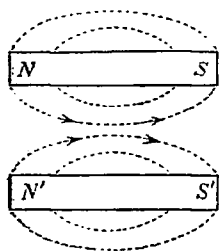


Рис. 73.

На рис. 73 изображены два магнита NS и N'S', отталкивающихъ между собою, по причинѣ расположенія одноименныхъ полюсовъ по одну сторону. Изъ рис. 73 явствуетъ, что силовыя линіи обоихъ магнитовъ одинаковаго направленія; поэтому и здѣсь мы получаемъ первое положеніе:

Магнитныя силовыя линіи одинаковаго направленія взаимно отталкиваются.

На рис. 74 одноименные полюсы магнитовъ расположены въ разныя стороны, слѣдовательно такіе магниты, какъ извѣстно, будутъ взаимно притягиваться и ихъ силовыя линіи будутъ имѣть противоположныя направленія. Этотъ случай подтверждаетъ второе положеніе:

Магнитныя силовыя линіи противоположнаго направленія взаимно притягиваются.

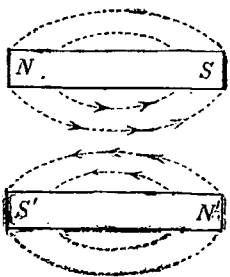


Рис. 74.

На рис. 75 кружки а и в изображаютъ поперечныя сѣченія двухъ проволокъ, по которымъ протекаетъ токъ по направленію отъ наблюдателя; слѣдовательно, такіе токи параллельны и одинаковаго направленія, а силовыя линіи этихъ токовъ принимаютъ видъ концентрическихъ (одноцентренныхъ) окружностей (ср. стр. 49, рис. 40), которыя между обѣими проволоками а и в имѣютъ взаимно противоположныя направленія. Поэтому силовыя линіи испытаютъ взаимное притяженіе, вслѣдствіе чего и проволоки также взаимно притянутся. Наоборотъ, если въ проволокаѣ а токъ будетъ течь по направленію отъ наблюдателя, а въ проволокаѣ в токъ будетъ течь по направленію къ наблюдателю (рис. 76), то силовыя линіи между проволоками а и в, будучи одинаковаго направленія, должны взаимно оттолкнуться.

Подтвержденіе этихъ выводовъ мы находимъ, между прочимъ, въ известномъ опытѣ съ прыгающею спиралью.

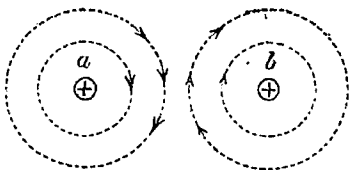


Рис. 75.

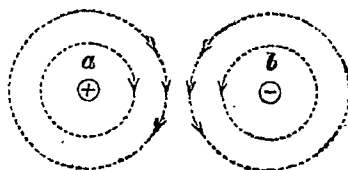


Рис. 76.

На приборѣ, изображенномъ на рис. 77, какъ нельзя лучше наблюдается явленіе взаимнаго притяженія между параллельными токами одинаковаго направленія.

Къ колѣну, загнутому подъ прямымъ угломъ, металлическаго стержня, снабженнаго съ одной стороны подвижнымъ винтомъ, а съ другой стороны, могущаго двигаться въ муфтѣ съ зажимомъ, подвѣшивается накрѣпко своимъ верхнимъ концомъ проволочная спираль. Нижній конецъ этой спирали опускается до прикасанія съ поверхностью ртути, налитой въ небольшую чашечку, поставленную подъ нижній конецъ спирали. Если пропустить чрезъ стержень электрическій токъ, то онъ, обтекая спираль, вытекаетъ опять чрезъ ртуть и такимъ образомъ протекаетъ по всемъ виткамъ спирали въ одномъ и томъ же направленіи. При этомъ спираль начинаетъ попеременно стягиваться въ направленіи своей оси и вновь расправляется, во все время, пока по спирали протекаетъ токъ. Сначала спираль нѣсколько укоротится. Разъ это произошло, тотчасъ же нижній конецъ ея выйдетъ изъ ртути и слѣдовательно прервется токъ. Очевидно, что эти движенія происходятъ оттого, что при протеканіи тока по спирали, отдѣльные витки ея начинаютъ взаимно притягиваться подобно тому, какъ взаимно притягиваются круговые токи одинаковаго направленія. Вслѣдствіе этого взаимнаго притяженія, спираль укорачивается, нижній конецъ ея выходитъ изъ ртути, токъ въ спирали тѣмъ самымъ прерывается и она принимаетъ свою первоначальную длину, снова замыкая токъ и т. д.; явленіе повторяется въ той же послѣдовательности, вызывая подпрыгиваніе нижняго конца спирали.

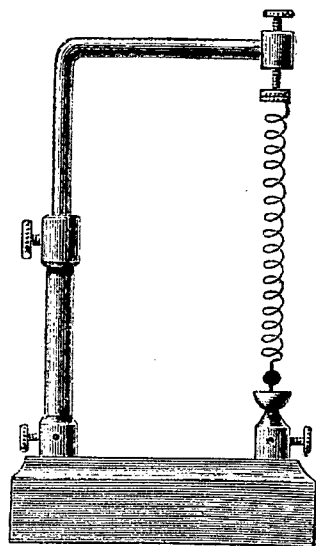


Рис. 77.

Если два проводника, по которымъ протекаютъ электрическіе токи, не параллельны между собою, но сходятся подъ какимъ-нибудь угломъ, слѣдовательно пересѣкаются, то для такихъ пересѣкающихся проводниковъ тока Амперъ пришелъ къ слѣдующимъ главнымъ положеніямъ:

1) Два прямолинейныхъ пересѣкающихся проводника электрическаго тока взаимно притягиваются, когда въ нихъ токи направлены къ вершинѣ или отъ вершины угла, образуемаго ихъ направленіями.

2) Два прямолинейныхъ пересѣкающихся проводника электрическаго тока взаимно отталкиваются, когда въ одномъ изъ

нихъ токъ направленъ къ вершинѣ, а въ другомъ изъ нихъ токъ направленъ отъ вершины угла, образуемаго ихъ направленіями.

Въ обоихъ проводникахъ тока на рис. 78, ихъ отрѣзки AO и CO , также OD и OB взаимно притягиваются, тогда какъ отрѣзки AO и OD , также CO и OB взаимно отталкиваются. Такъ какъ дѣйствія притяженія и отталкиванія вызовутъ въ общемъ моментъ вращенія въ одинаковомъ направленіи, вслѣдствіе чего проводники тока стремились бы установиться параллельно другъ другу, и притомъ такъ, что направленія токовъ получаются одинаковыя, то, вышеприведенныя главныя положенія относительно пересѣкающихся проводниковъ тока, могутъ быть формулированы слѣдующимъ образомъ:

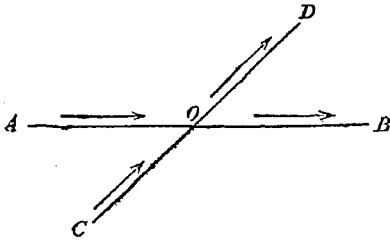


Рис. 78.

Два прямолинейныхъ пересѣкающихся проводника электрическаго тока стремятся установиться параллельно другъ другу, и притомъ такъ, что направленія токовъ получаются одинаковыя.

Въ качествѣ интересной иллюстраціи, что можетъ, какъ слѣдствіе, дать законъ о пересѣкающихся проводникахъ тока, является дѣйствіе, оказываемое прямолинейнымъ, неподвижнымъ и безконечнымъ проводникомъ тока на конечный подвижный проводникъ тока, перпендикулярный къ направленію перваго.

На рис. 79 пусть AB —представляетъ прямолинейный безконечный неподвижный проводникъ тока, а CD —конечный подвижный проводникъ тока, перпендикулярный къ направленію перваго, причемъ въ обоихъ проводникахъ токи протекаютъ по направленію, указанному стрѣлками. Такъ какъ проводники AB и OD лежатъ въ различныхъ плоскостяхъ, то положимъ, что OD будетъ общій къ нимъ перпендикуляръ, который обратится въ нуль, когда обѣ эти линіи пересѣкаются. На рис. 79 пред-

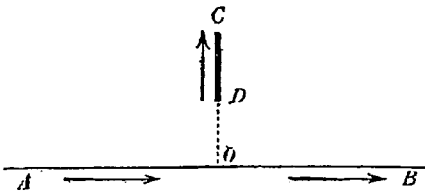


Рис. 79.

ставленъ случай когда токъ въ проводникѣ CD удаляется отъ тока въ проводникѣ AB . По закону пересѣкающихся проводниковъ тока часть OB проводника тока AB притягиваетъ проводникъ тока CD , такъ какъ въ обоихъ проводникахъ токи текутъ отъ вершины угла, образуемаго ихъ направленіями. Часть же AO проводника тока AB , наоборотъ, отталкиваетъ проводникъ тока CD , потому что здѣсь въ обоихъ проводникахъ токи текутъ въ разныя стороны относительно вершины того же угла. Представимъ себѣ двѣ силы, притягательную и отталкивательную, дѣйствующія на проводникъ тока CD и имѣющія одинаковое напряженіе, вслѣдствіе симметричности обѣихъ сторонъ относительно точки O . Такія силы, какъ извѣстно, всегда слагаются въ одну, которая, слѣдовательно, и будетъ стремиться перемѣщать проводникъ тока CD параллельно самому себѣ въ сторону OB .

Если разсмотримъ другой случай, когда проводникъ тока CD приближается къ

проводнику тока АВ, то легко убѣдиться, что и онъ перемѣщается параллельно самому себѣ, но въ противоположную этому послѣднему сторону ОА.

Вообще же это можно выразить такъ: конечный подвижной проводникъ тока, приближающійся къ безконечному неподвижному проводнику тока, перемѣщается по направленію параллельному и противоположному направленію неподвижнаго проводника тока; если же конечный подвижный проводникъ тока удаляется отъ безконечнаго неподвижнаго проводника тока, то онъ также перемѣщается параллельно этому проводнику тока, но въ обратную къ его направленіемъ сторону.

Если на рис. 79 прямолинейному безконечному проводнику АОВ придать круговую форму, то взаимодѣйствія (притяженія и отталкиванія), происходящія между протекающими по обоимъ проводникамъ токами изъ простаго перемѣщенія могутъ перейти въ непрерывное вращательное движеніе; а именно, если конечный проводникъ тока CD сдѣлать поворотнымъ около оси, то онъ будетъ вращаться по кругу, имѣя направленіе тока въ проводникѣ АВ, если токъ по проводнику CD будетъ протекать по направленію отъ D къ С, и противоположное этому направленіе, если токъ по проводнику CD протекаетъ по направленію отъ С къ D. Основанный на этомъ приборъ, изображенный на рис. 80, можетъ служить доказательствомъ вращенія вертикальнаго конечнаго подвижнаго проводника тока круговымъ горизонтальнымъ безконечнымъ неподвижнымъ проводникомъ тока.

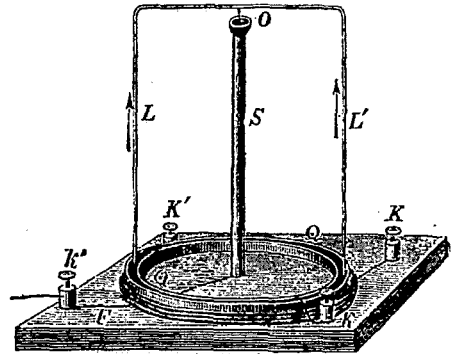


Рис. 80.

Приборъ состоитъ въ слѣдующемъ: на подножкѣ F укрѣпленъ мѣдный кругообразный желобокъ QQ, наполненный ртутью; въ центрѣ желобка укрѣплена латунная колонка S, оканчивающаяся чашечкой, наполненной также ртутью. Въ эту чашечку погружается штафтикъ, поддерживающій согнутый по концамъ въ видѣ прямоугольника LOL' проводникъ, вертикальныя колѣна котораго опускаются до поверхности ртути, находящейся въ желобкѣ. Оба конца проводника L и L' соответствуютъ конечному подвижному проводнику тока CD на рис. 79. Наполняющая желобокъ ртуть соединяется посредствомъ проволоки съ зажимомъ k, а колонка S—съ зажимомъ K'. Вокругъ желобка намотано много витковъ олетанной мѣдной проволоки, концы которой проведены къ зажимамъ K и K'.

Обмотка вокругъ желобка соответствуетъ безконечному неподвижному проводнику тока АОВ на рис. 79. Если по намотанной вокругъ желобка проволоцѣ пропустить одинъ токъ, а другой токъ чрезъ колонку S и колѣна L и L', то прямоугольникъ получитъ непрерывное вращательное движеніе.

Французскій физикъ Амперъ (Ampère), на основаніи своихъ остроумныхъ опытовъ и разсужденій, установилъ законы, которымъ подчиняются взаимодѣйствія двухъ проводниковъ тока и выразилъ ихъ въ видѣ формулы. По этой

формулы та сила, съ которою дѣйствуютъ другъ на друга два элемента тока опредѣляется уравненіемъ:

$$dP = \frac{i \cdot i_1 \cdot ds \cdot ds_1}{r^2} \left(\cos \varepsilon - \frac{3}{2} \cdot \cos \varphi \cdot \cos \varphi_1 \right) \dots \dots \dots (26)$$

Здѣсь (рис. 81) i и ds —обозначаютъ силу тока и длину одного элемента тока,

i_1 и ds_1	>	>	>	>	>	другого	>	>
r	>	разстояніе между ними,						
ε	>	уголъ образуемый элементами тока,						
φ и φ_1	>	углы, образуемые каждымъ изъ элементовъ тока съ r .						

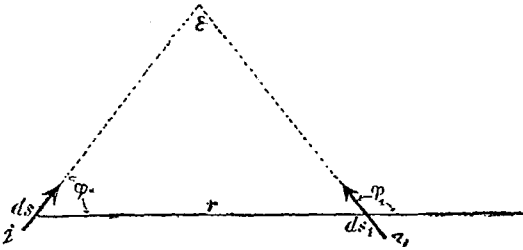


Рис. 81.

Сила dP совпадаетъ съ направленіемъ r , причѣмъ отрицательному значенію ея соотвѣтствуетъ притяженіе, а положительному — отталкиваніе.

Уравненіе (26) можно интегрировать только въ весьма немногихъ обыкновенныхъ случаяхъ. Результаты интегрированія и въ этихъ случаяхъ уже запутаны и необозримы.

Предположимъ что интегрированіе все-таки хотя одинъ разъ выполнено; тогда сначала выступить въ качествѣ множителя знакъ интеграла произведенія $i \cdot i_1$, такъ какъ оно относительно величинъ постоянно. Подъ знакомъ интеграла окажутся r , ds , ds_1 , ε , φ и φ_1 . Поэтому результатъ интегрированія будетъ содержать въ какой-либо математической зависимости величины s , s_1 , ε , φ и φ_1 ; величина r могла бы быть выражена посредствомъ остальныхъ величинъ. Если въ системѣ, по которой протекаетъ электрическій токъ, взаимное положеніе частей не измѣнится, то результатъ интегрированія принимаетъ какое-нибудь опредѣленное значеніе C , такъ что сила съ которою проводникъ тока дѣйствуетъ другъ на друга выразится формулой:

$$P = C \cdot i \cdot i_1 \dots \dots \dots (27)$$

Если по обоимъ проводникамъ s и s_1 протекаетъ одинъ и тотъ же токъ, тогда

$$i = i_1,$$

а потому

$$P = C \cdot i^2 \dots \dots \dots (28)$$

Нѣмецкій электрикъ Сименсъ (Siemens) въ изобрѣтенномъ имъ электродинамометрѣ, изображенномъ схематически на рис. 82 и въ перспективѣ на рис. 83, воспользовался формулой (28) для измѣренія силы тока.

Въ электродинамометрѣ Сименса вѣбется во-первыхъ, неподвижная катушка AA , состоящая изъ вѣсколькихъ витковъ тонкой проволоки, которая оканчивается въ зажимѣ C_2 и въ чашечкѣ со ртутью Q_2 , а, во-вторыхъ, изъ подвижной катушки W , состоящей изъ одного или вѣсколькихъ витковъ толстой проволоки, подвѣшанной

снаружи неподвижной катушки на тонкой шелковой некрученной (коконовой) нити в плоскости, перпендикулярной къ неподвижной катушкѣ; нижніе концы подвижной катушки вращаются въ двухъ чашечкахъ со ртутью Q_1 и Q_2 , расположенныхъ одна подъ другою по направлению оси вращенія. Коконовая нить находится внутри цилиндрической спиральной пружины, прикрѣпленной нижнимъ концомъ къ верхней части подвижной катушки W , а верхнимъ концомъ къ подвижной головкѣ R крутильнаго вивта, который всегда стремится возвратить подвижную катушку, въ случаѣ отклоненія, въ первоначальное положеніе. Къ головкѣ R крутильнаго вивта прикрѣпленъ длинный указатель, перемѣщающійся по кругу съ дѣленіями на градусы, причемъ дѣленія на кругѣ нанесены такъ, что указатель останавливается на нулевомъ

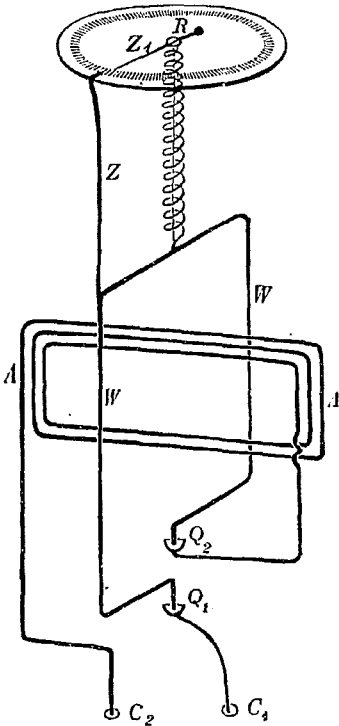


Рис. 82.

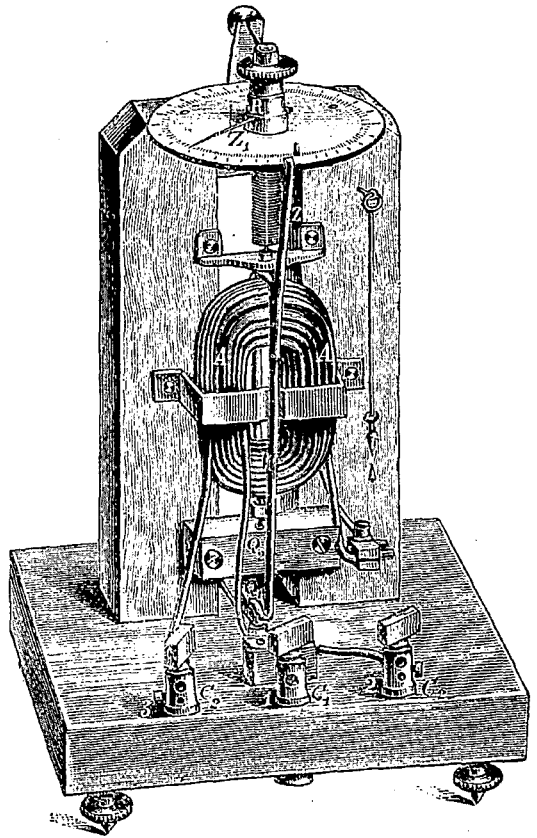


Рис. 83.

дѣленіи, когда плоскость подвижной катушки перпендикулярна къ плоскости неподвижной катушки. Отвѣсъ, прикрѣпленный къ вертикальной станинѣ прибора служить для вывѣрки вертикальнаго положенія обѣихъ катушекъ.

Если соединить зажимъ C_2 съ источникомъ тока и пропустить электрическій токъ, то онъ протечетъ послѣдовательно по неподвижной катушкѣ AA къ чашечкѣ со ртутью Q_2 и затѣмъ оттуда далѣе по подвижной катушкѣ WW къ чашечкѣ со ртутью Q_1 и, наконецъ, чрезъ зажимъ C_1 прибора возвратится къ источнику тока.

Употребляя этотъ приборъ для измѣренія силы тока начинаютъ съ того, что закручивая или раскручивая головку спиральной пружины устанавливаютъ указа-

тель на нулевое дѣленіе; такъ какъ указатель, помощью спиральной пружины, скрѣпленъ съ подвижной катушкой, то этимъ приводятъ подвижную катушку въ первоначальное положеніе, когда плоскости обѣихъ катушекъ перпендикулярны.

Достигнувъ этого, чрезъ подвижную и неподвижную катушки прибора послѣдовательно пропускаютъ токъ, сила i котораго подлежитъ измѣренію. Отъ взаимодѣйствія тока подвижная катушка стремится повернуться такъ, чтобы плоскости обѣихъ катушекъ совпали. Закручивая въ соответственную сторону головку спиральной пружины, возвращаютъ указатель къ нулевому дѣленію, а съ нимъ и подвижную катушку въ первоначальное положеніе, когда плоскости обѣихъ катушекъ перпендикулярны; уголъ α , на который придется закрутить для этого головку спиральной пружины, отсчитывается по раздѣленному кругу наверху прибора.

Въ положеніи равновѣсія моментъ, происходящій отъ взаимодѣйствія токовъ, долженъ быть равенъ моменту, производимому упругостью закрученной пружины.

Моментъ, стремящійся вращать подвижную катушку, пропорціоналенъ произведенію силъ токовъ въ каждой изъ катушекъ, а именно: $i \cdot i = i^2$, поэтому моментъ вращенія подѣ дѣйствіемъ электродинамической пары будетъ пропорціоналенъ квадрату силы пропускаемаго тока т. е. $= C_2 \cdot i^2$, гдѣ C_2 —коэффициентъ, зависящій отъ размѣровъ и относительнаго положенія катушекъ и постоянненъ, ибо катушки всегда приводятся къ одинаковому относительному положенію.

Моментъ вращенія производимый противоположнымъ дѣйствіемъ пары крученія подѣвса закрученной пружины, пропорціоналенъ углу закручиванія спиральной пружины, т. е. $= C_1 \cdot \alpha$, гдѣ C_1 —коэффициентъ постоянненъ для данной спиральной пружины.

Вышеупомянутое условіе равновѣсія даетъ намъ право написать уравненіе:

$$C_1 \cdot \alpha = C_2 \cdot i^2.$$

Рѣшая это уравненіе относительно i , получимъ:

$$i = \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} \sqrt{\alpha} = D \sqrt{\alpha},$$

гдѣ D для краткости вставлено вмѣсто $\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}$; этотъ постоянный множитель можетъ быть вычисленъ измѣреніями, какъ это показано при тангенсъ-буссоляхъ (ср. зад. 110 на стр. 127 тома I).

Итакъ, сила тока пропорціональна корню квадратному изъ угла закручиванія спиральной пружины.

На рис. 83 изображенъ электродинамометръ съ двумя катушками А А; одна изъ нихъ состоитъ изъ многихъ витковъ тонкой проволоки, а другая изъ нѣсколькихъ витковъ, но толстой проволоки. Проволоки этихъ катушекъ, начинаясь у 1 и 3, оканчиваются обѣ въ чашечкѣ со ртутью. Благодаря этому, можно при помощи тонкой обмотки и зажимовъ 1 и 2 измѣрять слабые токи, а толстой обмоткой и зажимами 1 и 3 измѣрять болѣе сильные токи. Такъ какъ сила, закручивающая спиральную пружину и пропорціональная углу α закручиванія, пропорціональна квадрату силы тока, то величина угла α не измѣнится, въ какомъ бы направленіи не протекалъ токъ по катушкамъ прибора.

Это свойство прибора вполне удобно для измѣренія періодически переменнаго тока; въ данномъ случаѣ электромагнитная пара будетъ зависѣть отъ дѣйствующей (эффѣктивной) силы тока, вслѣдствіе чего предыдущая формула для переменнаго тока будетъ

$$i' = D \sqrt{\alpha}.$$

При измѣреніяхъ электродинамометромъ надо заботиться о томъ, чтобы дѣйствіе земнаго магнетизма на катушку сводилось къ нулю, что будетъ имѣть мѣсто въ томъ случаѣ, если плоскость подвижной катушки будетъ перпендикулярна къ плоскости магнитнаго меридіана.

Для этого необходимо совмѣщать плоскость неподвижной катушки съ магнитнымъ меридіаномъ или производить два наблюденія при двухъ противоположныхъ направленіяхъ того же тока и брать среднее изъ отклоненій въ обѣ стороны.

ГЛАВА II.

И н д у к ц і я.

Въ этой главѣ мы рассмотримъ токи, возбуждающіеся въ замкнутыхъ проводникахъ при ихъ движеніи въ магнитномъ полѣ, создаваемомъ постояннымъ магнитомъ или проводникомъ тока или обоими вмѣстѣ; также рассмотримъ токи, возбуждающіеся въ неподвижныхъ замкнутыхъ проводникахъ, вследствие измѣненія силы магнитнаго поля.

Если соединить концы катушки (соленоида) рис. 84 съ чувствительнымъ гальванометромъ *G* и вдвинуть затѣмъ внутрь соленоида стальной магнитъ, и именно такъ, чтобы середины (оси) магнита и катушки совпали, то въ моментъ вдвиганія стального магнита стрѣлка гальванометра *G* покажетъ отклоненіе; слѣдовательно, по рамкѣ гальванометра, а также и по соединенной съ нимъ катушкѣ протекъ электрической токъ. По прошествіи нѣкотораго промежутка времени магнитная стрѣлка гальванометра приметъ опять свое первоначальное положеніе покоя, что, несомнѣнно, указываетъ на исчезновеніе появившагося въ катушкѣ тока.

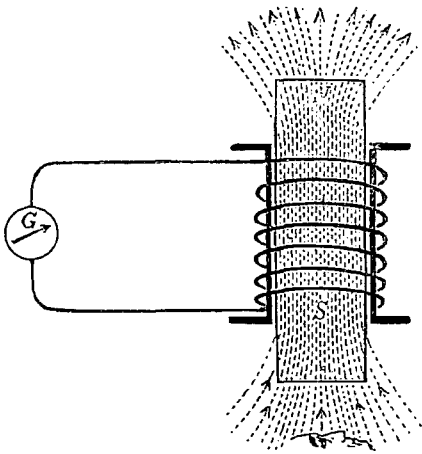


Рис. 84.

Продолжительность протеканія появившагося тока въ цѣпи весьма мала. Для возбужденія новаго тока необходимо извлечь стальной магнитъ изъ катушки (рис. 84), причемъ въ моментъ выдвиганія по катушкѣ

и рамкѣ гальванометра протечетъ опять токъ, но стрѣлка гальванометра покажетъ теперь отклоненіе протівоположное направленію перваго тока.

При повтореніи опыта съ немагнитнымъ кускомъ стали такой же формы и величины, какъ и прежде, не обнаруживается появленія электрическаго тока.

Изъ этого можно заключить, что причиной электрическаго тока въ рассмотрѣнномъ опытѣ служитъ отнюдь не сама сталь, но окружающія ее магнитныя силовыя линіи. Такъ какъ здѣсь сила магнитнаго поля ни въ какомъ случаѣ нисколько не измѣняется, то причину появленія электрическаго тока въ катушкѣ слѣ-

дуетъ искать только въ измѣненіи числа пронизывающихъ катушку магнитныхъ силовыхъ линій, иначе говоря, въ измѣненіи величины магнитнаго силового потока, проходящаго черезъ катушку.

Такой токъ, возбуждающійся отъ измѣненія величины магнитнаго силового потока, проходящаго черезъ поверхность, ограниченную контуромъ проводника, называютъ индуктированнымъ (индукціоннымъ) или наведеннымъ токомъ, а само явленіе возбужденія тока, называется индукціею. Тѣ же токи, которые дѣйствуютъ вліяніемъ называютъ индуктирующими или наводящими токами.

Открытие явленія индукціи принадлежитъ Михаилу Фарадею (Michel Faraday), сдѣланное имъ въ 1831 году.

Электрическое освѣщеніе, передача работы на разстояніе, телеграфія, телефонія— все это производится при помощи индукціи тока.

Исслѣдованіе направленія индуктированнаго тока въ вышеприведенномъ опытѣ приводитъ къ слѣдующему выводу:

Если на рис. 84 смотрѣть на катушку такъ, чтобы южный полюсъ магнита былъ обращенъ къ наблюдателю, то, при вдвиганіи магнита въ катушку, индуктированный токъ потечетъ по направленію обратному вращенію часовой стрѣлки; при выдвиганіи же магнита изъ катушки, какъ разъ наоборотъ, а именно, направленіе индуктированнаго тока совпадаетъ съ направленіемъ вращенія часовой стрѣлки.

Пока магнитъ будетъ находиться вдали отъ катушки, въ просвѣтѣ ея нѣтъ магнитныхъ силовыхъ линій; но по мѣрѣ приближенія къ катушкѣ, когда магнитъ будетъ вдвинутъ на половину, катушка охватитъ всѣ силовыя линіи магнита, очевидно, что при этомъ увеличится число магнитныхъ силовыхъ линій, пронизывающихъ катушку. Такъ какъ наблюдатель при этомъ имѣлъ предъ собою южный полюсъ магнита, а магнитныя силовыя линіи имѣли направленіе отъ южнаго полюса къ сѣверному (ср. стр. 47), то наблюдатель смотрѣлъ на катушку по направленію положительному для магнитныхъ силовыхъ линій; индуктированный же токъ протекалъ по направленію какъ разъ обратному вращенію часовой стрѣлки. При выдвиганіи магнита изъ катушки, число магнитныхъ силовыхъ линій, ее пронизывающихъ, уменьшится, и индуктированный токъ потечетъ по направленію вращенія часовой стрѣлки.

Итакъ, въ данномъ замкнутомъ проводникѣ (катушкѣ) индуктируется токъ всякій разъ, когда измѣняется число магнитныхъ силовыхъ линій, пересекающихъ контуръ, иначе говоря, когда магнитный силовой потокъ, проходящій черезъ поверхность, ограниченную контуромъ проводника, измѣняетъ свою величину.

Движеніе проводника въ магнитномъ полѣ, когда это движеніе таково, что проводникъ какъ бы перерѣзываетъ тѣ нити, по которымъ въ этомъ магнитномъ полѣ располагаются желѣзныя опилки (ср. стр. 46), т. е. перерѣзываетъ силовыя линіи, сопровождается появленіемъ индуктированнаго тока въ этомъ проводникѣ.

Представимъ себѣ какое-нибудь магнитное поле и вообразимъ, что въ немъ проведены силовыя линіи. Какъ раньше упомянуто было, величина напряженія магнитнаго поля опредѣляется числомъ силовыхъ линій, проведенныхъ черезъ единицу поверхности, перпендикулярной силовымъ линіямъ. Положимъ, что такимъ образомъ проведены силовыя линіи къ каждой части магнитнаго поля.

Уподобимъ эти воображаемыя линіи какимъ-либо тонкимъ волокнамъ. Представимъ далѣе, что у насъ имѣется очень узкій ножъ; станемъ двигать этотъ ножъ въ пространствѣ, наполненномъ такими натянутыми волокнами. Вполнѣ ясно, что перемѣщеніе ножа будетъ неодинаково легко происходить смотря по тому, перерѣзываетъ ли этотъ ножъ при своемъ движеніи волокна или нѣтъ, и если перерѣзываетъ ихъ, то какъ, въ большемъ или меньшемъ числѣ. При всякомъ разрѣзѣ волокна, ножу сообщится отъ тренія нѣкоторое количество тепла и ножъ нагреется, причеиъ, явившееся въ извѣстное время, тепло въ немъ будетъ зависѣть отъ числа перерѣзанныхъ имъ волоконъ.

Вообразимъ теперь, что въ нашемъ магнитномъ полѣ мы приводимъ въ движеніе какой-либо проводникъ. Когда проводникъ движется въ магнитномъ полѣ вдоль силовыхъ линій, не пересѣкая послѣднія, то въ проводникѣ не появится тока. Но, какъ только проводникъ при своемъ движеніи пересѣчетъ силовыя линіи, то въ проводникѣ появляется индуктированный токъ, зависящій отъ времени, въ теченіе котораго проводникъ пересѣкаетъ силовыя линіи. Чѣмъ большее число силовыхъ линій въ извѣстное время перерѣзывается проводникомъ при его движеніи, тѣмъ должна быть и болшая причина для возбужденія индуктированнаго тока, тѣмъ, между прочимъ, и труднѣе будетъ перемѣщать проводникъ въ магнитномъ полѣ. Такъ какъ появляющійся въ проводникѣ индуктированный токъ выдѣляетъ тепло, то, слѣдовательно, по закону сохраненія энергіи (работы), при этомъ требуется совершеніе эквивалентной (равносильной) работы.

Вотъ, хотя, конечно, не строгое, объясненіе возможности возникновенія явленія индукціи при опредѣленномъ перемѣщеніи проводника въ магнитномъ полѣ *).

Очевидно, что то же самое случится и тогда, когда происходитъ не движеніе проводника, а только измѣненіе въ положеніи магнитнаго поля относительно проводника или, наконецъ, если все пребываетъ въ покоѣ, но магнитное поле измѣняется по напряженію и возникающія или исчезающія силовыя линіи въ немъ перерѣзываются движущимся проводникомъ.

Индуктированный токъ есть только слѣдствіе другой причины, а именно, индуктируемой въ проводникѣ электродвижущей силы, такъ какъ всякій токъ въ проводникѣ возбуждается опредѣленною электродвижущею силою. Поэтому болѣе правильно разсматривать зависимость индуктируемой электродвижущей силы отъ измѣненій индуктирующаго магнитнаго силового потока.

При каждомъ изъ вышеупомянутыхъ измѣненій индуктируется въ каждомъ принадлежащемъ къ магнитному полю проводникѣ электродвижущая сила, которая возбуждаетъ токи въ замкнутыхъ проводникахъ.

Для поясненія вышеизложеннаго продѣлаемъ слѣдующій опытъ.

На рис. 85 пусть АВ и СD—будутъ голые мѣдные два стержня, концы которыхъ соединены съ гальванометромъ G. Вообразимъ себѣ возбужденное магнитомъ поле, силовыя линіи котораго направлены перпендикулярно къ плоскости ABCD и притомъ снизу вверхъ. Если мѣдный стержень AC перемѣщать такимъ образомъ, чтобы онъ постоянно соприкасался бы съ обоими стержнями АВ и СD, то въ

*) П. И. Боргманъ. «Магнитный потокъ». Изданіе журнала «Электричество» въ С.-Петербургѣ.

стержень AC возбудится индуктированный токъ. На основаніи вышеизложеннаго, появленіе индуктированнаго тока можно объяснить слѣдующимъ образомъ: замкнутый проводъ $ACGA$ пронизывается силовыми линіями; при перемѣщеніи мѣднаго стержня AC въ положеніе BD увеличится число силовыхъ линій, пронизывающихъ замкнутый проводъ $BDGB$, а потому въ мѣдномъ стержнѣ AC возбуждается въ этомъ случаѣ индуктированный токъ, протекающій по направленію обратному вращенію часовой стрѣлки. Перемѣ-

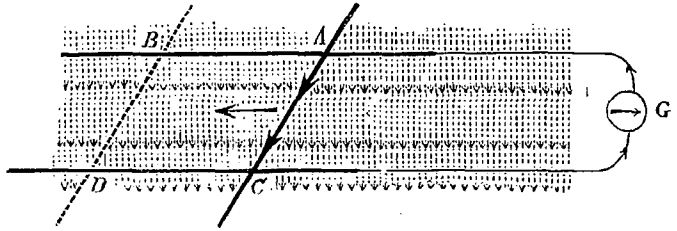


Рис. 85.

щая опять мѣдный стержень въ первоначальное положеніе AC , уменьшится число силовыхъ линій, пронизывающихъ замкнутый проводъ $BDGB$, а слѣдовательно въ мѣдномъ стержнѣ AC возбуждается индуктированный токъ, протекающій по направленію вращенія часовой стрѣлки. Вообще ясно, что для появленія индуктированнаго тока въ проводникѣ, необходимо, чтобы проводникъ былъ замкнутъ и, кромѣ того, необходима электродвижущая сила, такъ какъ всякій токъ въ проводникѣ возбуждается определенной электродвижущей силою. Эта индуктируемая въ проводникѣ электродвижущая сила (индукціи) можетъ существовать также, если проводникъ и не замкнутъ на себя, какъ это имѣетъ мѣсто, напримѣръ, въ незамкнутомъ гальваническомъ элементѣ.

На основаніи этого можно установить законъ:

Если проводникъ, перемѣщаясь въ магнитномъ полѣ, пересекаетъ силовыя линіи, то въ немъ индуктируется электродвижущая сила. Когда проводникъ замкнутъ, то въ немъ возбуждается электрической токъ.

Англійскій физикъ, проф. Вильямъ Томсонъ (нынѣ лордъ Кельвинъ) и нѣмецкій физикъ, проф. Гельмгольцъ, показали, что индуктированная въ проводникѣ электродвижущая сила пропорціональна измѣненію въ единицу времени магнитнаго силового потока, пересекающаго контуръ проводника.

Чѣмъ больше измѣняется въ единицу времени силовой потокъ, тѣмъ больше будетъ и индуктируемая электродвижущая сила. При этомъ, если магнитный силовой потокъ въ контурѣ проводника измѣняется уменьшающаясь, то электродвижущая сила будетъ одного направленія, если же силовой потокъ измѣняется увеличиваясь, то электродвижущая сила будетъ противоположнаго направленія.

Пояснимъ это примѣромъ.

Положимъ, что данный контуръ перемѣщается въ вѣкоторомъ магнитномъ полѣ и пусть въ началѣ первой секунды контуръ былъ пронизанъ силовымъ потокомъ, равнымъ 800 силовымъ линіямъ, а въ концѣ этой секунды 1200 силовыми линіями; затѣмъ, въ концѣ второй секунды силовой потокъ, пронизывающій контуръ пусть равенъ 1800 силовымъ линіямъ и, наконецъ, въ концѣ третьей секунды 2000 силовымъ линіямъ.

Отсюда слѣдуетъ, что силовой потокъ въ контурѣ измѣнился: въ теченіе первой секунды на $1200 - 800 = 400$ силовыхъ линій, въ теченіи второй секунды на $1800 - 1200 = 600$ силовыхъ линій и въ теченіе третьей секунды на

2000 — 1800 = 200 силовыхъ ливій; слѣдовательно, согласно правилу лорда Кельвина и Гельмгольца, электродвижущая сила, индуцированная въ первую секунду, будетъ меньше электродвижущей силы, индуцированной во вторую секунду, въ $\frac{600}{400} = \frac{2}{3}$ раза, а электродвижущая сила, индуцированная въ третью секунду, будетъ меньше электродвижущей силы, индуцированной во вторую секунду, въ $\frac{600}{200} = 3$ раза.

На основаніи разнообразныхъ опытовъ, Фарадей (Faraday) вывелъ законъ индукціи, математически доказанный Максвеллемъ (Maxwell) и подтвержденный многими точными изслѣдованіями, а именно:

Причина индуцированного тока въ каждой части проводника, то есть появляющаяся электродвижущая сила индукціи, во всякій моментъ времени пропорціональна числу перерѣзываемыхъ этою частью проводника магнитныхъ силовыхъ линій, рассчитанному на единицу времени *).

Направленіе индуцированного тока, который появился бы въ этой части проводника отъ электродвижущей силы индукціи, также всегда вполне определенное. Весьма легко запоминается правило, данное для этого Фарадеемъ, а именно: Вообразивъ себя плывущимъ по направленію магнитныхъ силовыхъ линій съ лицомъ, обращеннымъ въ сторону относительнаго движенія проводника, мы будемъ наблюдать индуцированный токъ въ рассматриваемой части проводника текущимъ слѣва направо.

Понятно, что развивающаяся электродвижущая сила индукціи во всемъ проводникѣ представится суммою электродвижущихъ силъ, возникающихъ въ отдѣльныхъ частяхъ этого проводника, причемъ въ этой суммѣ отдѣльные члены войдутъ съ положительными или отрицательными знаками, смотря по тому, какое направленіе имѣлъ бы индуцированный токъ, отдѣльно появляющійся въ каждой такой части по отношенію ко всему проводнику.

Формулировка основного закона индукціи, данная Фарадеемъ, весьма удобная для нахождения электродвижущей силы въ какой-либо движущейся части замкнутой цѣпи, не представляется удобною въ томъ случаѣ, когда требуется вычислить электродвижущую силу, которая возникаетъ во всемъ замкнутомъ проводникѣ, перемѣщаемомъ въ магнитномъ полѣ. Въ этомъ случаѣ гораздо удобнѣе представляется законъ индукціи въ слѣдующей редакціи Максвелля, а именно:

Электродвижущая сила индукціи, развивающаяся въ какой-либо моментъ времени въ замкнутомъ проводникѣ, пропорціональна рассчитанному на единицу времени измѣненію

*) Въ абсолютныхъ магнитныхъ единицахъ электродвижущая сила индукціи, являющаяся въ данный моментъ времени въ какой-либо части проводника, выражается формулою:

$$e = \frac{dt}{dn},$$

гдѣ dn — обозначаетъ число перерѣзываемыхъ этою частью проводника магнитныхъ силовыхъ линій въ теченіе времени dt .

числа силовыхъ линий, пронизывающихъ поверхность, ограниченную замкнутымъ проводникомъ, какъ контуромъ *).

Направленіе индуцированного тока опредѣляется слѣдующимъ образомъ, а именно: Вообразивъ себя стоящимъ передъ замкнутымъ проводникомъ и смотрящимъ по направленію пронизывающихъ его силовыхъ линий, мы будемъ наблюдать, что:

1) токъ течетъ въ проводникѣ по направленію вращенія часовой стрѣлки, если число силовыхъ линий, пронизывающихъ поверхность внутри замкнутого проводника, уменьшается и

2) токъ течетъ по направленію обратному вращенію часовой стрѣлки, если число силовыхъ линий, пронизывающихъ поверхность внутри замкнутого проводника, возрастаетъ (рис. 86).

Легко видѣть, что подобная формула закона индукціи выводится непосредственно изъ формулы Фарадея. Въ самомъ дѣлѣ, электродвижущая сила индукціи, являющаяся въ извѣстный моментъ въ замкнутомъ проводникѣ, представляетъ собою сумму электродвижущихъ силъ, возникающихъ въ каждой части этого проводника.

Раздѣлимъ мысленно проводникъ, смотря на него вдоль силовыхъ линий, на двѣ части: верхнюю и нижнюю. Въ той и другой части, при пересѣ-

*) Въ абсолютныхъ магнитныхъ единицахъ электродвижущая сила являющаяся въ какой-либо данный моментъ времени въ замкнутомъ проводникѣ, выражается формулою:

$$e = - \frac{dN}{dt}.$$

Здѣсь N — обозначаетъ алгебраическую сумму чиселъ магнитныхъ силовыхъ линий (взятыхъ со знаками $+$ или $-$ въ зависимости отъ направленія силовыхъ линий), пронизывающихъ поверхность, ограниченную проводникомъ, какъ контуромъ; dt — элементъ времени.

Сила индукціоннаго тока въ соответственный моментъ времени выражается формулою:

$$i = \frac{e}{w},$$

гдѣ w — обозначаетъ сопротивленіе проводника.

Общее количество электричества, протекающаго въ замкнутой цѣпи въ теченіе нѣкотораго конечнаго промежутка времени T секундъ, такъ называемая интегральная сила индукціоннаго тока J , выразится чрезъ

$$J = \int_0^T i \, dt = \frac{1}{w} \int_0^T e \, dt.$$

Входящее сюда выраженіе $\int_0^T e \, dt = E$ называется интегральною электродвижущею силою индукціи, развивающеюся въ промежутокъ времени T въ замкнутомъ проводникѣ.

Изъ выраженія для e получимъ

$$E = - \int_0^T \frac{dN}{dt} \cdot dt = N_1 - N_2.$$

Электродвижущая сила индукціи принимается положительною, если возбуждаемый ею въ проводникѣ токъ для наблюдателя, смотрящаго по направленію силовыхъ линий, число которыхъ въ выраженіи N взято съ положительнымъ знакомъ, кажется текущимъ по направленію вращенія часовой стрѣлки.

ченіи ихъ по направленію снизу вверхъ силовыми линіями, развивается электродвижущая сила, которая, согласно правилу Фарадея, имѣетъ направленіе слѣва направо, вслѣдствіе чего электродвижущая сила, возникающая во всемъ замкнутомъ проводникѣ выразится разностью этихъ двухъ силъ. Если верхняя часть нашего проводника будетъ перерѣзана большимъ числомъ силовыхъ линій, чѣмъ нижняя, въ проводникѣ

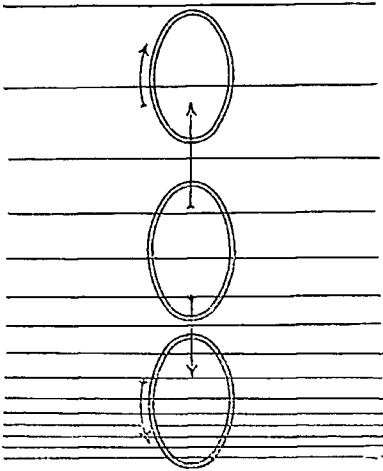


Рис. 86.

Положительное направленіе тока. *Отрицательное направленіе тока.*

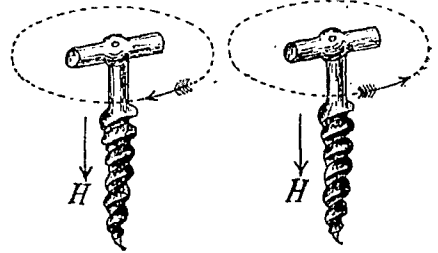


Рис. 87 а.

Рис. 87 б.

получится токъ, соответствующій направленію электродвижущей силы въ этой верхней части, то есть слѣва направо для нея или, лучше, по направленію вращенія часовой стрѣлки; если, напротивъ, число перерѣзывающихъ силовыхъ линій будетъ больше для нижней части, то и токъ во всемъ проводникѣ будетъ имѣть направленіе, совпадающее съ направленіемъ слѣва направо для нижней части проводника, то есть, по направленію обратному вращенія часовой стрѣлки. Очевидно, что въ первомъ случаѣ разность электродвижущихъ силъ для верхней и нижней части нашего проводника будетъ какъ разъ пропорціональна уменьшенію числа силовыхъ линій внутри контура проводника—вѣдъ эта разность будетъ пропорціональна разности чиселъ перерѣзаныхъ силовыхъ линій обѣими частями замкнутого проводника, причемъ больше ихъ перерѣзано верхнею частью, т. е. вышло изъ контура проводника, чѣмъ перерѣзано нижнею частью, т. е. вошло внутрь контура. Во второмъ случаѣ, обратно, разность электродвижущихъ силъ для двухъ частей проводника или электродвижущая сила для всего замкнутого проводника выразится величиною, пропорціональною увеличенію числа силовыхъ линій внутри контура проводника.

Если возбуждаемый электродвижущей силой индукціи въ проводникѣ токъ для наблюдателя, смотрящаго на проводникъ вдоль силовыхъ линій (направленіе, по которому двигался бы сѣверный полюсъ магнита), кажется текущимъ по направленію вращенія часовой стрѣлки или вращенія буравчика, ввинчиваемого поступательно вдоль силовыхъ линій, то такое направленіе тока будемъ считать положительнымъ (прямой токъ) (см. рис. 87 а).

Въ случаѣ же въ проводникѣ индуцированный токъ для наблюдателя, смотрящаго на проводникъ вдоль силовыхъ линій, кажется текущимъ по обратному направленію вращенія часовой стрѣлки или вращенія буравчика, ввинчиваемого поступательно вдоль силовыхъ линій, то такое направленіе тока будемъ считать отрицательнымъ (обратный токъ) (см. рис. 87 б).

Слѣдующее правило Максвелля даетъ возможность опредѣлить направление электродвижущей силы индукціи въ зависимости отъ измѣненія магнитнаго силового потока, а именно:

1) Если силовой потокъ, пронизывающій данный контуръ, уменьшается, то электродвижущая сила индукціи будетъ направлена въ ту же сторону, въ которую приходится вращать рукоятку буравчика, ввинчиваемаго поступательно вдоль силовыхъ линій.

2) Если же силовой потокъ увеличивается, то электродвижущая сила индукціи будетъ направлена въ обратную сторону, въ которую приходится вращать рукоятку буравчика, ввинчиваемаго поступательно вдоль силовыхъ линій.

Примѣнимъ это правило къ слѣдующему примѣру.

Возьмемъ замкнутый проводникъ a (рис. 88) и будемъ приближать къ нему сѣверный (положительный) полюсъ магнита. Силовыя линіи магнита направлены, какъ это показано на рис. 88—

онѣ сгущаются у полюса. Слѣдовательно, по приближеніи сѣвернаго полюса N къ контуру, силовой потокъ, пронизывающій этотъ контуръ a , будетъ увеличиваться, а потому электродвижущая сила, индуцируемая въ проводникѣ, будетъ

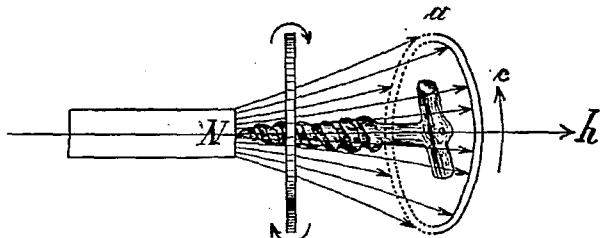


Рис. 88.

направлена въ обратную сторону вращенія рукоятки буравчика, ввинчиваемаго поступательно вдоль силовыхъ линій, то есть, ввинчиваемаго по направленію стрѣлки b . Такимъ образомъ, направленіе электродвижущей силы будетъ то, которое показано стрѣлкой c .

Правило Максвелля удобно примѣнять къ замкнутымъ проводникамъ. Часто же полезно опредѣлить индуцируемую электродвижущую силу въ отдѣльныхъ частяхъ проводника. Для такихъ опредѣленій пользуются правиломъ Фарадея, изложеннымъ на стр. 115, а именно:

Электродвижущая сила, индуцируемая въ данной части проводника, во всякій моментъ времени пропорціональна числу силовыхъ линій, перерѣзываемыхъ перпендикулярно этою частью проводника въ единицу времени.

Это правило можетъ быть примѣнимо и къ замкнутымъ контурамъ, если замѣтить, что общая электродвижущая сила, индуцируемая во всемъ замкнутомъ проводникѣ, равна суммѣ электродвижущихъ силъ, индуцируемыхъ въ его отдѣльныхъ частяхъ.

Кромѣ того, правило Фарадея показываетъ, что индуцируемая электродвижущая сила является еще во всѣхъ тѣхъ случаяхъ, когда проводникъ перерѣзываетъ силовыя линіи даннаго магнитнаго поля.

Какъ намъ уже извѣстно, магнитное поле создается, кромѣ постояннаго магнита, еще и соленоидомъ съ сердечникомъ, а также и безъ сердечника. Далѣе намъ извѣстно еще, что магнитъ намагничиваетъ вслѣдствіе магнитной индукціи кусокъ желѣза, то есть силовыя линіи магнита пронизываютъ желѣзо на своемъ пути.

Если намотать вокруг желѣзнаго сердечника (рис. 89) нѣсколько витковъ изолированной проволоки, концы которой соединены съ гальванометромъ G , и затѣмъ приблизить желѣзный сердечникъ къ сѣверному полюсу магнита, то силовыя линіи будутъ пронизывать желѣзный сердечникъ, а также и намотанные вокругъ него витки проволоки. Слѣдовательно, число силовыхъ линій, пронизывающихъ витки проволоки, увеличится, возбудится индуктированный токъ, направленный въ сторону, обратную направленію вращенія часовой стрѣлки.

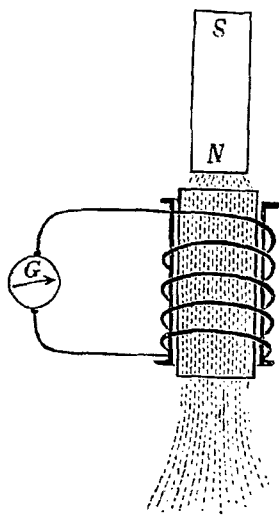


Рис. 89.

Если затѣмъ удалить сѣверный полюсъ магнита отъ желѣзнаго сердечника, то силовыя линіи въ немъ исчезнутъ; слѣдовательно, число силовыхъ линій, пронизывающихъ витки проволоки, уменьшается до нуля, поэтому въ виткахъ проволоки возбудится индуктированный токъ, направленный въ сторону вращенія часовой стрѣлки.

Намотаемъ на желѣзный сердечникъ двѣ различныя обмотки изолированной проволоки (рис. 90) и соединимъ концы одной (первичной) обмотки съ источникомъ тока, но такъ, чтобы можно было по желанію замыкать и размыкать токъ; концы же другой (вторичной) обмотки соединимъ съ гальванометромъ G .

Во вторичной обмоткѣ будетъ каждый разъ возбуждаться индуктированный токъ при замыканіи и размыканіи тока въ первичной обмоткѣ.

Если токъ, вслѣдствіе намотанія контакта T , будетъ замкнутъ, то токъ возбудитъ въ желѣзномъ сердечникѣ силовыя линіи, которыя пронизаютъ также и вторичную обмотку, соединенную съ гальванометромъ; слѣдовательно, число силовыхъ линій, пронизывающихъ витки проволоки, увеличится, а потому возбудится индуктированный токъ, направленный въ сторону обратную вращенія часовой стрѣлки.

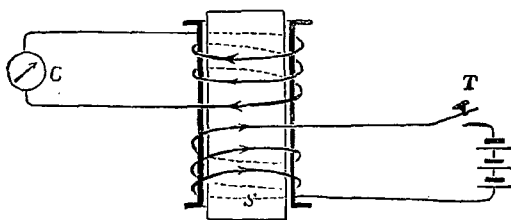


Рис. 90.

При замыканіи тока, эти возбужденныя силовыя линіи исчезнутъ, слѣдовательно, число силовыхъ линій, пронизывающихъ витки проволоки, уменьшится, а потому возбудится токъ, направленный въ сторону вращенія часовой стрѣлки.

При размыканіи тока, эти возбужденныя силовыя линіи исчезнутъ, слѣдовательно, число силовыхъ линій, пронизывающихъ витки проволоки, уменьшится, а потому возбудится токъ, направленный въ сторону вращенія часовой стрѣлки.

Для того, чтобы въ нижнемъ концѣ желѣзнаго сердечника образовался южный полюсъ, согласно стр. 52 (см. рис. 45), первичный токъ долженъ протекать по направленію вращенія часовой стрѣлки, т. е. такъ, какъ это указано стрѣлками на рис. 90.

Во вторичной обмоткѣ при увеличеніи числа силовыхъ линій индуктированный токъ протекаетъ по направленію обратному вращенія часовой стрѣлки, т. е., такъ, какъ это указано стрѣлками на рис. 90.

Итакъ, при замыканіи цѣпи индуктированный токъ будетъ обратнаго направленія, а при размыканіи цѣпи онъ будетъ прямого направленія съ первичнымъ токомъ.

Вмѣсто того, чтобы расположить первичную и вторичную обмотки другъ возлѣ друга, можно ихъ расположить также другъ надъ другомъ. Желѣзный сердечникъ можетъ быть совершенно удаленъ, такъ какъ вѣдь электрическій токъ самъ по себѣ

уже возбуждает силовые линии; во всяком случае, действия индукции при сердечникѣ значительнѣе, потому что число силовыхъ линий, возбужденное съ желѣзнымъ сердечникомъ въ μ разъ больше, чѣмъ безъ него (ср. стр. 72).

Если измѣнить направление первичнаго тока, вмѣсто того, чтобы его только разомкнуть, то исчезаютъ, именно при размыканіи, возбужденныя раньше силовые линии; онѣ возбуждаются снова при замыканіи тока, но въ обратномъ направленіи. Поэтому, когда первичный токъ протекаетъ сначала такъ, что онъ возбуждаетъ въ нижнемъ концѣ желѣзнаго сердечника южный полюсъ (рис. 91), то, смотря снизу, увидимъ, что при размыканіи первичнаго тока (уменьшеніе числа силовыхъ линий) вторичный токъ потечетъ по направленію вращенія часовой стрѣлки. Измѣнимъ теперь направление первичнаго тока; тогда южный полюсъ образуется на

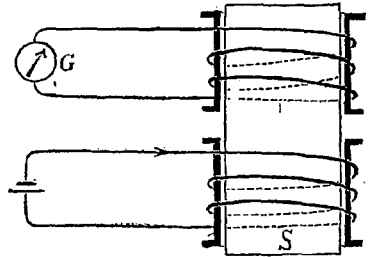


Рис. 91.

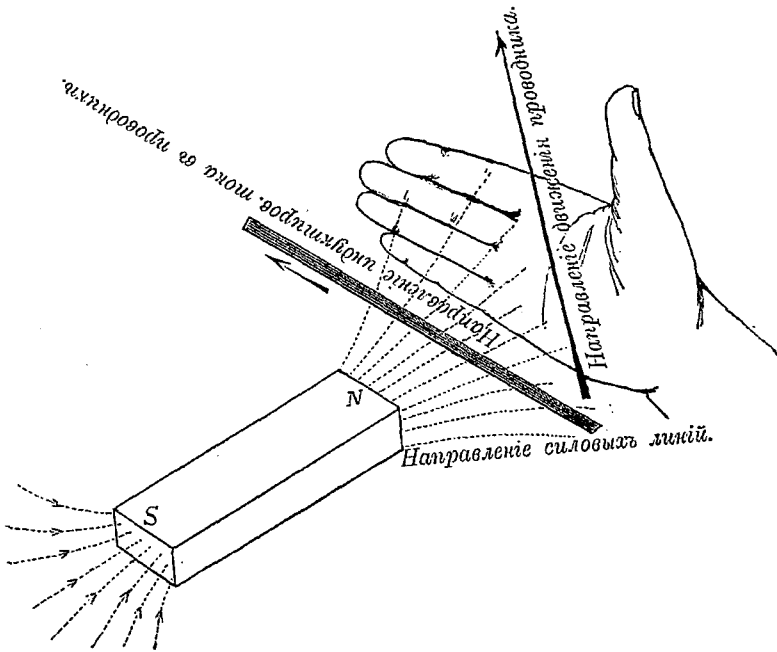


Рис. 92.

верхнемъ концѣ сердечника; если смотрѣть оттуда (съ верхняго конца), индуктированный токъ (увеличеніе числа силовыхъ линий) потечетъ по направленію обратному вращенія часовой стрѣлки; слѣдовательно, смотря снизу, токъ потечетъ по направленію вращенія часовой стрѣлки, или по тому же направленію, какъ и прежде. Отклоненіе стрѣлки гальванометра поэтому замѣтно увеличилось, такъ какъ въдѣ измѣненіе числа пронизывающихъ катушку силовыхъ линий гораздо значительнѣе, чѣмъ при замыканіи или только при размыканіи первичнаго тока.

Когда индукція происходитъ вслѣдствіе перемѣщенія проводника въ магнитномъ полѣ, очень удобно примѣнять слѣдующее простое правило, а именно:

Если держать надъ проводникомъ правую руку (рис. 92) лав-

донью такъ, чтобы силовыя линіи были бы перпендикулярны къ ладони, а большой палецъ былъ отставленъ въ сторону направленія движенія проводника, тогда концы прочихъ пальцевъ укажутъ направленіе индукированного тока.

На рис. 92 ладонь правой руки обращена къ сѣверному полюсу магнита, а большой палецъ отставленъ въ сторону направленія движенія проводника, указанного стрѣлкой; поэтому концы прочихъ пальцевъ укажутъ направленіе индукированного тока.

Если измѣненіе силового потока происходитъ оттого, что движется какая-либо часть контура цѣпи, то тѣ же результаты, что и предыдущее правило, даетъ правило Флемминга, или правило трехъ пальцевъ, состоящее въ слѣдующемъ, а именно:

Если сложить три первыхъ пальца правой руки — указательный, средній и большой — подъ прямыми углами другъ къ другу (рис. 93), затѣмъ направить указательный палецъ по направленію движенія проводника, тогда средній палецъ укажетъ направленіе индукированного тока.

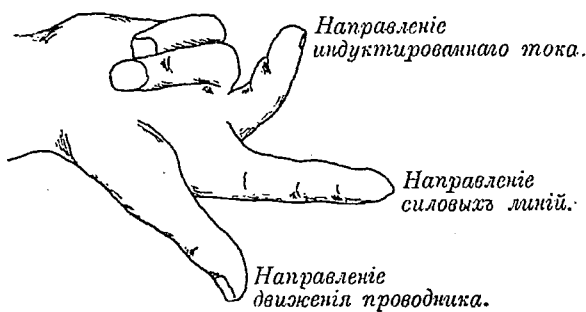


Рис. 93.

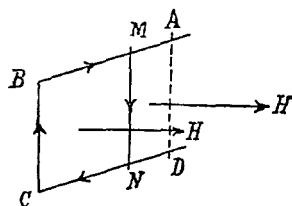


Рис. 94.

Пусть, напримѣръ, контуръ $MBCN$ (рис. 94) увеличивается вслѣдствіе передвиженія MN къ AD , причемъ H — напряженность магнитнаго поля; тогда правило Флемминга укажетъ, что въ части MN индукированный токъ направленъ книзу. По правилу Максвелла, въ этомъ случаѣ индукированный токъ направленъ въ обратную сторону, въ которую приходится вращать рукоятку буравчика, ввинчиваемого поступательно вдоль силовыхъ линій, т. е. по $BMCN$, такъ какъ силовой потокъ увеличивается; какъ видно, оба правила даютъ тотъ же результатъ.

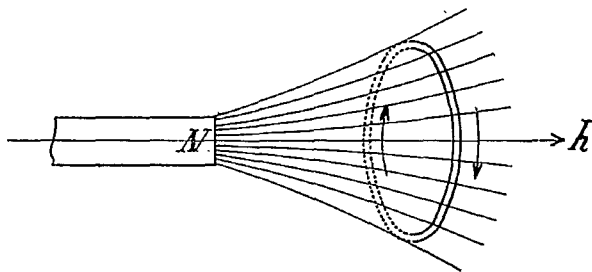


Рис. 95.

Пусть вмѣстѣ сѣверный полюсъ магнита, создающаго магнитное поле, въ которомъ пусть движется замкнутый проводникъ по направленію, указанному стрѣлкой (рис. 95). Очевидно, при этомъ число силовыхъ линій, проходящихъ черезъ контуръ

увеличивается; какъ видно, оба правила даютъ тотъ же результатъ.

Относительно опредѣленія направленія индукированного тока въ зависимости отъ измѣненія числа силовыхъ линій магнитнаго поля, возбуждающаго индукированный токъ, приводимъ слѣдующее объясненіе.

замкнутого проводника, будетъ уменьшаться. Какъ выше упомянуто было, всякій разъ, когда измѣняется число силовыхъ линій, пересекающихъ контуръ проводника, иначе говоря, когда измѣняется силовой потокъ, проходящій черезъ контуръ проводника, то въ замкнутомъ проводникѣ возбуждается индуктированный токъ. Направление индуктированного тока будетъ таково, что возбуждающійся токъ будетъ стремиться пополнить уменьшеніе силового потока, создавая свои собственные силовыя линіи по тому же направленію, по какому направлены исчезающія изъ контура проводника силовыя линіи, для чего направленіе индуктированного тока должно совпадать съ направленіемъ, указаннымъ на рис. 95.

Если же движеніе проводника измѣнится на обратное (рис. 96), то число силовыхъ линій, проходящихъ черезъ контуръ замкнутого проводника, увеличивается, вслѣдствіе чего по вышеприведенному въ замкнутомъ проводникѣ возбуждается индуктированный токъ, но обратнаго направленія, а

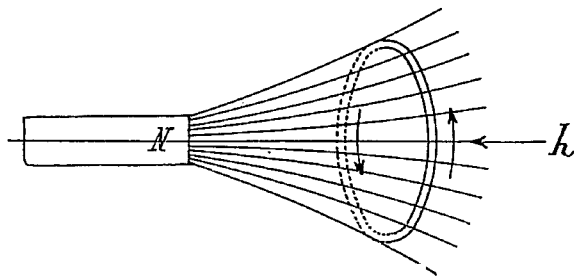


Рис. 96.

именно такого направленія, что и возбуждающійся токъ будетъ стремиться убавить увеличеніе силового потока, создавая свои собственные силовыя линіи по направленію, обратному тому, по какому направлены прибывающія въ контуръ проводника силовыя линіи, для чего на этотъ разъ направленіе индуктированного тока должно совпадать съ направленіемъ, указаннымъ на рис. 96, которое прямо противоположно направленію, указанному на рис. 95.

Слѣдовательно, зависимость направленія индуктированного тока отъ измѣненія числа силовыхъ линій магнитнаго поля, возбуждающаго индуктированный токъ, можетъ быть выражена слѣдующимъ образомъ, а именно:

1) Если при движеніи замкнутого проводника въ магнитномъ полѣ число силовыхъ линій, проходящихъ черезъ контуръ замкнутого проводника, уменьшается, то въ замкнутомъ проводникѣ возбуждается индуктированный токъ, создающій собственные силовыя линіи по тому же направленію, по какому направлены силовыя линіи магнитнаго поля.

2) Если при движеніи замкнутого проводника въ магнитномъ полѣ число силовыхъ линій, проходящихъ черезъ контуръ замкнутого проводника, увеличивается, то въ замкнутомъ проводникѣ возбуждается индуктированный токъ, создающій собственные силовыя линіи по направленію, обратному тому, по какому направлены силовыя линіи магнитнаго поля.

Такъ какъ силовыя линіи, создаваемые самимъ индуктированнымъ токомъ, пересекаютъ контуръ проводника, входя въ него съ отрицательной стороны и выходя съ положительной стороны, мы, по только что вышеприведенному правилу, всегда будемъ въ состояніи опредѣлять направленіе индуктированного тока, разъ характеръ измѣненія числа силовыхъ линій магнитнаго поля, вызывающаго индукцію, намъ извѣстенъ.

Такъ, въ вышеприведенныхъ случаяхъ, если смотрѣть на замкнутый проводникъ или катушку по направленію силовыхъ линій, т. е. такъ, чтобы южный полюсъ магнита былъ обращенъ къ наблюдателю, то:

1) при уменьшеніи числа проходящихъ черезъ катушку силовыхъ линій направленіе индуктированного тока совпадаетъ съ направленіемъ вращенія часовой стрѣлки (прямой токъ);

2) при увеличеніи числа проходящихъ черезъ катушку силовыхъ линій направленіе индуктированного тока обратно направленію вращенія часовой стрѣлки (обратный токъ).

Вполнѣ понятно, что пока число силовыхъ линій магнитнаго поля, пронизывающихъ контуръ проводника, остается неизмѣннымъ, хотя бы проводникъ и перемѣщался въ магнитномъ полѣ (вдоль силовыхъ линій), то въ замкнутомъ проводникѣ индуктированного тока не возбудится.

Возбужденіе индуктированного тока въ замкнутомъ проводникѣ, вращающагося въ магнитномъ полѣ, вокругъ оси, не проходящей черезъ его центръ, изложено въ томѣ IV на стр. 3—6

Разсмотримъ еще разъ индуктированный токъ, возбужденный выдвиганіемъ магнита изъ катушки (рис. 97). При этомъ въ виткахъ катушки возбуждается индуктированный токъ, текущій по направленію, совпадающему съ направленіемъ вращенія часовой стрѣлки. Такой, протекающій по виткамъ, токъ стремится втянуть магнитъ въ просвѣтъ катушки. Поэтому для извлеченія магнита изъ катушки эта противодействующая сила должна быть преодолѣна, то есть, должна быть затрачена нѣкоторая работа.

Слѣдовательно, индуктированный токъ можно разсматривать какъ эквивалентъ (равнозначность) работы, затраченной при извлеченіи магнита изъ катушки.

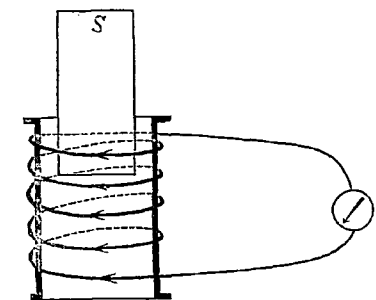


Рис. 97.

Вскорѣ послѣ открытія явленія индукціи, русскій академикъ Ленцъ, на основаніи опытовъ, установилъ законъ, которымъ опредѣляются всѣ явленія индукціи, происходящія отъ относительнаго перемѣщенія проводника и магнитнаго поля.

Законъ Ленца гласитъ слѣдующимъ образомъ:

Всякое относительное перемѣщеніе магнитнаго поля и замкнутаго проводника порождаетъ въ этомъ послѣднемъ такой токъ, который стремится произвести обратное перемѣщеніе.

Этотъ законъ Ленца можно выразить еще слѣдующимъ образомъ:

При перемѣщеніи проводника въ магнитномъ полѣ, въ проводникѣ индуктируется токъ, стремящійся противодействовать производимому перемѣщенію.

Слѣдовательно, индуктированный токъ всегда имѣетъ такое направленіе, что онъ своимъ электромагнитнымъ дѣйствіемъ стремится противодействовать тому измѣненію, которое вызвало индуктированный токъ.

Выражая законъ Ленца еще проще, можно сказать:

Индукція перемѣщенія препятствуетъ производящему его движению.

Законъ Ленца вмѣстѣ съ правиломъ Флемминга — трехъ пальцевъ, позволяетъ легко опредѣлить направленіе тока, индуцированнаго движеніемъ проводника въ магнитномъ полѣ, если извѣстны механическія дѣйствія токовъ на магнитное поле, и наоборотъ.

Убѣдиться, что законъ Ленца и правило Флемминга приводятъ къ одному и тому же выводу, не трудно.

Для примѣра возьмемъ слѣдующее явленіе индукціи.

Пусть къ замкнутому проводнику АВ, по которому протекаетъ токъ, приближается замкнутый проводникъ CD (рис. 98). Вслѣдствіе этого сближенія въ проводникѣ CD возбуждается индуцированный токъ, который будетъ стремиться препятствовать этому сближенію проводниковъ, иначе говоря, оба проводника АВ и CD должны оттолкнуться. Согласно же правилу Ампера (стр. 50), это можетъ имѣть мѣсто, если токъ въ проводникѣ CD будетъ противоположнаго направленія току въ проводникѣ АВ (обратный токъ). Слѣдовательно, индуцированный токъ потечетъ по направленію отъ D къ C.

Наоборотъ, если проводникъ CD удаляется отъ проводника АВ, то вслѣдствіе удаленія въ проводникѣ CD возбуждается индуцированный токъ, который опять будетъ стремиться препятствовать этому удаленію проводниковъ, иначе говоря, оба проводника АВ и CD должны притянуться. Согласно правилу Ампера (стр. 50), токъ въ проводникѣ CD будетъ одинаковаго направленія съ токомъ въ проводникѣ АВ (прямой токъ). Слѣдовательно, индуцированный токъ потечетъ по направленію отъ C къ D.

Вмѣсто перемѣщенія проводника CD, можно также усиливать или ослаблять постоянный токъ, протекающій по проводнику АВ.

Если въ проводникѣ АВ ослаблять токъ, то въ проводникѣ CD возбуждается токъ одинаковаго направленія съ токомъ въ проводникѣ АВ. Наоборотъ, если въ проводникѣ АВ усиливать токъ, то въ проводникѣ CD возбуждается индуцированный токъ противоположнаго направленія току въ проводникѣ АВ.

Слѣдовательно, усиленіе тока соотвѣтствуетъ взаимному сближенію проводниковъ, а ослабленіе тока соотвѣтствуетъ взаимному удаленію проводниковъ.

Наконецъ, если въ проводникѣ АВ пропускать токъ, (замыканіе цѣпи), то при появленіи этого послѣдняго въ проводникѣ CD возбудится индуцированный токъ, но противоположнаго направленія току въ проводникѣ АВ.

Наоборотъ, если въ проводникѣ АВ исчезаетъ токъ (размыканіе цѣпи), то въ проводникѣ CD возбуждается снова индуцированный токъ одинаковаго направленія съ токомъ въ проводникѣ АВ.

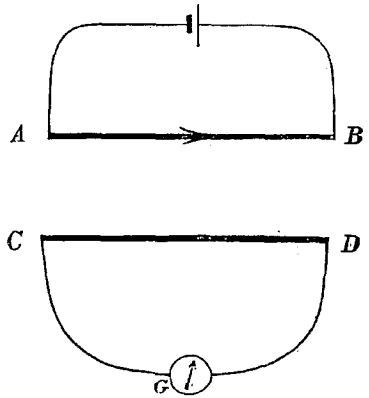


Рис. 98.

Слѣдовательно, замыканіе цѣпи соотвѣтствуетъ усиленію тока или взаимному сближенію проводниковъ, а размыканіе цѣпи соотвѣтствуетъ ослабленію тока или взаимному удаленію проводниковъ.

Если разобрать всѣ предыдущія обстоятельства электромагнитной индукціи, то не трудно прийти къ слѣдующему общему выводу.

Въ данномъ замкнутомъ проводникѣ возбуждается индуктированный токъ всякій разъ, когда измѣняется число силовыхъ линій, пересекающихъ его контуръ, иначе говоря, когда измѣняется силовой потокъ, проходящій черезъ контуръ проводника. Направленіе индуктированного тока будетъ таково, что появленіе тока будетъ сопротивляться производимому измѣненію силового потока. Такъ, если силовой потокъ, пронизывающій контуръ проводника, уменьшается, то въ проводникѣ появится токъ такого направленія, при которомъ его силовыя линіи будутъ складываться съ силовыми линіями потока для того, чтобы пополнить уменьшеніе этого потока.

Въ качествѣ примѣра того, что можетъ дать намъ законъ Ленца, приводимъ слѣдующія явленія.

Вращая металлическій дискъ между полюсами сильнаго электромагнита можно замѣтить, что дискъ, легко вращающійся до намагничиванія электромагнитовъ, представляетъ значительное сопротивленіе вращенію, какъ скоро электромагниты намагничены; это дѣйствіе тѣмъ замѣтнѣе, чѣмъ лучше проводимость диска; сдѣлавъ въ дискѣ радіальные прорѣзы, можно почти уничтожить дѣйствіе.

Если между полюсами электромагнита подвѣсить на нити какой-нибудь металлическій предметъ, напримѣръ, шарикъ или сплошной кубикъ, и затѣмъ закрутить нить, то, если электромагнитъ не намагниченъ, подвѣшенная нить станетъ раскручиваться и повѣшенный на ней предметъ придетъ во вращеніе съ увеличивающеюся скоростью. Но, если въ это время замкнуть токъ, намагничивающій электромагниты, то быстро вращающійся предметъ замедляетъ свое вращеніе, точно этотъ предметъ попадетъ въ какую-нибудь вязкую жидкость.

Разберемъ теперь дѣйствіе слѣдующаго прибора, которымъ фонъ-Вальтенгофенъ (von Waltenhofen), проф. Вѣнскаго Политехническаго Института, производилъ свой опытъ.

Мѣдный массивный круговой сегментъ (пластинка) КК (рис. 99), подвѣшенный на оси ОО, можетъ качаться въ воздушномъ промежуткѣ между двумя полюсными надставками А и В электромагнита. Пока электромагнитъ не намагниченъ, т. е. токъ, возбуждающій электромагнитъ, еще не замкнутъ, мѣдная пластинка все время свободно качается впередъ и назадъ. Въ моментъ же, когда замыкается токъ, намагничивающій электромагнитъ, слѣдовательно, возбудится магнитное поле, то тотчасъ качаніе пластинки въ воздушномъ промежуткѣ между полюсными надставками АВ уничтожается. Двигая пластинку рукою, мы почувствуемъ, какъ будто она находится въ густомъ маслѣ или въ какомъ-либо сиропѣ.

На основаніи вышеизложеннаго мы можемъ объяснить причину этого явленія. Въ металлической пластинкѣ при движеніи ея въ магнитномъ полѣ возбуждаются индуктированные токи, на которые дѣйствуетъ магнитное поле; оно стремится привести проводникъ, въ которомъ возбуждены индуктированные токи, въ опредѣленное положеніе—отсюда и сопротивленіе, оказываемое магнитнымъ полемъ, движенію въ немъ металла.

Направление индуктированного тока опредѣляется по правилу руки (рис. 92), или же по правилу Флемминга (рис. 93). Если держать надъ проводникомъ правую руку ладонью такъ, чтобы силовыя линіи были бы перпендикулярны къ ладони, а большой палецъ былъ отставленъ въ сторону направленія движенія проводника, тогда концы прочихъ пальцевъ укажутъ направленіе индуктированного тока.

Придерживаясь правила Флемминга—трехъ пальцевъ—слѣдуетъ сложить три первыхъ пальца правой руки—указательный, средний и большой—подъ прямыми углами другъ къ другу, затѣмъ направить указательный палецъ по направленію силовыхъ линій, а большой палецъ по направленію движенія проводника, тогда средний палецъ укажетъ направленіе индуктированного тока.

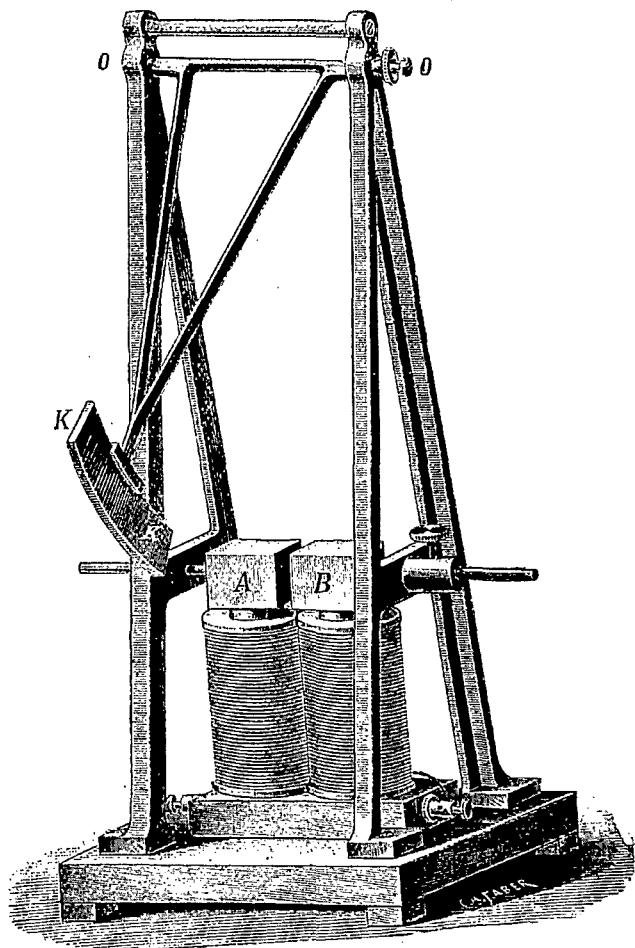


Рис. 99.

Если, напримѣръ, А (рис. 100) представляетъ собою сѣверный полюсъ электромагнита, а К К—мѣдную пластинку, движущуюся по направленію стрѣлки, то индуктированный токъ потечетъ въ пластинкѣ внизъ и оттуда въ обѣ стороны такъ, какъ это указано на рис. 100 стрѣлками. Такъ какъ этотъ токъ встрѣчаетъ на своемъ пути весьма слабое сопротивленіе, то сила его очень значительна; взаимодействие этихъ индуктированныхъ токовъ и магнитнаго поля по закону Ленца препятствуетъ движенію, которое прекращается почти мгновенно.

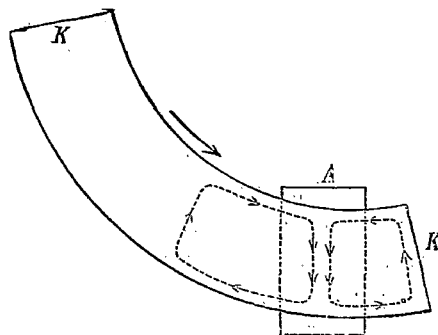


Рис. 100.

Обыкновенно такіе измѣняющіеся индуктированные токи, которые способны распространяться въ металлическихъ движущихся массахъ болѣе чѣмъ по одному на-

правленію, называютъ паразитными токами; въ честь французскаго физика Фуко (Foucault), прозводившаго опыты надъ этими токами, ихъ называютъ, по его имени, также «токами Фуко».

Весьма легко убѣдиться въ томъ, что индуктированный токъ распространяется въ мѣдной пластинкѣ такъ, какъ это указано на рис. 100 стрѣлками. Для этого стоитъ только въ мѣдной пластинкѣ прорѣзать зубцы, какъ показано на рис. 101 и тогда за-

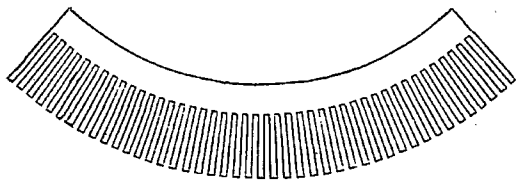


Рис. 101.

мѣтимъ, что мѣдная пластинка будетъ совершать свои качанія, какъ бы безъ электромагнита; это указываетъ на то, что возбужденіе паразитныхъ токовъ (Фуко) устранено.

Паразитные токи (Фуко) обла- даютъ иногда значительную силою вслѣдствіе малаго сопротивленія току со стороны металлическихъ сплошныхъ массъ. Распространяясь по проводнику, эти токи нагрѣваютъ его, выдѣляя количество теплоты, по закону Джауля, равное $i^2 \cdot w \cdot t$, гдѣ i —обозначаетъ силу тока, w —сопротивленіе и t —время. Вслѣдствіе за- траты этой работы и чувствуется увеличеніе сопротивленія при движеніи проводниковъ.

Возбужденіе педуктированныхъ (паразитныхъ) токовъ, а слѣдовательно, и со- противленіе вращенію либо качанію, а также и нагрѣваніе можно значительно, какъ это теперь видно, уменьшить, прорѣзавъ въ мѣдной пластинкѣ щели или зубцы, перпендикулярные къ направленіямъ электродвижущихъ силъ индукціи и пересѣкаю- щіе такимъ образомъ силовыя линіи тока.

Если сердечникъ якоря динамомашинъ (ср. рис. 66 на стр. 89 или рис. 68 на стр. 93) состоитъ изъ сплошной массы желѣза, то въ немъ, при вращеніи въ магнитномъ полѣ, какъ это слѣдуетъ изъ закона Ленца, индуктируются паразитные токи (Фуко), противодѣйствующіе вращенію; такъ какъ эти токи не могутъ быть использованы, то приходится затрачивать извѣстную работу на вращеніе якоря, ко- торая сперва перейдетъ въ электрическую, въ видѣ индукціонныхъ токовъ, а затѣмъ въ тепловую, которая получится отъ циркуляціи индукціонныхъ токовъ въ металли- ческой массѣ, вслѣдствіе чего якорь нагрѣвается и появляется опасность перегоранія изоляціи мѣдныхъ проволокъ обмотки.

Направленіе возбуждающихся въ сердечникѣ якоря паразитныхъ токовъ, оче- видно, можно опредѣлить опять по правилу Флемминга или по другому изъ перечи- сленныхъ выше правилъ. Эти токи протекаютъ на поверхности якоря параллельно оси вращенія.

При устройствѣ сердечниковъ якоря динамомашинъ и другихъ приборовъ, вра- щающихся въ магнитномъ полѣ, необходимо во избѣжаніе бесполезной затраты ра- боты препятствовать возникновенію токовъ Фуко. Какъ мы выше видѣли, индукти- рованные токи всегда возникаютъ въ направленіи, перпендикулярномъ силовымъ ли- ніямъ; поэтому для ослабленія или устраненія токовъ Фуко необходимо разрѣзать вращающіеся проводники плоскостями параллельными силовымъ линіямъ и разрѣ- занныя части изолировать другъ отъ друга; при этомъ путь силовыхъ линій, про- ходящихъ отъ сѣвернаго полюса индуктора къ южному полюсу, не долженъ быть измѣненъ.

Слѣдовательно, для устранения токовъ Фуко, сердечникъ якоря динамомашины долженъ быть составленъ изъ отдѣльныхъ кружковъ или пластинокъ, вырѣзанныхъ изъ листового желѣза, изолированныхъ другъ отъ друга парафинированною или лакированной тонкою бумагою, причемъ пластинки должны быть параллельны силовымъ линіямъ, какъ это показано было на рис. 66 и 68. Толщина примѣняемаго листового желѣза бываетъ различна; она колеблется отъ 0,5 до 2 мм. Чѣмъ тоньше листовое желѣзо, тѣмъ болѣе устраниваются токи Фуко, зато тѣмъ дороже обходится изготовленіе якоря.

Подраздѣленіе сердечника якоря на отдѣльныя пластинки, изолированныя другъ отъ друга, препятствуетъ токамъ Фуко протекать отъ одной пластинки къ другой; силовыя линіи, напротивъ, могутъ свободно проходить черезъ пластинки отъ одного полюса индуктора къ другому. Болты, служащіе для скрѣпленія получаемыхъ такимъ образомъ стоекъ, должны быть также изолированы при помощи трубокъ изъ вулканизированной фибры или глянцовитаго (прессованнаго) картона и кружковъ изъ того же матеріала, подкладываемыхъ подъ гайки. Можно, конечно, эту изоляцію выполнить и другимъ подходящимъ образомъ.

Разберемъ теперь вопросъ, почему раздѣленіе сердечника якоря надлежащимъ образомъ на болѣе мелкія части способствуетъ уменьшенію потери мощности на токи Фуко? *).

Подраздѣленіе металлическихъ массъ плоскостями, параллельными силовымъ линіямъ, препятствуетъ токамъ Фуко распространяться по всей массѣ; но въ каждомъ изъ подраздѣленій токи Фуко будутъ все-таки существовать, и далеко не очевидно, почему при сложномъ сложении потеря мощности на токи Фуко уменьшается. Чтобы, хотя грубо, выяснить себѣ причину явленія, рассмотримъ металлическую массу, сѣченіе которой, перпендикулярное силовымъ линіямъ, есть $ABCD$ (рис. 102 а). При

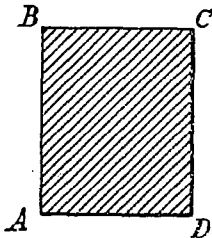


Рис. 102 а.

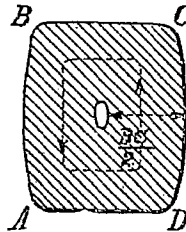


Рис. 102 б.

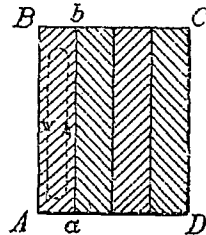


Рис. 102 в.

измѣненіи силового потока въ сѣченіи $ABCD$ перпендикулярно силовымъ линіямъ возбуждаются токи Фуко, которые распространяются внутри металлической массы по очень сложнымъ путямъ; но для грубой оцѣнки явленія можно принять, что токъ протекаетъ какъ бы по толстой полосѣ длиною $2AB$ и шириною $\frac{BC}{2}$, сложенной вдвое (рис. 102 б). Электродвижущая сила E токовъ Фуко пропорціональна при прочихъ одинаковыхъ условіяхъ площади $ABCD$; сопротивление W пропорціонально длинѣ $2AB$ и площади поперечнаго сѣченія разсматриваемой полосы. Мощность \mathcal{E}_f , затрачиваемая на токи Фуко, равна произведенію квадрата силы тока на сопротивление, а именно:

$$\mathcal{E}_f = J^2 \cdot W.$$

*) А. Л. Корольковъ. «Лекціи по электротехникѣ». С.-Петербургъ.

Если мы раздѣлимъ металлическую массу на n изолированныхъ листовъ, вродѣ $ABba$, то токи Фуко возбуждаются въ каждомъ листѣ. Электродвижущая сила токовъ Фуко въ каждомъ листѣ уменьшится теперь въ n разъ, пбо во столько разъ уменьшилась площадь поперечнаго сѣченія и силовой потокъ. Теперь можно представить себѣ токи Фуко протекающими по сложенной вдвое тонкой полосѣ, имѣющей длину $2AB$, ширину $\frac{Bb}{2}$, а потому площадь поперечнаго сѣченія въ n разъ меньшую, чѣмъ въ первомъ случаѣ. Предположимъ, что размѣры, перпендикулярные плоскости рисунка, остались безъ переменны; отъ уменьшенія площади поперечнаго сѣченія увеличивается сопротивление w въ n разъ. Въ результатѣ сила индуцированнаго тока уменьшится въ n^2 разъ. Мощность, затрачиваемая въ каждомъ подраздѣленіи, будетъ $i^2 w$, слѣдовательно:

$$\mathcal{E}'_f = i^2 \cdot w = \left(\frac{J}{n^2} \right)^2 \cdot W n = J^2 \cdot W \cdot \frac{1}{n^3}.$$

Во всѣхъ n подраздѣленіяхъ потеря мощности будетъ въ n разъ больше, слѣдовательно:

$$\mathcal{E}_f = n \mathcal{E}'_f = J^2 \cdot W \cdot \frac{1}{n^2},$$

то есть, съ подраздѣленіемъ сердечника на n листовъ, параллельныхъ силовымъ линіямъ, уменьшается потеря мощности на токи Фуко въ n^2 разъ.

Опредѣлимъ теперь числовую величину потери мощности на токи Фуко.

Сила токовъ Фуко пропорціональна электродвижущей силѣ, которая, въ свою очередь, пропорціональна скорости измѣненія силового потока; если желѣзо периодически перемагничивается, то измѣненіе силового потока пропорціонально наибольшей величинѣ магнитной индукціи B_m и числу перемагничиваній N . Поэтому потеря мощности на токи Фуко, пропорціональная по закону Джауля, квадрату силы тока, пропорціональна $N^2 B_m^2$.

Итакъ, потеря мощности \mathcal{E}_f на токи Фуко выразится слѣдующей формулой, а именно:

$$\mathcal{E}_f = \beta \cdot N^2 \cdot B_m^2,$$

гдѣ β —обозначаетъ коэффициентъ, зависящій отъ матеріала, N —число перемагничиваній въ секунду, B_m —наибольшую магнитную индукцію.

По опытамъ современнаго англійскаго физика Юинга (Ewing) *), коэффициентъ $\beta = 0,004 \cdot 10^{-8}$ на 1 куб. см., если мощность \mathcal{E}_f —выражена въ джауляхъ, магнитная индукція B —въ единицахъ (C. G. S.), матеріалъ мягкое желѣзо, раздѣленное вдоль силовыхъ линій на пластинки въ 0,5 мм. толщиной; за единицу времени принята одна секунда.

Паразитные токи (Фуко) вообще—это токи не только бесполезные, но даже вредные, которые должны быть устранены. Но въ нѣкоторыхъ случаяхъ паразитные токи (Фуко) прѣмѣняются съ пользою.

Механическое сопротивление движенію, вызываемое реакціей индуцированныхъ

*) Ewing. Die Magnet-Induction in Eisen und verwandten Metallen.

этимъ движеніемъ токовъ Фуко, примѣняется, между прочимъ, для успокоенія магнитныхъ стрѣлокъ гальванометровъ.

Дѣйствительно, если подвижной магнитъ, могущій свободно вращаться вокругъ подвѣшенной нити, окружить металлической массой, въ которой имѣется свободное пространство, достаточное для того, чтобы магнитъ могъ свободно вращаться, то онъ, вращаясь внутри металлической массы, возбуждаетъ въ послѣдней индуцированные токи (Фуко), которые по закону Ленца задерживаютъ качаніе магнита и послѣдній успокаивается.

Вращая мѣдный дискъ (рис. 103) подъ подвѣшеннымъ магнитомъ (опытъ Араго), можно замѣтить, что взаимодействие между магнитомъ и индуцированными въ мѣдномъ дискѣ токами (Фуко) стремится задержать дискъ и по закону дѣйствія равнаго противодействию увлекаетъ магнитъ въ ту же сторону, въ которую вращается мѣдный дискъ.

Обратно, вращая магнитъ подъ подвѣшеннымъ на остриѣ мѣднымъ дискомъ, замѣтимъ, что взаимодействие между магнитомъ и индуцированными въ мѣдномъ дискѣ токами (Фуко) увлечетъ дискъ во вращеніе въ ту же сторону, въ которую вращается и магнитъ.

Если же подвѣшенный магнитъ вращается надъ мѣднымъ неподвижнымъ дискомъ (рис. 103), то вращающійся магнитъ возбуждаетъ въ мѣдномъ дискѣ индуцированные токи (Фуко), которые по закону Ленца будутъ задерживать качанія магнита и онъ вскорѣ остановится, или, какъ говорятъ, качанія магнита успокаиваются.

Успокоеніе (демпфированіе—*Dämpfung*) качаній магнита будетъ тѣмъ успѣшнѣе, чѣмъ тѣснѣе будетъ соприкосновеніе между магнитомъ и мѣдной пластинкой, т. е. чѣмъ болѣе силовыхъ линій проходятъ черезъ дискъ.

На этомъ началѣ для удобства наблюденія, во многихъ гальванометрахъ устроены мѣдные успокоители (демпферы—*Dämpfer*), состоящіе изъ хорошо проводящихъ мѣдныхъ массъ, окружающихъ возможно тѣсно, но безъ соприкосновенія, магнитную стрѣлку.

Магнитная стрѣлка гальванометра, вращаясь въ выемкѣ внутри мѣдной массы, возбуждаетъ при этомъ въ послѣдней индуцированные токи (Фуко), которые противодействуютъ качаніямъ магнитной стрѣлки.

Если мѣдная масса успокоителя (демпфера) такъ велика, что сопротивленіе ей токамъ Фуко ничтожно, то можетъ случиться, что магнитная стрѣлка плавно подойдетъ къ положенію равновѣсія и не будетъ качаться; такое движеніе магнитной стрѣлки называется аперіодическимъ. Гальванометры, въ которыхъ успокоеніе (демпфированіе) такъ сильно, что магнитная стрѣлка послѣ каждаго отклоненія тотчасъ же принимаетъ положеніе равновѣсія безъ предварительныхъ періодическихъ качаній, называются аперіодическими гальванометрами (см. томъ III, главу II).

Во многихъ гальванометрахъ примѣняютъ такъ называемые колоколообразные магниты, окруженные толстой мѣдной муфтой (рис. 104). Такіе магниты вообще не

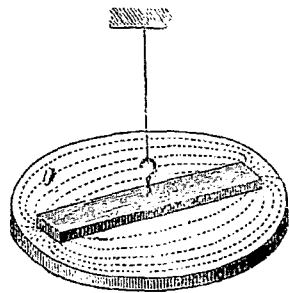


Рис. 103.

колеблются взадъ и впередъ, но приходятъ изъ выведеннаго положенія мгновенно въ положеніе равновѣсія.

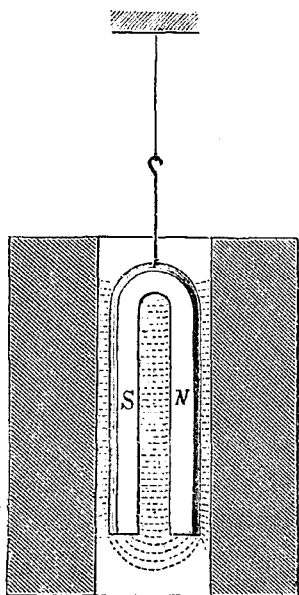


Рис. 104.

Примѣняемая здѣсь, въ качествѣ успокоителя, муфта, дѣлается изъ мѣди, оттого что удѣльное сопротивленіе мѣди весьма мало, влѣдствіе чего возбужденіе токовъ Фуко въ мѣдной массѣ сильнѣе, чѣмъ въ плохо проводящихъ матеріалахъ.

Постараемся теперь установить формулы для возбужденныхъ индукцій электродвижущихъ силъ и токовъ. За исходную точку возьмемъ то положеніе, что возбужденные токи представляютъ собою эквивалентъ (равнозначность) для затраченной работы при движеніи проводника.

Вообразимъ, что въ круговомъ проводникѣ АВ (ср. рис. 48 на стр. 54) протекаетъ токъ силы i ; этотъ токъ разовьетъ въ помѣщающейся перпендикулярно къ срединѣ АВ магнитной массѣ m , нѣкоторую силу опредѣляемую формулой (12) на стр. 53, а именно:

$$P' = \frac{n \cdot m \cdot i \sin \alpha \cdot 2 R \pi}{r^2},$$

гдѣ n — обозначаетъ число витковъ, чрезъ которые протекаетъ токъ; сила P' направлена перпендикулярно къ плоскости кольца. Частное $\frac{m}{r^2}$ — представляетъ силу, съ которой единица сѣверномагнитной массы оттолкнется отъ сѣверномагнитной массы m , отдаленной отъ нея на разстояніи r ; иначе говоря, $\frac{m}{r^2}$ — будетъ число силовыхъ линий, проходящихъ чрезъ 1 кв. см. поверхности, перпендикулярной къ силовымъ линиямъ и отдаленной отъ сѣверномагнитной массы m на разстояніи r (ср. стр. 46). Положивъ эту силу равною H , т. е.

$$H = \frac{m}{r^2},$$

получимъ

$$P' = H \cdot n i \cdot 2 R \pi \cdot \sin \alpha.$$

Перемѣщая кольцо на встрѣчу направленія силы на отрѣзокъ ds , при этомъ затрачивается работа, которая собственно и возбуждаетъ силу тока i . Въ такомъ случаѣ работа тока въ весьма малый промежутокъ времени dt будетъ,

$$e i dt,$$

гдѣ e — электродвижущая сила, возбуждающая силу тока i . Затраченная работа при этомъ движеніи равна $P' \cdot ds$, такъ что получимъ слѣдующее уравненіе:

$$P' \cdot ds = e i dt.$$

Подставляя вмѣсто P' его значеніе, получимъ

$$H n i 2 R \pi \sin \alpha \cdot ds = e i dt$$

или

$$H n 2 R \pi \sin \alpha \cdot ds = e dt.$$

Для опредѣленія значенія лѣвой части этого уравненія, опускаютъ изъ точки С перпендикуляръ CD на Вm (рис. 105), тогда имѣемъ

$$\overline{CD} = ds \cdot \sin\alpha.$$

Выраженіе $2R\pi \cdot \overline{CD}$ — представляетъ собою поверхность усѣченного конуса, къ которой перпендикулярны силовыя линіи, исходящія изъ m и пронизывающія эту поверхность.

Такъ какъ N—представляетъ число силовыхъ линій, приходящееся на единицу поверхности, то выраженіе

$$N \cdot (2R\pi \cdot \sin\alpha ds)$$

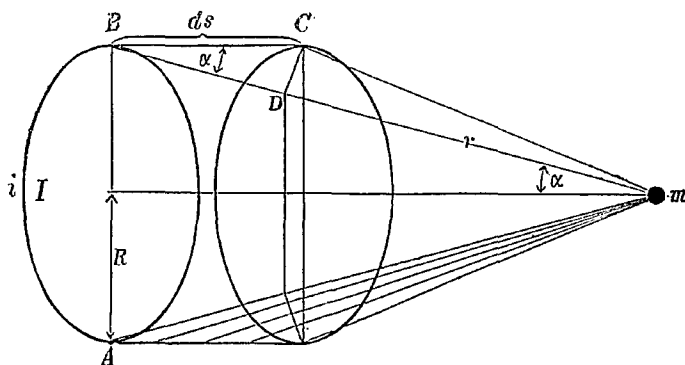


Рис. 105.

представляетъ число силовыхъ линій, пронизывающихъ плоскость $2R\pi \sin\alpha ds$. Это число силовыхъ линій въ то же время будетъ тою прибавлю силовыхъ линій, которыя пройдутъ черезъ кольцо, если послѣднее будетъ изъ положенія I параллельно себѣ передвинуто на отръзокъ ds. Обозначая эту прибавль силовыхъ линій черезъ dN, вышеприведенное уравненіе

$$n \cdot N 2R\pi \sin\alpha ds = e dt$$

преобразуется въ слѣдующій видъ, а именно:

$$n \cdot dN = e dt,$$

откуда

$$e = \frac{dN}{dt} \cdot n, \dots \dots \dots (29)$$

гдѣ N—обозначаетъ число силовыхъ линій, пронизывающихъ витки кольца въ положеніи I.

Такъ какъ dN—составляетъ измѣненіе числа силовыхъ линій N во время dt, то $\frac{dN}{dt}$ — будетъ измѣненіе числа силовыхъ линій въ единицу времени.

Какъ уже извѣстно, n — обозначаетъ число витковъ на проволочномъ кольцѣ (катушкѣ). Въ виду того, что въ дальнѣйшемъ изложеніи послѣдующихъ томовъ этого сочиненія величинѣ n—будетъ дано совсѣмъ другое значеніе, число витковъ начнемъ теперь обозначать греческою буквою ξ (кси).

Итакъ, уравненіе (29) можемъ теперь написать въ слѣдующемъ видѣ, а именно:

$$e = \frac{dN}{dt} \cdot \xi \dots \dots \dots (29 a).$$

Выведемъ теперь также формулу и для того случая, когда проводникъ пересекаетъ силовыя линіи. Обратимся для этой цѣли непосредственно къ закону Біо и Савара (ср. стр. 53). На основаніи этого закона намъ извѣстно, что если по элементу проводника длиною dl протекаетъ токъ силы i , то онъ проявляетъ на магнитную массу m , помѣщенную на разстояніи r , силу, опредѣляемую уравненіемъ (11) на стр. 53, а именно:

$$dP = \frac{m i dl}{r^2} \sin \omega,$$

гдѣ dl —вставлено вмѣсто ds въ уравненія (11).

Какъ извѣстно, сила будетъ направлена перпендикулярно къ плоскости, проведенной черезъ dl и m .

Положивъ, какъ и прежде

$$H = \frac{m}{r^2},$$

получимъ

$$dP = H i dl \sin \omega.$$

При перемѣщеніи элемента проводника dl на встрѣчу направленію силы dP на отрѣзкѣ ds , затрачивается работа, величина которой будетъ

$$dP \cdot ds = H \cdot i \cdot dl \sin \omega \cdot ds.$$

Эта затраченная работа $dP \cdot ds$ эквивалентна (равнозначна) работѣ $dl \cdot idt$, произведенной токомъ силы i ; слѣдовательно

$$de \cdot idt = H i dl \sin \omega \cdot ds$$

или

$$de = H dl \sin \omega \cdot \frac{ds}{dt} \dots \dots \dots (30)$$

Электродвижущая сила, возбуждающая въ элементѣ dl проводника токъ силы i , должна быть обозначена черезъ de , такъ какъ въ элементѣ проводника можетъ возникнуть только безконечно малая электродвижущая сила.

Путь, пройденный элементомъ dl проводника во время dt будетъ, конечно, ds ;

слѣдовательно, $\frac{ds}{dt}$ — будетъ путь, проходимый элементомъ проводника въ единицу времени. Но, какъ извѣстно, путь пройденный въ единицу времени, называется скоростью и обозначается буквой v , а потому уравненіе (30) можно написать въ слѣдующемъ видѣ, а именно:

$$de = H dl \sin \omega \cdot v.$$

Если магнитная масса m очень отдалена отъ элемента dl проводника, какъ это, напримѣръ, имѣетъ мѣсто у сѣвернаго полюса земли, то H можетъ быть разсматриваемо за постоянную величину. При перемѣщеніи прямолинейнаго проводника съ постоянной скоростью v , вышеприведенное уравненіе можно интегрировать; произведя интегрированіе, получимъ:

$$e = H \cdot l \cdot v \cdot \sin \omega.$$

Здѣсь e —будетъ имѣть максимальное (наибольшее) значеніе тогда, когда $\omega = 90^\circ$ или когда проводникъ съ разстояніемъ r образуетъ прямой уголъ; въ такомъ случаѣ получимъ уравненіе

$$e = H \cdot l \cdot v \dots \dots \dots (31)$$

Этимъ уравненіемъ можно пользоваться для опредѣленія единицы электродвижущей силы. А именно: $e = 1$, если положить $H = 1$, $l = 1$, $v = 1$, то есть: Въ проводникѣ длиною въ 1 сантиметръ возбуждается единица электродвижущей силы тогда, если проводникъ, двигаясь перпендикулярно къ силовымъ линіямъ, пересѣкаетъ въ одну секунду по одной силовой линіи.

Эта единица весьма мала. Такъ, напримѣръ, электродвижущая сила элемента Даниеля (ср. томъ I, рис. 28 на стр. 86), выраженная въ этихъ единицахъ, составить 100 000 000.

Въ виду того, что раньше, до международнаго конгресса электриковъ, собраннаго въ Парижѣ въ 1881 г., за единицу электродвижущей силы большею частью принимали электродвижущую силу элемента Даниеля, то на упомянутомъ конгрессѣ рѣшили величину 100 000 000 ввести въ качествѣ практической единицы электродвижущей силы и въ честь итальянскаго физика Вольта (Volta) назвали его именемъ 1 вольтомъ (Volt).

Слѣдовательно,

$$1 \text{ вольтъ} = 100\,000\,000 \text{ единицъ (C. G. S.)}$$

Обыкновенно же пишутъ такія большія числа, какъ степени 10, поэтому мы напишемъ

$$1 \text{ вольтъ} = 10^8 \text{ единицъ (C. G. S.)}$$

или обратно

$$1 \text{ единица (C. G. S.)} = \frac{1}{10^8} = 10^{-8} \text{ вольтъ}$$

Слѣдовательно, если желаютъ единицы (C. G. S.) перевести въ вольты, то ихъ слѣдуетъ для этого только раздѣлить на 10^8 .

Вышеприведенныя формулы (29) и (31), будучи выражены въ вольтахъ, примутъ слѣдующій видъ, а именно:

$$e = 10^{-8} \cdot \frac{dN}{dt} \cdot \xi \text{ вольтъ,}$$

или, съ другой стороны,

$$e = \frac{H \cdot l \cdot v}{10^8} \text{ вольтъ.}$$

Имѣя единицы электродвижущей силы и силы тока (ср. зад. 15 на стр. 59), легко получать, по закону Ома, также и единицу для сопротивленія.

Какъ извѣстно, сопротивленіе

$$w = \frac{e}{i};$$

поэтому $w = 1$, если положить $e = 1$ и $i = 1$, то-есть: та проволока будетъ обладать единицею сопротивленія, на концахъ которой единица силы тока вызоветъ разность потенціаловъ, равную единицѣ (C. G. S.).

Практическая единица сопротивленія называется 1 омомъ (1 Ohm) въ честь нѣмецкаго физика Ома (Ohm), который первый выразилъ законъ, носящій его имя.

На основаніи вышеприведеннаго имѣемъ:

$$1 \text{ омъ} = \frac{1 \text{ вольтъ}}{1 \text{ амперъ}} = \frac{10^8 \text{ единицъ (C. G. S.)}}{10^{-1} \text{ единицъ (C. G. S.)}}$$

или

$$1 \text{ омъ} = 10^9 \text{ единицъ (C. G. S.),}$$

такъ какъ практическая единица силы тока

$$1 \text{ амперъ} = 10^{-1} \text{ единицъ (C. G. S.)}$$

Частное отъ раздѣленія электродвижущей силы e , выраженной въ вольтахъ, на сопротивленіе w въ цѣпи, выраженнаго въ омахъ, дастъ, выраженную въ амперахъ, силу тока, протекающаго въ этой цѣпи; слѣдовательно,

$$i = \frac{e}{w}.$$

Но, согласно уравненію (29), имѣемъ

$$e = \frac{dN}{dt} \cdot \xi \cdot 10^{-8} \text{ вольтъ,}$$

слѣдовательно:

$$i = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{\xi}{w} \cdot 10^{-8}$$

или

$$i \cdot dt = dN \cdot \frac{\xi}{w} \cdot 10^{-8}.$$

Сила индуктированнаго тока i —это то количество электричества, которое протекаетъ черезъ поперечное сѣченіе въ единицу времени. Поэтому $i \cdot dt$ —представляетъ количество электричества индуктированнаго тока, которое протекаетъ черезъ поперечное сѣченіе во время dt .

Обозначая количество электричества индуктированнаго тока черезъ dQ и подставляя вмѣсто $i \cdot dt = dQ$, получимъ

$$dQ = dN \cdot \frac{\xi}{w} \cdot 10^{-8}.$$

Полное количество электричества индуктированнаго тока, возникшее отъ измѣненія числа силовыхъ линий, произывающихъ катушку, съ N_1 въ N_2 , получимъ, если проинтегрируемъ уравненіе dQ .

Произведя интегрированіе получимъ:

$$Q = \int_{N_1}^{N_2} dN \cdot \frac{\xi}{w} \cdot 10^{-8} = \frac{\xi}{w} \cdot 10^{-8} \cdot N \Big|_{N_1}^{N_2}$$

слѣдовательно полное количество электричества индуктированнаго тока

$$Q = \frac{\xi}{w} \cdot (N_2 - N_1) \cdot 10^{-8} \text{ кулонъ} \dots \dots \dots (32)$$

Здѣсь ξ —обозначаетъ число витковъ, составляющихъ катушку и обхватывающихъ число N_1 силовыхъ линий. Но это число силовыхъ линий, произывающихъ витки,

измѣняется однимъ изъ описанныхъ выше способовъ въ число N_2 силовыхъ линій; вслѣдствіе этого, въ сопротивленіи w всей цѣпи возбуждается количество электричества Q . Въ уравненіе (32), какъ видно, не входитъ время, въ которое совершается измѣненіе числа силовыхъ линій съ N_1 въ N_2 ; поэтому полное количество электричества, приведеннаго въ движеніе индуктированнымъ токомъ, не зависитъ отъ того, сколько времени продолжалось измѣненіе числа силовыхъ линій.

Единицу количества электричества индуктированнаго тока въ уравненіи (32) составляетъ кулонъ. Но если это количество электричества Q раздѣлить на время T , въ теченіе котораго совершилось измѣненіе числа силовыхъ линій съ N_1 въ N_2 , то получится средняя сила индуктированнаго тока, что составитъ среднее количество электричества индуктированнаго тока въ единицу времени.

Обозначая среднюю силу индуктированнаго тока черезъ i_m , получимъ

$$i_m = \frac{\xi}{w} \cdot \frac{N_2 - N_1}{T} \cdot 10^{-8} \text{ амперъ} \dots \dots \dots (33)$$

Умножая среднюю силу тока i_m на сопротивленіе w цѣпи, получимъ среднюю электродвижущую силу индукціи e_m ; слѣдовательно

$$e_m = i_m \cdot w = \xi \cdot \frac{N_2 - N_1}{T} \cdot 10^{-8} \text{ вольтъ} \dots \dots \dots (34)$$

Величины i_m и e_m представляютъ среднія значенія, которыя принимаютъ сила тока i или электродвижущая сила e въ промежутокъ времени T , между тѣмъ какъ i и e будутъ мгновенными значеніями силы тока и электродвижущей силы.

Если, напримѣръ, промежуткамъ времени $0''$, $1''$, $2''$, $3''$, $4''$, $5''$, $6''$ для силы тока i будутъ соответствовать значенія 0 , $0,5$, 1 , $1,5$, 2 , $2,5$, 3 , то средняя сила тока

$$i_m = (0,5 + 1 + 1,5 + 2 + 2,5 + 3) : 6 = 10,5 : 6 = 1,75,$$

между тѣмъ какъ возбужденное количество электричества индуктированнаго тока

$$Q = 0,5 + 1 + 1,5 + 2 + 2,5 + 3 = 10,5.$$

З а д а ч и.

35) Магнитный брусокъ длиною въ 10 см., обладающій магнитнымъ моментомъ $M = 800$ единицъ (C. G. S.), вдвинуть такъ въ катушку, что середины катушки и магнита совпадаютъ. Катушка состоитъ изъ 1000 витковъ и обладаетъ сопротивленіемъ въ 4 ома. Определить величину количества электричества индуктированнаго тока, возбуждаемаго въ коротко замкнутой катушкѣ, если магнитъ будетъ изъ нея совсѣмъ выдвинутъ. Определить также возбужденныя при этомъ электродвижущую силу индукціи и силу индуктированнаго тока, если выдвиганіе магнита длилось 0,1 секунды.

Рѣшеніе. По уравненію (32), а именно:

$$Q = \frac{\xi}{w} \cdot (N_2 - N_1) \cdot 10^{-8}$$

получимъ количество электричества индуктированнаго тока

$$Q = \frac{1000 \cdot (N_2 - N_1)}{4 \cdot 10^8} \text{ кулонъ.}$$

Число силовыхъ линий, исходящихъ отъ сѣвернаго полюса магнита, и опять возвращающихся чрезъ южный полюсъ его, проходящихъ полнымъ числомъ чрезъ ось магнита, будетъ равно

$$N = 4 \pi m = 4 \pi \frac{M}{l} \quad (\text{ср. стр. 46}).$$

Слѣдовательно, если магнитъ будетъ находиться въ срединѣ катушки, то катушку пронизать всѣ силовыя линіи, и тогда поэтому число силовыхъ линій

$$N_1 = \frac{4 \pi \cdot 800}{10} = 1004,8.$$

Допустимъ, что магнитъ перемѣстился на бѣльшее разстояніе отъ катушки, то тогда число, пронизывающихъ катушку, силовыхъ линій обратится въ нуль, т. е.

$$N_2 = 0,$$

а слѣдовательно, количество электричества индукированного тока

$$Q = \frac{1000 \cdot (-1004,8)}{10^8} = -0,002512 \text{ кулона.}$$

Отрицательный знакъ (минусъ) опредѣляетъ направленіе индукированного тока, поэтому не имѣетъ для насъ никакого значенія.

Средняя электродвижущая сила индукціи e_m опредѣлится уравненіемъ (34), а именно:

$$e_m = \xi \frac{(N_2 - N_1)}{T} \cdot 10^{-8} = \frac{1000(-1004,8)}{0,1 \cdot 10^8} = -0,10048 \text{ вольтъ.}$$

Средняя сила индукированного тока

$$i_m = \frac{Q}{T} = -0,02512 \text{ ампера.}$$

36) Катушка, состоящая изъ 50 витковъ, средній радіусъ которыхъ равенъ 20 см., установлена вертикально такъ, что ея ось совпадаетъ съ магнитнымъ меридіаномъ. Катушку поворачиваютъ около ея діаметра на 180° . Опредѣлитъ количество электричества индукированного тока, возбужденнаго магнитнымъ полемъ земли въ сопротивленіи $w = 2$ омамъ, если горизонтальной составляющей силъ земнаго магнетизма въ данномъ мѣстѣ соответствуетъ значеніе $H_0 = 0,193$.

Рѣшеніе. Поверхность среднихъ витковъ составитъ:

$$F = \pi r^2 = \pi \cdot 20^2 = 1256 \text{ кв. см.}$$

Если катушка помѣщена вертикально съ востока на западъ, то эта поверхность пронизывается числомъ силовыхъ линій

$$N = 1256 \cdot 0,193 = 243.$$

Если повернуть катушку сперва только на 90° , то плоская поверхность ея будетъ параллельна силовымъ линіямъ, и, слѣдовательно, чрезъ витки катушки вовсе не будутъ проходить силовыя линіи; при дальнѣйшемъ вращеніи на слѣдующіе 90° чрезъ витки катушки опять пройдутъ всѣ силовыя линіи, но уже съ противоположной стороны, поэтому число силовыхъ линій

$$N_2 - N_1 = 2 \cdot 243 = 486,$$

и количество электричества индукированного тока

$$Q = \frac{\xi}{w} \cdot (N_2 - N_1) 10^{-8} = \frac{50}{2} \cdot 486 \cdot 10^{-8} = 0,0001215 \text{ кулона.}$$

37) На катушку длиною въ 40 см. и діаметромъ въ 4 см. намотаны 500 витковъ, по которымъ пропускается токъ силою въ 4 ампера. На эту обмотку намотаны слѣдующіе 20000 витковъ изъ тонкой проволоки, являющей при короткомъ замыканіи сопротивленіе въ 800 омъ. Определить возбужденное количество электричества индуктированного тока при каждомъ замыканіи и размыканіи первичнаго тока во вторичной обмоткѣ. Определить величину средней электродвижущей силы при размыканіи первичнаго тока, при соответствующей продолжительности въ 0,001 секунды

Рѣшеніе. По уравненію (19) опредѣляется для среднихъ катушки при попережномъ сѣченіи q возбужденное токомъ число силовыхъ линій

$$N = q H = \frac{0,4 \pi n i \cdot q}{l} = \frac{0,4 \pi \cdot 500 \cdot 4 \cdot 12,56}{40} = 790.$$

При размыканіи тока эти силовыя линіи опять исчезнутъ, и, слѣдовательно, какъ при замыканіи, такъ и при размыканіи тока, число силовыхъ линій

$$N_2 - N_1 = 790;$$

поэтому количество электричества индуктированного тока

$$Q = \frac{20000 \cdot 790}{800 \cdot 10^8} = 0,001975 \text{ кулона.}$$

При размыканіи тока средняя электродвижущая сила

$$e_m = \frac{20000 \cdot 790}{10^8 \cdot 0,001} = 158 \text{ вольтъ.}$$

38) Въ просвѣтъ первичной катушки предыдущей задачи вносятся пучекъ желѣзной проволоки съ поперечнымъ сѣченіемъ въ 10 кв. см. Определить количество электричества Q индуктированного тока и среднюю электродвижущую силу e_m индукціи.

Рѣшеніе. По прилагаемой графической таблицѣ 1 значенію намагничивающей силы

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l} = \frac{0,4 \pi \cdot 500 \cdot 4}{40} = 62,8$$

соотвѣтствуетъ для мягкаго желѣза магнитная индукція

$$B = 16300,$$

поэтому число силовыхъ линій

$$N_2 - N_1 = 10 \cdot 16300 = 163000;$$

слѣдовательно, количество электричества индуктированного тока

$$Q = \frac{20000 \cdot 163000}{800 \cdot 10^8} = 0,04075 \text{ кулона}$$

и средняя электродвижущая сила индукціи

$$e_m = \frac{20000 \cdot 163000}{10^8 \cdot 0,001} = 32600 \text{ вольтъ.}$$

39) На двухъ вертикальныхъ пинахъ, одна изъ которыхъ помѣщается на 350 см. восточно отъ другой, скользять, вертикально внизъ, постоянно въ горизонтальномъ положеніи, металлическій брусокъ со скоростью въ 4530 см. Определить электродвижущую силу, индуцирующуюся въ брускѣ, если горизонтальной составляющей силъ земного магнитизма въ данномъ мѣстѣ соответствуетъ значеніе $H_0 = 0,2$.

Рѣшеніе. По уравненію (31) определяется электродвижущая сила индукціи

$$e = H \cdot l \cdot v = 0,2 \cdot 350 \cdot 4530 = 317100 \text{ единиць (С. Г. С.)}$$

или

$$e = \frac{317100}{10^8} = 0,003171 \text{ вольта.}$$

Займемся теперь измѣреніемъ количества электричества индуцированнаго тока. Уже выше мы вводили въ цѣпь, въ которой требовалось возбудить индуцированный токъ, гальванометръ, и по отклоненіямъ магнитной стрѣлки послѣдняго обнаруживалось появленіе индуцированнаго тока. Но въ какой зависимости находятся между собою количество электричества индуцированнаго тока и отклоненіе магнитной стрѣлки — это оставалось для насъ неизвѣстнымъ. Такъ какъ индукціонный токъ ограничивается временемъ, въ теченіе котораго происходитъ измѣненіе числа силовыхъ линий, пронизывающихъ катушку, то можно допустить, что магнитная стрѣлка гальванометра не успѣетъ еще выйти изъ своего положенія покоя, какъ индуцированный токъ уже прекратится. Для лучшаго выполненія этого условія избираютъ, такъ называемый, баллистическій гальванометръ (см. томъ III, главу II), т. е. такой гальванометръ, котораго стрѣлка имѣла бы продолжительныя качанія; магнитная стрѣлка такого прибора должна быть для подобныхъ цѣлей порядочно тяжела. Индукціонный токъ дѣйствуетъ на магнитную стрѣлку гальванометра, какъ толчекъ. Магнитная стрѣлка, вслѣдствіе толчка, пріобрѣтаетъ нѣкоторую начальную скорость, которая пропорціональна количеству электричества Q индуцированнаго тока. Вслѣдствіе этой начальной скорости магнитная стрѣлка гальванометра выходитъ изъ положенія покоя; но какъ только она выйдетъ изъ своего положенія покоя, т. е. изъ линіи магнитнаго меридіана, такъ земной магнитизмъ стремится ее повернуть опять въ прежнее положеніе; такъ что пріобрѣтенная скорость уменьшается и, наконецъ, подъ какимъ-нибудь угломъ α съ линіей меридіана она будетъ равна нулю. Тогда магнитная стрѣлка измѣнитъ свое направленіе, дойдетъ опять до своего первоначальнаго положенія покоя, перейдетъ его, затѣмъ снова повернется и т. д., однимъ словомъ будетъ совершать свои качанія на подобіе маятника. Въ виду того, что на магнитную стрѣлку, послѣ выхода изъ положенія покоя, стали дѣйствовать такія силы, какія уже намъ встрѣчались на страницахъ 29 до 32, то мы можемъ также и здѣсь примѣнить, раньше выведенныя, уравненія. На страницѣ 29 мы найдемъ дифференціальное уравненіе для колебательнаго движенія:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dt^2} = - \frac{M H_0}{K} \cdot \sin \vartheta.$$

Если обѣ части этого уравненія умножить на $2 d \vartheta$, то получится (ср. стр. 30 слѣдующее уравненіе, а именно:

$$d \left(\frac{d \vartheta}{d t} \right)^2 = 2 \cdot \frac{M H_e}{K} \cdot (-\sin \vartheta d)$$

и, проинтегрировавъ, получимъ

$$\left(\frac{d \vartheta}{d t} \right)^2 = 2 \frac{M H_e}{K} \cdot \cos \vartheta + C',$$

гдѣ C' —представляетъ собою постоянную интегрированія, опредѣляемую слѣдующимъ образомъ.

Какъ извѣстно, при $\vartheta = \alpha$ угловая скорость

$$\frac{d \vartheta}{d t} = 0,$$

слѣдовательно, если подставимъ оба значенія, то получимъ

$$0 = 2 \frac{M H_e}{K} \cdot \cos \alpha + C',$$

откуда

$$C' = -2 \frac{M H_e}{K} \cdot \cos \alpha.$$

Послѣ подстановки этого выраженія для C' въ верхнее уравненіе, оно преобразуется въ слѣдующій видъ, а именно:

$$\left(\frac{d \vartheta}{d t} \right)^2 = 2 \frac{M H_e}{K} (\cos \vartheta - \cos \alpha),$$

дѣ $\frac{d \vartheta}{d t}$ —обозначаетъ угловую скорость, которую приобретаетъ магнитный брусокъ при отклоненіи на ϑ отъ линіи магнитнаго меридіана. Но насъ интересуеетъ болѣе всего та угловая скорость, которую приобретаетъ магнитъ подѣ дѣйствіемъ индукціоннаго тока, т. е. угловая скорость ω_0 при $\vartheta = 0$. Подставимъ для этого въ послѣднее уравненіе $\vartheta = 0$ и $\frac{d \vartheta}{d t} = \omega_0$; тогда наше уравненіе приметъ видъ

$$\omega_0^2 = 2 \frac{M H_e}{K} (1 - \cos \alpha).$$

Но въ то же время

$$1 - \cos \alpha = 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2},$$

слѣдовательно:

$$\omega_0^2 = 4 \frac{M H_e}{K} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2},$$

откуда

$$\omega_0 = 2 \sqrt{\frac{M H_e}{K}} \cdot \sin \frac{\alpha}{2}.$$

Если T —продолжительность качанія магнита, то (ср. стр 31)

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{M H_e}},$$

или

$$\sqrt{\frac{M H_e}{K}} = \frac{\pi}{T}.$$

и потому

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} \cdot \sin \frac{\alpha}{2}.$$

Какъ выше упомянуто было количество электричества Q индуктированного тока пропорціонально этой скорости, слѣдовательно,

$$Q = C'' \cdot \omega_0,$$

гдѣ C'' —обозначаетъ вѣкоторую постоянную, зависящую отъ гальванометра. Подставляя вмѣсто ω_0 его значеніе, получимъ

$$Q = C'' \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot \sin \frac{\alpha}{2}.$$

Такъ какъ продолжительность качанія T для магнитной стрѣлки каждаго гальванометра величина постоянная, то оба множителя C'' и $\frac{2\pi}{T}$ можно соединить въ одной постоянной C , и тогда получимъ количество электричества индуктированного тока

$$Q = C \sin \frac{\alpha}{2},$$

т.е., выражая этотъ выводъ словами, можно сказать:

Количество электричества кратковременно дѣйствующаго индуктированного тока, протекающаго черезъ баллистическій гальванометръ, пропорціонально синусу половиннаго угла отклоненія магнитной стрѣлки.

Выше мы видѣли, что полное количество электричества Q индуктированного тока не зависитъ отъ того, сколько времени продолжалось измѣненіе числа силовыхъ линий. Но если желаютъ измѣрить это количество электричества индуктированного тока посредствомъ гальванометра, то оно должно быть возбуждено возможно быстрѣе для того, чтобы гальванометрическая стрѣлка находилась еще въ положеніи покоя, пока индуктированный токъ протечетъ черезъ рамку гальванометра. Въ данномъ случаѣ стараются обойти опредѣленіе постоянной C тѣмъ, что вводятъ въ цѣвь гальванометра такъ называемый земной индукторъ, именно, кольцо съ діаметромъ въ 30 или 40 см., состоящее изъ опредѣленнаго числа витковъ и могущее вращаться вокругъ вертикальнаго діаметра. Такъ, напримѣръ, если требуется опредѣлить количество электричества индуктированного тока, возбужденное въ катушкѣ при удаленіи изъ нея магнита, то соединяютъ послѣдовательно катушку S (рис. 106), земной индукторъ E и

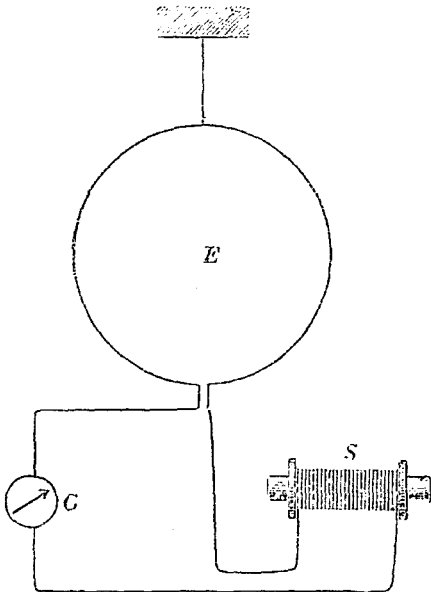


Рис. 106.

гальванометръ G въ одну цѣвь. Земной индукторъ устанавливается или подвѣшивается такъ, что его плоскость показывается вертикально съ востока на западъ. Уда-

ляютъ магнитъ изъ катушки. Вслѣдствіе этого возбуждается количество электричества Q_1 и стрѣлка гальванометра отклонится на уголъ α_1 . Послѣ того какъ стрѣлка гальванометра успокоится, поворачиваютъ земной индукторъ на 180° . Послѣдній приемъ опять возбудитъ въ той же цѣпи количество электричества Q_2 (ср. зад. 36), которое вызоветъ въ гальванометрѣ новое отклоненіе стрѣлки на уголъ α_2 . Теперь мы можемъ здѣсь примѣнить уже извѣстное намъ уравненіе для обоихъ количествъ электричества индуктированного тока, а именно:

$$Q_1 = C \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2}$$

и

$$Q_2 = C \cdot \sin \frac{\alpha_2}{2}.$$

Раздѣливъ почленно ихъ одно на другое, получимъ отношеніе

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}},$$

откуда

$$Q_1 = Q_2 \cdot \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}}.$$

Такимъ образомъ нежелательный членъ C изъ уравненія исключенъ.

Входящую въ результатъ величину Q_2 , количества электричества индуктированного тока, возбужденнаго при вращеніи земного индуктора въ магнитномъ полѣ земли, можно опредѣлить (ср. зад. 36) изъ уравненія

$$Q_2 = \frac{2 F \cdot H_e \cdot \xi}{w}.$$

Здѣсь F —обозначаетъ поверхность заключенную ξ витками земного индуктора, H_e —горизонтальную составляющую силу земного магнетизма у мѣста установки земного индуктора и w —сопротивленіе всей цѣпи.

Интересоваться возбужденнымъ количествомъ электричества индуктированного тока приходится въ очень рѣдкихъ случаяхъ, гораздо чаще представляется вопросъ о другой величинѣ, именно объ измѣненіи числа силовыхъ линій $N_2 - N_1$, которое производитъ въ катушкѣ съ извѣстнымъ числомъ витковъ количество электричества Q индуктированного тока.

Примѣръ. Требуется опредѣлить число силовыхъ линій, пронизывающихъ катушку S на рис. 106, если въ катушкѣ 40 витковъ, въ земномъ индукторѣ 100 витковъ и діаметръ послѣдняго 30 см. При томъ извѣстно, что магнитная стрѣлка гальванометра отклоняется при удаленіи магнита изъ катушки на уголъ въ 42° , а при вращеніи земного индуктора отклоняется на уголъ въ 16° . Горизонтальной составляющей силъ земного магнетизма соответствуетъ значеніе $H_e = 0,193$.

Рѣшеніе. Если черезъ середину магнита пройдутъ N силовыхъ линій, то они пройдутъ также черезъ 40 витковъ катушки, когда оси магнита и катушки совпадаютъ. Если магнитъ будетъ удаленъ изъ катушки, то витки ея совсѣмъ не будутъ

пронизываться силовыми линиями. Поэтому количество электричества индуктированного тока, возбужденнаго въ сопротивленіи w всей цѣпи будетъ

$$I. Q_1 = \frac{N \cdot 40}{w} = C \cdot \sin \frac{42^\circ}{2}.$$

Черезъ земной индукторъ проходятъ $F H_c$ силовыхъ линий, которыя послѣ одной четверти ($1/4$) поворота земнаго индуктора будутъ параллельны виткамъ, а послѣ дальвѣйшей новой четверти ($1/4$) поворота, онѣ пройдутъ чрезъ витки въ противоположномъ направленіи. Поэтому измѣненіе числа силовыхъ линий, проходящихъ чрезъ земной индукторъ, будетъ

$$F H_c - (-F H_c) = 2 F H_c,$$

• возбужденное количество электричества индуктированного тока

$$II. Q_2 = \frac{2 F H_c \cdot 100}{w} = C \cdot \sin \frac{16^\circ}{2}.$$

Раздѣливъ уравненіе I на II, получимъ

$$\frac{N \cdot 40}{2 F H_c \cdot 100} = \frac{\sin 21^\circ}{\sin 8^\circ}$$

и отсюда

$$N = \frac{2 F H_c \cdot 100 \cdot \sin 21^\circ}{40 \cdot \sin 8^\circ};$$

но такъ какъ:

$$F = \frac{\pi \cdot 30^2}{4} \quad \text{и} \quad H_c = 0,193,$$

то число силовыхъ линий

$$N = \frac{2 \cdot \pi \cdot 900 \cdot 0,193 \cdot 100 \cdot 0,358}{4 \cdot 40 \cdot 0,139} = 1760.$$

Если желѣзное кольцо обвить двумя различными обмотками и пропустить черезъ одну (первичную) обмотку токъ, то при замыканіи и размыканіи этого тока въ другой (вторичной) обмоткѣ возбуждаются индуктированные токи. По отклоненію стрѣлки гальванометра и размѣрамъ кольца можно опредѣлять всѣ соответствующія значенія величинъ для кривой намагниченія.

На рис. 107 наглядно представлено схематическое соединеніе частей, необходимое для опредѣленія всѣхъ соответственныхъ значеній магнитной индукціи B и намагничивающей силы H . Здѣсь R —представляетъ желѣзное кольцо съ двумя различными обмотками. Первичная обмотка, состоящая изъ большого числа витковъ, соединена съ коммутаторомъ тока W , приборомъ, приспособленнымъ быстро измѣнить направленіе тока въ проволочной обмоткѣ, и далѣе съ источникомъ тока A и измѣрителемъ силы тока (амперметромъ) S . Кромѣ того, къ этой цѣпи присоединено еще регулировочное сопротивленіе (реостатъ) $R W$, для измѣненія (регулированія) силы тока.

Съ концами вторичной обмотки, состоящей изъ малаго числа витковъ, соединены земной индукторъ B и гальванометръ G для измѣренія возбужденнаго количества электричества индуктированного тока. Опытъ начинаютъ съ того, что замыкаютъ первичный токъ, отсчитываютъ по амперметру S силу тока и затѣмъ быстро измѣняютъ при

помощи коммутатора W направление тока. Магнитная стрелка гальванометра G покажет угол отклонения α_1 . После успокоения стрелки гальванометра, земной индуктор поворачивают на угол в 180° , причем гальванометрическая стрелка отклонится на угол α_2 . Из этих двух наблюдений, по известным числам витков и толщине железного сердечника можно вывести связь между подходящими определенными величинами B и H кривой намагничивания.

Если N —обозначает число силовых линий, проходящих, вследствие замыкания тока, через железный сердечник, то при прерывании тока эти силовые линии исчезнут, а при размыкании тока они снова появятся, но уже в обратном направлении; следовательно, изменение числа силовых линий будет равно

$$N_2 - N_1 = N - (-N) = 2N.$$

Если при этом ξ_1 —обозначает число витков вторичной обмотки, то возбужденное количество Q_1 электричества индуктированного тока определится уравнением:

$$I. \quad Q_1 = \frac{2N \cdot \xi_1}{w} = C \sin \frac{\alpha_1}{2},$$

где w —обозначает сопротивление вторичной цепи, а α_1 —угол отклонения гальванометрической стрелки.

Вследствие поворота земного индуктора на угол в 180° возбуждётся количество Q_2 электричества индуктированного тока, которое определится уравнением:

$$II. \quad Q_2 = \frac{2 \cdot F H_e \cdot \xi_2}{w} = C \sin \frac{\alpha_2}{2}.$$

Разделив почленно одно уравнение на другое, получим:

$$\frac{N \xi_1}{F H_e \xi_2} = \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}},$$

откуда

$$N = \frac{\xi_2}{\xi_1} F H_e \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}}.$$

Деление обеих частей этого уравнения на площадь поперечного сечения q железного сердечника, даст нам величину магнитной индукции B , а именно:

$$\frac{N}{q} = B = \frac{\xi_2}{\xi_1} \cdot \frac{F H_e}{q} \cdot \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}} \dots \dots \dots (35)$$

Величины ξ_1 , ξ_2 , F , H_e , q и $\sin \frac{\alpha_2}{2}$ при всех последующих опытах в той же

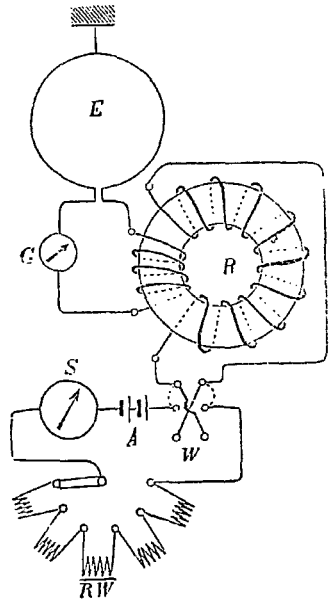


Рис. 107.

мѣстности и съ тѣмъ же кольцомъ будутъ неизмѣнны, поэтому мы можемъ написать:

$$B = D \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2},$$

гдѣ

$$D = \frac{\xi_2}{\xi_1} \cdot \frac{F H_c}{q \sin \frac{\alpha_2}{2}}.$$

Величина H легко опредѣляется по извѣстной уже намъ формулѣ (19), на стр. 65, а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l}.$$

въ которой n —обозначаетъ число витковъ первичной обмотки, а l —среднюю длину силовыхъ линий.

Примѣръ. Кольцо изъ мягкаго желѣза имѣетъ въ среднемъ діаметрѣ 12 см., а діаметръ круглаго желѣзнаго сердечника составляетъ 0,3 см. Кольцо имѣетъ двѣ обмотки, причемъ первичная обмотка состоитъ изъ 300 витковъ, а вторичная обмотка изъ 40 витковъ. Земной индукторъ состоитъ изъ 100 витковъ, средній діаметръ которыхъ равенъ 40 см. Горизонтальной составляющей силѣ земного магнитизма въ мѣстѣ установки земного индуктора соответствуетъ значеніе $H_c = 0,190$. При поворотѣ земного индуктора гальванометрическая стрѣлка показываетъ по шкалѣ 3 дѣленія. (Дѣленія шкалы произвольны, но читатель можетъ свободно принять $\sin \frac{\alpha_2}{2} = 3$, что впоследствии подробнѣе разберется). Если пропустить токъ силою въ 0,8 ампера по виткамъ первичной обмотки, то гальванометрическая стрѣлка отклонится на 4,1 дѣленія шкалы, такъ что должно положить $\sin \frac{\alpha_1}{2} = 4,1$.

Рѣшеніе. По формулѣ (19), на стр. 65, опредѣлится намагничивающая сила

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l} = \frac{0,4 \pi \cdot 300 \cdot 0,8}{\pi \cdot 12} = 8.$$

Далѣе по формулѣ (35) опредѣлится магнитная индукція

$$B = \frac{\xi_2}{\xi_1} \cdot \frac{F \cdot H_c}{q} \cdot \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}} = \frac{100 \cdot 40^2 \cdot \pi \cdot 0,19}{40 \cdot 4 \cdot 0,3^2 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 3} \cdot 4,1$$

$$B = 11550.$$

Коэффициентъ магнитной проницаемости

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{11550}{8} = 1443,75.$$

Этотъ способъ для опредѣленія кривой намагниченія исполняется гораздо проще, чѣмъ описанный на стр. 74 «способъ отклоненія», но онъ обладаетъ и съ своей стороны тѣмъ недостаткомъ, что въ послѣднемъ способѣ испытуемое желѣзо должно сначала обматывать витками проволоки.

Англійскій ученый Гопкинсонъ (Hopkinson) соорудилъ такой приборъ, благодаря которому этотъ недостатокъ устраняется: онъ имѣетъ сходство съ пред-

ставленнымъ на рис. 71 (стр. 99) измѣрителемъ проницаемости Томпсона.

Приборъ Гопкинсона состоитъ изъ массивной желѣзной оправы J (рис. 108) прямоугольной формы, вмѣющей въ длину 45 см., въ ширину 15 см. и въ высоту 5 см. Въ срединѣ оправы сдѣлана выемка, въ которой помѣщены намагничивающія (первичныя) катушки P_1 , P_2 и вторичная катушка S , соединенная съ гальванометромъ. Края желѣзной оправы просверлены насквозь. Въ эти просверленные отверстія вставляютъ испытываемые желѣзные стержни A_1 и A_2 , діаметръ которыхъ долженъ сообразоваться съ діаметромъ отверстія, для того, чтобы стержни плотно входили въ отверстія. Описавъ приборъ, разберемъ теперь его дѣйствія.

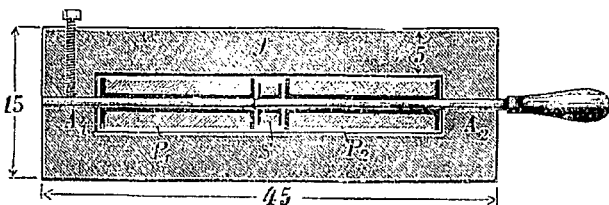


Рис. 108.

Сначала опредѣляютъ силу i намагничивающаго (наводящаго) тока, затѣмъ измѣряютъ длину l обоехъ испытываемыхъ желѣзныхъ стержней внутри выемки и сосчитываютъ число n первичныхъ витковъ. (Это число обыкновенно обозначено на приборѣ). Имѣя эти данныя, легко опредѣлить и намагничивающую силу по формулѣ (19), а именно:

$$H = \frac{0,4 \pi n \cdot i}{l}.$$

Здѣсь необходимы два испытываемыхъ стержня, которые соприкасались бы своими, тщательно обточенными, срезамъ въ срединѣ желѣзной оправы. Одинъ изъ стержней снабженъ ручкой, для того, чтобы его можно было безъ затрудненія быстро извлечь. Вслѣдствіе этого вторичная катушка S , подвѣшенная на туго закрученномъ резиновомъ шнуркѣ, выталкивается изъ прибора наружу. Такимъ образомъ эта катушка, очевидно, не будетъ болѣе пронизываться силовыми линіями. Слѣдовательно, во вторичной катушкѣ число силовыхъ линій уменьшилось съ N до нуля. Поэтому въ катушкѣ S возбудится индуцированный токъ, который отклонитъ магнитную стрѣлку въ гальванометрѣ.

Но здѣсь можетъ явиться сомнѣніе, будетъ ли и въ этомъ случаѣ соответствовать формула

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l}.$$

Для изслѣдованія этого вопроса обратимся къ формулѣ (23) на стр. 85, а именно:

$$N = \frac{\mathcal{F}}{w},$$

гдѣ \mathcal{F} —обозначаетъ магнитодвижущую силу $0,4 \pi n i$, а w —магнитное сопротивленіе стержня и желѣзной оправы. Пусть l_1 —обозначаетъ длину обоехъ испытательныхъ стержней въ выемкѣ, q_1 —ихъ поперечное сѣченіе, l_2 —длину силовыхъ линій въ желѣзной оправѣ, q_2 —поперечное сѣченіе ея, тогда магнитное сопротивленіе

$$w = \frac{l_1}{\mu_1 q_1} + \frac{l_2}{\mu_2 q_2},$$

гдѣ μ_1 и μ_2 —обозначаютъ коэффициенты магнитной проницаемости испытательнаго стержня и оправы.

На основаніи этого можно написать формулу:

$$N = \frac{\mathcal{F}}{\frac{l_1}{\mu_1 q_1} + \frac{l_2}{\mu_2 q_2}}.$$

Въ виду того, что q_2 слишкомъ велико въ сравненіи съ q_1 , то магнитная индукція оправы будетъ всегда очень слабая, а вмѣстѣ съ тѣмъ μ_2 будетъ слишкомъ велико; такъ что членомъ $\frac{l_2}{\mu_2 q_2}$, какъ безконечно малой величиной сравнительно съ членомъ $\frac{l_1}{\mu_1 q_1}$, можно пренебречь; въ такомъ случаѣ

$$N = \frac{\mathcal{F}}{\frac{l_1}{\mu_1 q_1}}$$

или

$$\frac{N l_1}{\mu_1 q_1} = 0,4 \pi n i$$

Такъ какъ

$$\frac{N}{q_1} = B,$$

то

$$\frac{B}{\mu_1} = \frac{0,4 \pi n i}{l_1}.$$

Но вѣдь также

$$\frac{B}{\mu_1} = H,$$

а потому и здѣсь намагничивающая сила

$$H = \frac{0,4 \pi n i}{l_1}.$$

Какъ видно, формула (19) пригодна также и для прибора, изображеннаго на рис. 108.

Соединеніе всѣхъ частей для производства измѣренія выполняется согласно схемѣ, показанной на рис. 109. Здѣсь А—представляетъ приборъ, изображенный на рис. 108; G—гальванометръ, соединенный съ вторичной катушкой, E—земной индукторъ, S—(амперметръ) измѣрительный приборъ для опредѣленія силы тока i , R—регулирующее сопротивленіе (реостатъ) для измѣненія (регулированія) силы тока и D—источникъ тока.

Пусть послужитъ слѣдующій числовой примѣръ для поясненія этого измѣренія.

Размѣры прибора А намъ уже извѣстны изъ предыдущаго описанія. Число витковъ первичной катушки пусть будетъ $n = 2000$. Согласно рис. 108, длина выемки въ оправѣ составляетъ 35 см., слѣдовательно длина $l = l_1 = 35$ см. Толщина испытательныхъ стержней составляетъ 1,128 см. Число витковъ вторичной катушки

$\xi_1 = 10$, а число витковъ земного индуктора $\xi_2 = 100$, при среднемъ диаметръ витковъ въ 40 см. Горизонтальной составляющей силъ земного магнетизма соотвѣтствуетъ значеніе $H_e = 0,19$. Сила первичнаго тока $i = 1,5$ ампера. Въ то время когда испытательный стержень будетъ выдвинутъ и вторичная катушка выталкивается изъ желѣзной оправы, гальванометрическая стрѣлка отклонится на 14,3 дѣленія шкалы, а при поворотѣ земного индуктора на 4 такихъ дѣленія.

Изъ этихъ данныхъ опредѣлится намагничивающая сила

$$H = \frac{0,4 \pi \cdot 2000 \cdot 1,5}{35} = 107,2.$$

Покуда первичная катушка будетъ находиться на испытательномъ стержнѣ, она будетъ пронизываться числомъ N силовыхъ линій, но какъ только она выйдетъ изъ магнитнаго поля, то всѣ силовыя линіи ее пронизывавшія, мгновенно исчезнуть; такимъ образомъ

$$N_2 - N_1 = N.$$

Возбужденное въ сопротивленіи w количество электричества индуктированнаго тока опредѣлится уравненіемъ:

$$I. \quad Q_1 = \frac{\xi_1}{w} \cdot (N_2 - N_1) = \frac{10}{w} N = C \sin \frac{\alpha_1}{2}.$$

Если земной индукторъ повернуть вокругъ его вертикальной оси на уголъ въ 180° , то

$$II. \quad N_2 - N_1 = 2 F H_e,$$

и потому количество электричества индуктированнаго тока

$$II. \quad Q_2 = \frac{2 F H_e}{w} \cdot \xi_2 = C \sin \frac{\alpha_2}{2}.$$

Раздѣливъ уравненіе I на II, получимъ:

$$\frac{10 N}{2 F H_e \cdot 100} = \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}},$$

или число силовыхъ линій

$$N = \frac{2 F H_e \cdot 100}{\sin \frac{\alpha_2}{2} \cdot 10} \cdot \sin \frac{\alpha_1}{2}.$$

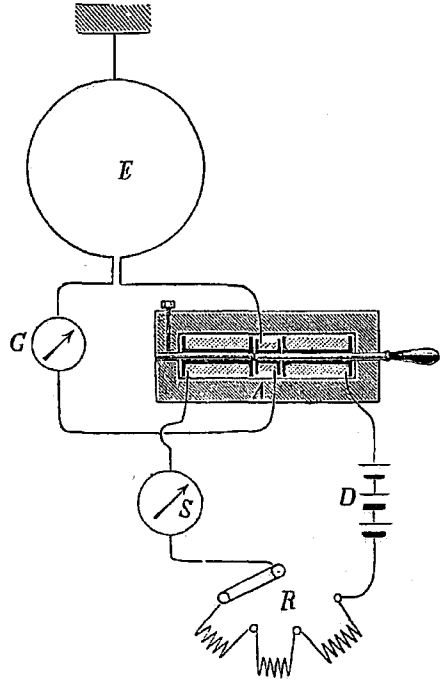


Рис. 109.

Дѣленіе этого уравненія на поперечное сѣченіе q испытательнаго стержня дастъ въ первой части уравненія

$$\frac{N}{q} = B.$$

Такъ какъ въ разсматриваемомъ случаѣ поперечное сѣченіе

$$q = \frac{\pi \cdot 1,128^2}{4} = 1 \text{ кв. см.},$$

то магнитная индукція

$$B = \frac{2 \cdot 40^2 \cdot \pi \cdot 0,19 \cdot 100}{q \cdot 4 \cdot 10} \cdot 14,3 = 16550.$$

и коэффициентъ магнитной проницаемости

$$\mu = \frac{16550}{107,2} = 154,5.$$

Въ задачѣ 7, на стр. 20, ссылалось на опредѣленіе угла наклоненія при индукціи. Постараемся теперь при помощи вышеупомянутаго земнаго индуктора опредѣлить этотъ уголъ наклоненія. Для этого повернемъ земной индукторъ, плоскость котораго направлена съ востока на западъ, вокругъ его вертикальной оси на уголъ въ 180° ; тогда горизонтальная составляющая силовыхъ линий будетъ дѣйствовать индуктирующимъ образомъ. Наоборотъ, если земной индукторъ установить такъ, чтобы его плоскость была горизонтальна, и затѣмъ повернуть его вокругъ горизонтальной оси на уголъ въ 180° , то индуктирующимъ образомъ будетъ дѣйствовать уже вертикальная составляющая силовыхъ линий. Соединимъ земной индукторъ съ гальванометромъ и допустимъ, что при поворотѣ вокругъ вертикальной оси гальванометрическая стрѣлка показала уголъ отклоненія α_1 , а при поворотѣ вокругъ горизонтальной оси получился бѣльшій уголъ отклоненія α_2 . Въ первомъ случаѣ количество электричества индуктированнаго тока составляло

$$Q_1 = \frac{2 F \cdot H_e}{w} \cdot \xi = C \sin \frac{\alpha_1}{2},$$

а во второмъ случаѣ

$$Q_2 = \frac{2 F \cdot V}{w} \cdot \xi = C \sin \frac{\alpha_2}{2},$$

гдѣ V —обозначаетъ вертикальную составляющую силу земнаго магнетизма.

Почленное дѣленіе одного уравненія на другое, дастъ

$$\frac{H_e}{V} = \frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}} = \frac{p_1}{p_2},$$

гдѣ p_1 и p_2 —обозначаютъ отсчитанныя по шкалѣ дѣленія.

С а м о и н д у к ц і я .

Такъ уже раньше изложено было (на стр. 111), въ замкнутомъ проводникѣ всегда возбуждается индуктированный токъ, если число силовыхъ линій, пронизывающихъ замкнутый проводникъ, будетъ измѣняться; появляющаяся въ замкнутомъ проводникѣ электродвижущая сила индукціи во всякій моментъ времени пропорциональна числу силовыхъ линій, перерѣзываемыхъ перпендикулярно замкнутымъ проводникомъ въ единицу времени.

Если пропустить чрезъ витки катушки электрической токъ, то, какъ извѣстно, этотъ токъ создаетъ вокругъ проволоки витковъ магнитное поле, причѣмъ число силовыхъ линій, пересекающихъ контуръ витковъ, пропорционально силѣ тока, если окружающая среда есть воздухъ (ср. стр. 51).

Эти силовыя линіи стремятся возбудить въ виткахъ катушки индуктированный токъ. Направленіе индуктированнаго тока опредѣляется по одному изъ правилъ, изложенныхъ на стр. 119 и 120.

Если пропущенный (первичный) токъ потечетъ относительно наблюдателя по направленію вращенія часовой стрѣлки, то, при усиленіи магнитнаго силового потока, индуктированный (вторичный) токъ потечетъ по направленію, обратному вращенію часовой стрѣлки, т. е., слѣдовательно, по направленію обратному первичному току. Вслѣдствіе послѣдняго обстоятельства этотъ индуктированный (вторичный) токъ въ дѣйствительности самъ по себѣ не проявляется, а только ослабляетъ силу первичнаго тока. Такимъ образомъ первичный токъ въ такой катушкѣ достигаетъ не сразу своей полной силы, но только спустя нѣкоторое время, и именно тогда, когда уже прекратится дальнѣйшее усиленіе магнитнаго силового потока.

Если разомкнуть первичный токъ, то исчезнетъ токъ въ катушкѣ, а слѣдовательно, исчезнетъ и магнитный силовой потокъ этого тока. Но тогда, на основаніи законовъ индукціи, въ моментъ размыканія тока, вслѣдствіе исчезновенія магнитнаго силового потока въ контурѣ, въ этомъ проводникѣ (виткахъ катушки) возбудится индуктированный токъ такого же направленія, какъ и бывшій только что токъ, иначе говоря, появится электродвижущая сила одинаковаго направленія съ тою, которая давала исчезнувшій въ виткахъ катушки индуктированный токъ.

Индуктированный при размыканіи токъ обнаруживается и по дѣйствіямъ своимъ, такъ какъ электродвижущая сила индукціи при размыканіи тока настолько значительна, что напряженіе въ мѣстѣ прерыванія цѣпи достаточно для того, чтобы индуктированный токъ въ видѣ яркой искры перескочнулъ также и небольшой слой воздуха между разобщенными концами цѣпи.

Такой индукціонный токъ, который возбуждается въ виткахъ катушки вслѣдствіе замыканія или размыканія, протекавшаго раньше черезъ эту катушку, первичнаго тока, называется самоиндукціоннымъ токомъ или экстратокмъ, а индуктируемая электродвижущая сила называется электродвижущею силою самоиндукціи; само же явленіе называется самоиндукціей.

Итакъ, мы видѣли, что въ моментъ замыканія первичнаго тока, въ виткахъ катушки появляется электродвижущая сила самоиндукціи, которая, возбуждая индуктированный токъ противоположнаго направленія, сопротивляется появленію или лучше

увеличенію замыкаемаго (первичнаго) тока. Наоборотъ, въ моментъ размыканія первичнаго тока, въ виткахъ катушки появляется электродвижущая сила самоиндукціи, которая, возбуждая индуктированный токъ одинаковаго направленія съ размыкаемымъ (первичнымъ) токомъ, будетъ сопротивляться исчезновенію этого послѣдняго.

Вслѣдствіе этого, произойдетъ слѣдующее явленіе: при замыканіи въ катушкѣ первичнаго тока, этотъ послѣдній не сразу достигнетъ своей силы, а будетъ возрастать нѣкоторое, хотя и короткое, время постепенно. При размыканіи же токъ исчезнетъ не сразу, а также будетъ въ теченіи нѣкотораго времени постепенно убывать.

Представимъ себѣ теперь, что токъ въ катушкѣ не размыкается и не замыкается, а сила тока измѣняется, то увеличиваясь, то уменьшаясь.

Какъ извѣстно, усиленіе или ослабленіе тока въ какомъ-либо проводникѣ сопровождается соответствующимъ измѣненіемъ магнитнаго силового потока, создаваемаго самимъ этимъ токомъ. Измѣненіе же магнитнаго силового потока отражается обратно на проводникѣ и вызываетъ въ немъ электродвижущую силу индукціи. На основаніи законовъ индукціи всякое усиленіе тока въ проводникѣ производитъ появленіе въ немъ электродвижущей силы, которая сама по себѣ должна была бы возбудить индуктированный токъ.

Направленіе индуктированнаго тока весьма легко опредѣляется при помощи правила Максвелля (см. стр. 117).

Усиленіе тока и выѣстъ съ тѣмъ магнитнаго силового потока вызоветъ электродвижущую силу, направленную обратно вращенію рукоятки буравчика, ввинчиваемаго поступательно вдоль силовыхъ линій, т. е., при усиленіи тока, возбуждается индуктированный токъ обратнаго направленія.

При ослабленіи тока электродвижущая сила индукціи направлена одинаково съ направленіемъ вращенія рукоятки буравчика, ввинчиваемаго поступательно вдоль силовыхъ линій, т. е., при ослабленіи тока, возбуждается индуктированный токъ того же направленія, что и главный токъ.

Итакъ, электродвижущая сила индукціи при усиленіи тока будетъ сопротивляться его усиленію, а при ослабленіи тока будетъ сопротивляться его ослабленію.

Вслѣдствіе этого усиливающийся токъ будетъ замедляться въ своемъ измѣненіи и при частыхъ появленіяхъ и измѣненіяхъ въ проводникѣ токъ не въ состояніи будетъ достигать до той силы, какую онъ могъ бы получить, если бы не было самоиндукціи.

Такимъ образомъ самоиндукція, вызываемая самимъ же токомъ въ проводникѣ, играетъ роль тормазы для тока; она кажущимся образомъ увеличиваетъ сопротивленіе проводника.

Въ динамомашинѣхъ самоиндукція замѣчается, какъ кажущееся увеличеніе сопротивленія якоря. Еще болѣе важное значеніе она имѣетъ въ динамомашинѣхъ переменнаго тока и въ трансформаторахъ.

Если измѣненія силы тока довольно быстры, то можетъ случиться, что самоиндукція не дастъ силѣ тока достигнуть своихъ наибольшихъ значеній, ни спуститься до наименьшихъ значеній.

Если гальваническій токъ замыкается короткимъ проводникомъ, то въ моментъ размыканія дѣли получается только едва замѣтная искра. Кромѣ того, если при

этомъ взять въ руки электроды, то не ощущается никакого сотрясенія, по крайней мѣрѣ, если токъ не будетъ очень силенъ. Наоборотъ, если проволока длинна и, кромѣ того, свернута въ спираль, образуя какъ бы катушку, то при размыканіи тока искра появляется въ значительной и тѣмъ большей силѣ, чѣмъ больше число витковъ катушки.

Усиленіе тока въ моментъ размыканія, происходящее отъ индуктирующаго дѣйствія тока каждаго витка на сосѣдніе, возбуждаетъ въ катушкѣ токъ по одному направленію съ главнымъ токомъ. Замыканіе тока возбуждаетъ тоже индуктированный токъ, но противоположнаго направленія.

Изъ этого мы заключаемъ, что экстратоки—дѣйствительные индуктированные токи и обладаютъ ихъ свойствами, а именно:

- 1) при замыканіи первичнаго тока—ослаблять его
- и 2) при размыканіи первичнаго тока соединяться съ нимъ и производить сильное дѣйствіе.

Дѣйствіе прямого экстратока производитъ сильныя сотрясенія, даетъ яркія искры, разлагаетъ воду, расплавляетъ платину и проч. Дѣйствіе же обратнаго экстратока проявляется едва замѣтно или даже совсѣмъ ничѣмъ не обнаруживается.

Не смотря на мгновенность, индуктированные токи могутъ въ свою очередь дѣйствовать на разомкнутые проводники и возбуждать новые токи; затѣмъ эти послѣдніе возбуждаютъ третьи токи и такъ далѣе, такъ что въ результатѣ получаются индуктированные токи различныхъ порядковъ.

Количество электричества индуктированнаго тока, возбуждаемое при замыканіи или размыканіи первичнаго тока, опредѣляется формулой:

$$Q = \frac{(N_2 - N_1)\xi}{10^9 \cdot w}.$$

При замыканіи тока

$$N_2 - N_1 = N - 0 = N;$$

при размыканіи тока

$$N_2 - N_1 = 0 - N = -N.$$

Поэтому количество электричества индуктированнаго тока выразится формулой:

$$Q = \pm \frac{N \cdot \xi}{10^9 \cdot w},$$

гдѣ знакъ $+$ соотвѣтствуетъ замыканію, а знакъ $-$ размыканію первичнаго тока.

Послѣдній выводъ показываетъ, что оба индуктированные токи равны между собою по количеству развиваемаго ими электричества, но не равны по напряженію.

Въ самомъ дѣлѣ дѣйствія ихъ, зависяція отъ количества электричества, тождественны, тогда какъ дѣйствія, зависяція отъ напряженія или разности потенціаловъ на концахъ цѣпи, болѣе или менѣе отличны.

Среднюю электродвижущую силу индукціи можно опредѣлить по формулѣ (34) на стр. 135.

Если T_1 —обозначаетъ время, необходимое для того, чтобы первичный токъ достигъ своей полной силы (т. е. состоянія подвижнаго равновѣсія, послѣ прохожденія

сначала через болѣе или менѣе продолжительный періодъ перемѣннаго состоянія) тогда средняя электродвижущая сила самоиндукціи при замыканіи тока выразится формулой:

$$e_1 = \frac{N \cdot \xi}{10^8 \cdot T_1} \text{ вольтъ.}$$

Если T_2 —обозначаетъ время, въ которое первичный токъ, будучи разомкнутъ, уменьшится до нуля, то средняя электродвижущая сила самоиндукціи при размыканіи тока выразится формулой:

$$e_2 = \frac{N \cdot \xi}{10^8 \cdot T_2} \text{ вольтъ.}$$

Такъ какъ здѣсь T_2 значительно меньше, или можно такъ сдѣлать, чѣмъ T_1 , то средняя электродвижущая сила самоиндукціи при размыканіи первичнаго тока гораздо значительнѣе, чѣмъ при его замыканіи, между тѣмъ какъ количества электричества индуктированнаго тока въ обоихъ случаяхъ одни и тѣ же.

Возникающая въ дѣйствительности сама по себѣ электродвижущая сила самоиндукціи въ каждый опредѣленный моментъ времени можетъ быть выражена формулой (29), на стр. 131, а именно:

$$e = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{\xi}{10^8} \text{ вольтъ.}$$

Для длинной катушки (со многими витками), а также и для кольца, можно прѣмѣнять формулу

$$N = qH = \frac{q \cdot 0,4 \pi \cdot \xi i}{l},$$

гдѣ q —обозначаетъ поперечное сѣченіе катушки, l —длину ея, а ξ —число ея витковъ. Такъ какъ величины q , ξ , π и l , какъ при замыканіи, такъ и при размыканіи тока, остаются неизмѣнными, то

$$\frac{dN}{dt} = \frac{0,4 \pi \cdot \xi \cdot q}{l} \cdot \frac{di}{dt}.$$

Вставивъ это значеніе въ формулу (29), получимъ:

$$e = \left(\frac{0,4 \pi \cdot \xi^2 \cdot q}{l \cdot 10^8} \right) \frac{di}{dt} \text{ вольтъ.}$$

Множитель $\frac{di}{dt}$ носитъ названіе «коэффициента самоиндукціи» и обыкновенно обозначается буквою L .

Итакъ, какъ это показываетъ выводъ надъ экстратоками, измѣненіе силы тока въ виткахъ катушки или вообще въ какомъ-либо проводникѣ само по себѣ вызываетъ въ этомъ проводникѣ электродвижущую силу самоиндукціи, величина е которой въ каждый данный моментъ времени опредѣляется формулой:

$$e = L \frac{di}{dt} \dots \dots \dots (36)$$

или, выражая эту формулу словами, можно сказать:

Электродвижущая сила самоиндукции пропорциональна коэффициенту самоиндукции L и изменению силы тока въ единицу времени, а именно $\frac{di}{dt}$.

Какъ мы выше видѣли, магнитный силовой потокъ, проходящій черезъ контуръ цѣпи, пропорционаленъ силѣ тока, а именно:

$$N = L \cdot i,$$

гдѣ L —коэффициентъ самоиндукции, представляетъ магнитный силовой потокъ, проходящій черезъ контуръ цѣпи при силѣ тока $i = 1$ единицѣ (С. Г. С.):

Изъ вышеприведенной формулы (36) слѣдуетъ, что единицей коэффициента самоиндукции будетъ самоиндукция такого проводника, въ которомъ появляется электродвижущая сила самоиндукции, равная единицѣ, въ то время, когда сила тока изменяется на единицу (С. Г. С.) въ одну секунду.

На практикѣ за единицу коэффициента самоиндукции принимаютъ самоиндукцию такого проводника, въ которомъ появляется электродвижущая сила въ одинъ вольтъ при измененіи силы тока въ одинъ амперъ въ одну секунду.

Практическая единица коэффициента самоиндукции называется одинъ секомъ или одинъ генри въ честь одного изъ американскихъ ученыхъ Генри (Henry)*).

Изъ формулы (36), а именно:

$$e = L \frac{di}{dt}$$

видно, что

$$1 \text{ генри} = 10^9 \text{ (С. Г. С.)},$$

такъ какъ

$$1 \text{ вольтъ} = 10^8 \text{ (С. Г. С.)}$$

и

$$1 \text{ амперъ} = 10^{-1} \text{ (С. Г. С.)}.$$

Для длинной прямой катушки съ малою площадью поперечнаго сѣченія коэффициентъ самоиндукции принимаетъ значеніе

$$L = \frac{0,4 \pi \xi^2 \cdot q}{l}.$$

То же значеніе для коэффициента самоиндукции остается и для кольцевой катушки.

Если въ катушку будетъ помѣщенъ желѣзный сердечникъ, то коэффициентъ самоиндукции

$$L = \frac{0,4 \pi \cdot \xi^2 \cdot q \cdot \mu}{l},$$

гдѣ μ —обозначаетъ коэффициентъ магнитной проницаемости желѣза (см. стр. 73).

Изъ вышеприведенныхъ формулъ видно, что коэффициентъ самоиндукции пропорционаленъ квадрату числа витковъ катушки.

Въ большинствѣ случаевъ коэффициентъ самоиндукции опредѣляется опытнымъ путемъ.

*) Подробности см. томъ III, главу I, параграфъ XX.

Возбужденіе самоиндукціонныхъ токовъ часто сопровождается поврежденіями, которыхъ, понятно, слѣдуетъ избѣгать. Какимъ образомъ ихъ можно устранить или по крайней мѣрѣ, уменьшить, вытекаетъ непосредственно изъ причины возникновенія самоиндукціи. Вѣдь экстратокъ возбуждается оттого, что первичный токъ создавалъ въ виткахъ катушки силовыя линіи.

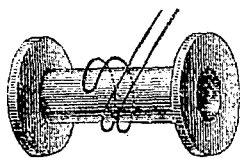


Рис. 110.

Число этихъ силовыхъ линій можно значительно уменьшить, если одну половину витковъ наматывать справа, а другую слѣва. Протекающій по такой обмоткѣ электрическій токъ хотя и будетъ создавать въ одной половинѣ витковъ катушки силовыя линіи, но дѣйствіе ихъ будетъ уравновѣшиваться противоположнымъ дѣйствіемъ силовыхъ линій второй половины витковъ катушки. Для достиженія этой цѣли удобнѣе всего наматывать катушку слѣдующимъ образомъ: сгибаютъ изолированную проволоку по среднѣ своей длины и складываютъ ее вдвое и затѣмъ, начиная отъ середины, наматываютъ эту двойную проволоку такимъ образомъ, чтобы каждая проволока плотно прывыкала другъ къ другу, какъ это показано на рис. 110. Про такую проволочную катушку говорятъ тогда, что она наматана бифилярно или безъ самоиндукціи.

Въ проволокахъ, которыя наматываются вдвое, и въ прямыхъ и свободно протянутыхъ проволокахъ умѣренной длины самоиндукція равна нулю или такая, что ею можно пренебрегать на практикѣ. Въ данныхъ проводахъ, особенно когда они состоятъ изъ желѣзной проволоки (телеграфные провода, подземные провода для телефоніи) самоиндукція довольно значительна.

Если намотать на катушку двѣ обмотки одну на другую или другъ въ азъ друга, и затѣмъ пропустить чрезъ витки первичной обмотки электрическій токъ, то онъ возбудитъ вокругъ нихъ магнитный потокъ, силовыя линіи котораго пронизать также и витки вторичной обмотки. Вслѣдствіе этого въ виткахъ послѣдней обмотки возбудится индуктированный токъ, электродвижущая сила котораго опредѣляется формулою:

$$e = \frac{dN}{dt} \cdot \xi \text{ единиц (С. Г. С.),}$$

гдѣ ξ —обозначаетъ число витковъ вторичной обмотки. Но вѣдь число силовыхъ линій, возбужденныхъ въ длинной прямой или кольцевой катушкѣ токомъ силы i , выражается формулой:

$$N = \frac{0,4 \pi \cdot n i}{l} \cdot q,$$

гдѣ n —обозначаетъ число витковъ первичной обмотки, l —длину катушки, q —площадь поперечнаго сѣченія катушки.

Такъ какъ величины π , n , q и l отъ замыканія тока не измѣняются, то

$$\frac{dN}{dt} = \frac{0,4 \pi \cdot n i}{l} \cdot \frac{di}{dt}.$$

Вставивъ теперь это выраженіе въ формулу

$$e = \frac{dN}{dt} \cdot \xi,$$

получимъ мгновенную электродвижущую силу индуцированного тока во вторичной обмоткѣ, а именно:

$$e = \frac{0,4 \pi q \cdot n \cdot \xi}{l} \frac{d i}{d t}.$$

Множитель $\frac{d i}{d t}$ обыкновенно обозначаютъ буквой M и называютъ коэффициентомъ взаимоиנדукціи.

Для поясненія, что такое представляетъ коэффициентъ взаимоиנדукціи, представимъ себѣ два, рядомъ находящіеся, замкнутые проводника a и b . Пропустимъ черезъ первый проводникъ токъ силы i ; этотъ послѣдній разовьетъ вокругъ себя магнитный потокъ, силовыя линіи котораго пронизываютъ контуръ второго проводника b . Пусть N —обозначаетъ число силовыхъ линій этого магнитнаго потока, пронизывающаго контуръ b . Тогда въ этомъ контурѣ возбуждается индуцированный токъ силы i_1 , пропорціональной измѣненію числа N силовыхъ линій.

Если бы черезъ проводникъ a пропустить токъ силою, равною не i , а единицѣ, то контуръ b былъ бы пронизанъ числомъ силовыхъ линій $\frac{N}{i} = M$.

Наоборотъ, если черезъ проводникъ b пропустить токъ силою i_1 , то въ проводникѣ a пройдетъ отъ тока i_1 число силовыхъ линій N_1 и если въ проводникѣ b сила тока будетъ равна единицѣ, то черезъ контуръ проводника a пройдетъ число силовыхъ линій

$$\frac{N_1}{i_1}.$$

Можно доказать, что:

$$\frac{N}{i} = \frac{N_1}{i_1};$$

это отношеніе называется коэффициентомъ взаимоиנדукціи.

Слѣдовательно, коэффициентъ взаимоиנדукціи есть число силовыхъ линій, пронизывающихъ одинъ контуръ проводника, когда въ сосѣднемъ контурѣ возбуждается индуцированный токъ, силою равной единицѣ. Если въ одномъ проводникѣ индуцируется токъ силою i и если коэффициентъ взаимоиנדукціи обѣихъ проводниковъ M , то контуръ второго проводника будетъ пронизанъ числомъ силовыхъ линій $M i$.

Электродвижущая сила, которая индуцируется во второмъ проводникѣ, будетъ пропорціональна увеличенію этого числа силовыхъ линій въ единицу времени; такъ, если увеличеніе числа силовыхъ линій $M i$ происходитъ пропорціонально времени и если время увеличенія равно t , то электродвижущая сила, индуцируемая во второмъ проводникѣ, будетъ пропорціональна выраженію

$$\frac{M i}{t}.$$

Такимъ образомъ коэффициентъ взаимоиנדукціи одного проводника на другой представляетъ собой электродвижущую силу, какаѣ индуцируется во второмъ проводникѣ, когда въ первомъ проводникѣ сила тока измѣняется на единицу въ единицу времени.

Для длинной прямой или также кольцевой катушки коэффициентъ взаимной индукціи

$$M = \frac{0.4 \pi n \cdot \xi \cdot q}{l},$$

для другихъ катушекъ коэффициентъ взаимной индукціи опредѣляется опытнымъ путемъ.

Итакъ, у насъ извѣстны для опредѣленія электродвижущей силы индукціи во вторичной обмоткѣ катушки слѣдующія формулы:

$$(59) \dots\dots\dots \begin{cases} e = M \cdot \frac{di}{dt} \text{ единиць (С. Г. S)} \\ \text{или} \\ e = M \cdot \frac{di}{dt} \cdot 10^{-9} \text{ вольтъ.} \end{cases}$$

Изъ этихъ формулъ слѣдуетъ, что электродвижущая сила индукціи пропорціональна коэффициенту взаимной индукціи M и измѣненію силы тока въ единицу времени.

Коэффициентъ взаимной индукціи пропорціоналенъ произведенію чиселъ n и ξ обоихъ ветковъ.

Что дѣйствительно для замыканія тока въ первичной обмоткѣ, то также дѣйствительно и для размыканія его, но только съ тѣмъ различіемъ, что во второмъ случаѣ силовыя линіи уже не возбуждаются болѣе, а исчезаютъ, т. е. индукціонный токъ размыканія будетъ направленъ въ противоположную сторону индукціонному току замыканія. При этомъ числовое значеніе $\frac{di}{dt}$ для обоихъ случаевъ неодинаково.

Въ вопросахъ о явленіи постояннаго тока съ момента его возникновенія, до момента его исчезновенія часто приходится считаться съ такъ называемыми «періодами нарастанія и убыванія тока» и особенно съ явленіями, ими въ цѣпи вызываемыми. Поэтому разсмотримъ вкратцѣ періодъ измѣняющагося состоянія тока.

Когда цѣпь замыкается, напримѣръ, присоединеніемъ концовъ проволоки къ полюсамъ элемента, то, прежде чѣмъ установится въ проводкѣ постоянный токъ, при которомъ въ равныя промежутки времени будутъ протекать чрезъ весь проводникъ равныя количества электричества, прежде чѣмъ потенциалъ каждаго поперечнаго сѣченія достигнетъ своей окончательной величины, въ цѣпи будетъ существовать нѣсколько иное теченіе электричества, чѣмъ то, которое мы привыкли называть постояннымъ электрическимъ токомъ. Тотъ періодъ, въ теченіе котораго будетъ существовать въ проводникѣ этотъ постоянный токъ, и названъ «періодомъ нарастанія силы тока». Точно такъ же при размыканіи цѣпи въ ней не тотчасъ наступаетъ электрическое равновѣсіе. Очевидно, во время уравниванія потенциала, которымъ обуславливается равновѣсіе, въ вѣтвяхъ разомкнутой цѣпи будетъ существовать нѣкоторое перераспределеніе электричества. Періодъ существованія въ разомкнутой цѣпи такого рода электричества названъ «періодомъ убыванія силы тока».

Разсмотримъ теперь токъ въ нѣкоторый моментъ времени, пока сила его еще не установилась.

При замыканіи во время нарастанія силы тока въ первичной обмоткѣ, въ ней же самой возникаетъ электродвижущая сила самоиндукціи, стремящаяся возбудить въ той же цѣпи токъ противоположнаго направленія и препятствующая тѣмъ самымъ быстрому нарастанію силы тока, слѣдовательно, здѣсь $\frac{di}{dt}$ сравнительно мало.

При размыканіи, слѣдовательно, во время убыванія силы первичнаго тока, въ цѣпи появляется электродвижущая сила самоиндукціи, стремящаяся возбудить токъ по тому же направленію, по какому протекалъ размыкаемый токъ. Въ этомъ случаѣ первичный токъ исчезаетъ почти мгновенно, слѣдовательно, измѣненіе силы тока въ единицу времени $\frac{di}{dt}$ здѣсь очень велико. Вслѣдствіе этихъ обстоятельствъ сила индукціоннаго тока при замыканіи первичнаго тока обнаруживается далеко не такъ замѣтно, какъ это происходитъ при размыканіи тока.

Токъ, который можетъ возбудиться подъ вліяніемъ электродвижущей силы въ періодъ нарастанія силы его, названъ «экстратокъомъ замыканія» или «обратнымъ экстратокъомъ», а тотъ токъ, который возбуждается подъ вліяніемъ электродвижущей силы въ періодъ убыванія силы его, получилъ названіе «экстратокъа размыканія» или «прямого экстратокъа».

Когда цѣпь обладаетъ большой самоиндукціей, то экстратокъ размыканія обнаруживается яркою искрою въ мѣстѣ размыканія цѣпи. Электродвижущая сила экстратокъа (въ данномъ случаѣ прямого), складываясь съ электродвижущей силой, дававшей размыкаемый токъ, создаютъ столь большую разность потенциаловъ на разобщенныхъ, въ мѣстѣ размыканія, концахъ проволокъ, что между ними проскакиваетъ искра черезъ слой воздуха.

Измѣняемость выраженія $\frac{di}{dt}$ можетъ быть пояснена также и слѣдующимъ образомъ.

Кривая, представленная на рис. 111, даетъ графическое изображеніе измѣняемости силы тока въ теченіе времени такимъ образомъ, что для какого-нибудь времени $OC = t$, какъ абсциссу, силу тока i представить собою соответствующую ординату CA . Уголъ τ , образуемый касательной къ этой кривой въ точкѣ A съ абсциссой представитъ тогда мѣру для величины $\frac{di}{dt}$ въ промежутокъ времени t , такъ что

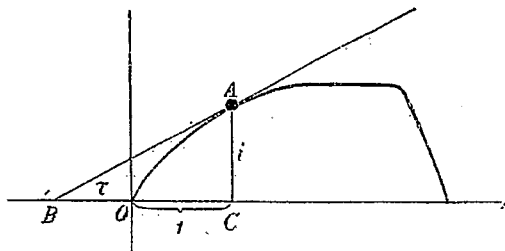


Рис. 111.

$$\frac{di}{dt} = tg \tau.$$

Изъ разсмотрѣнія этой кривой видно, что при замыканіи тока сила его медленно возрастаетъ, затѣмъ становится постоянной, а при размыканіи тока сила его мгновенно убываетъ до нуля.

Какъ видно изъ рисунка 111, величина угла τ при замыканіи тока находится въ умѣренныхъ предѣлахъ, между тѣмъ какъ при размыканіи тока какъ разъ на-

оборотъ; въ послѣднемъ случаѣ уголъ этотъ достигаетъ около 90° , а, слѣдовательно, значеніе для $\operatorname{tg} \tau = \operatorname{tg} 90^\circ$ будетъ бесконечно велико.

На основаніи вышеприведенныхъ формулъ индукціи можно построить такіе приборы, которые были бы въ состояніи индуцировать электрическіе токи очень высокаго напряженія; они носятъ названіе индукціонныхъ приборовъ.

Особенно сильная индукція получается въ томъ случаѣ, когда бывають расположены рядомъ на большой длинѣ или въ большомъ числѣ витковъ два проводника, хорошо изолированные одинъ отъ другого; дѣйствіе дѣлается еще сильнѣе, если проволоки намотать вокругъ сердечника изъ мягкаго желѣза, лучше всего вокругъ пучка тонкихъ желѣзныхъ проволокъ. Въ одной, въ первичной обмоткѣ, заставляють токъ появляться и исчезать, получая индукцію во вторичной обмоткѣ.

Въ индукціонныхъ приборахъ для лабораторій и врачебныхъ цѣлей первичная обмотка, питаемая изъ источника тока, изъ гальванической батареи или динамомашины, состоитъ изъ небольшого числа витковъ толстой проволоки; она бываетъ соединена съ автоматическимъ прерывателемъ, вслѣдствіе котораго токъ всякій разъ какъ онъ появляется, сейчасъ же самъ прерывается. Всякое появленіе и исчезновеніе тока производитъ индукцію во вторичной обмоткѣ, которая состоитъ изъ большого числа витковъ тонкой проволоки. Электродвижущая сила, индуцируемая при замыканіи тока, бываетъ гораздо слабѣе, чѣмъ при размыканіи тока; во многихъ случаяхъ приходится имѣть дѣло только съ послѣдней. Индуцируемая электродвижущая сила бываетъ пропорціональна числу витковъ въ обѣихъ обмоткахъ и возрастаетъ вмѣстѣ съ употребляемой первичной электродвижущей силой, если сопротивленіе источника тока незначительно въ сравненіи съ сопротивленіемъ первичной обмотки.

Направленіе индуцированнаго тока опредѣляется по слѣдующему правилу: Появляющійся или возрастающій токъ производитъ индуцированный токъ противоположнаго направленія, а ослабѣющій или прекращающійся токъ производитъ индуцированный токъ того же направленія.

Извѣстнѣйшій изъ индукціонныхъ приборовъ это катушка Румкорфа, предназначенная для преобразованія тока, значительнаго по силѣ, но низкаго напряженія, въ токъ малой силы, но высокаго напряженія.

На рис. 112 наглядно представлена въ разрѣзѣ небольшая катушка Румкорфа. Вокругъ желѣзнаго сердечника E (во избѣжаніе токовъ Фуко, сдѣланнаго изъ пучка тонкихъ желѣзныхъ проволокъ) навиты двѣ обмотки, а именно: w_1 —первичная обмотка и w_2 —вторичная обмотка.

Первичная обмотка w_1 —состоитъ изъ малаго числа витковъ толстой проволоки, толщиной отъ 1 до 2 мм., по которымъ протекаетъ токъ отъ гальванической батареи изъ нѣсколькихъ элементовъ; вторичная обмотка w_2 —состоитъ изъ большаго числа витковъ весьма тонкой проволоки, въ которой и возбуждаются индуцированные токи. Концы первичной обмотки w_1 соединены съ зажимами $+K$ и $-K$, а концы вторичной обмотки w_2 —съ зажимами k_1 и k_2 .

На концѣ желѣзнаго сердечника E , состоящаго изъ пучка желѣзныхъ проволокъ, помѣщается небольшая желѣзная пластинка P —прерыватель тока, поддерживаемая пластинчатой пружиной CD . Пластинка P притягивается къ желѣзному сер-

дечнику E , какъ скоро этотъ сердечникъ намагнитится. Къ пружинѣ CD прикасается винтъ CB , вращающійся въ столбикѣ AB . Тотъ отъ гальванической батареи, состоящей изъ нѣсколькихъ элементовъ, подводится къ зажимамъ $+K$ и $-K$. Этотъ токъ протекаетъ отъ положительнаго зажима батареи къ зажиму $+K$, отсюда черезъ столбикъ AB , винтъ CB , пружину CD , обтекаетъ первичную обмотку w_1 и затѣмъ отъ послѣдней черезъ зажимъ $-K$ возвращается къ отрицательному полюсу батареи. При этомъ желѣзный сердечникъ E намагничивается, притягивается пластинка P , вслѣдствіе чего между пружинной C и винтомъ CB прерывается цѣпь; слѣдовательно, желѣзный сердечникъ E снова размагнитится, упругость пружины CD возобновляетъ прикосновеніе между пружинной и винтомъ и т. д.

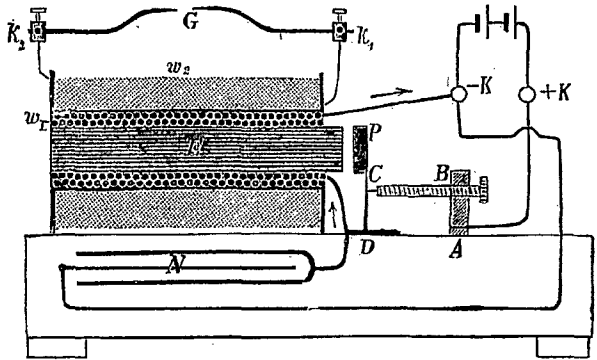


Рис. 112.

Такимъ образомъ, заставляя прерываться токъ, текущій по первичной, толстой обмоткѣ, и возбуждаемый гальванической батареей изъ нѣсколькихъ элементовъ, попеременно создается и уничтожается магнитный силовой потокъ въ желѣзномъ сердечникѣ катушки. Въ каждомъ виткѣ вторичной тонкой обмотки, какъ раньше упомянуто было, должна возникать при этомъ электродвижущая сила, но направленію то въ одну, то въ другую сторону. (Формулировка закона индукціи, данная Максвеллемъ на стр. 115, особенно удобна въ этомъ случаѣ).

При размыканіи цѣпи возникаетъ электродвижущая сила индукціи одинаковаго направленія съ главнымъ токомъ и обратнаго направленія при замыканіи цѣпи.

Во всѣхъ отдѣльныхъ виткахъ вторичной обмотки возникающая электродвижущая сила во всякій моментъ времени почти одинакова, ибо магнитный силовой потокъ лишь вблизи концовъ желѣзнаго сердечника расходится въ стороны.

Какъ извѣстно, каждому замыканію и размыканію тока во вторичной обмоткѣ соответствуетъ электродвижущая сила индукціи

$$e = M \frac{di}{dt},$$

гдѣ M —коэффициентъ взаимной индукціи одного витка на другой пропорціоналенъ произведенію изъ чиселъ витковъ въ обѣихъ обмоткахъ.

Коэффициентъ M взаимной индукціи можетъ достигнуть желаемой величины, если соответственно увеличивать числа витковъ обмотокъ. Если еще при этомъ по-

заботиться о томъ, чтобы и $\frac{di}{dt}$ — число прерываній въ секунду было достаточно велико, то электродвижущая сила e индукціи въ большихъ Румкорфовыхъ катушкахъ при употребленіи первичнаго тока отъ нѣсколькихъ гальваническихъ элементовъ можетъ быть очень значительная. Сила вторичнаго (индуктированнаго) тока, однако, будетъ малая, даже при соединеніи концовъ вторичной обмотки короткимъ и толстымъ проводникомъ, малая потому, что сопротивленіе вторичной обмотки велико, да къ

тому же возбужденіе индуктированного тока въ этой обмоткѣ осложняется явленіемъ самоиндукціи, еще болѣе ослабляющимъ токъ (см. стр. 150).

При замыканіи первичнаго тока въ первичной обмоткѣ индуктируется самоиндукціонный токъ (обратный экстратокъ), который ослабитъ силу первичнаго тока и этимъ уменьшить значеніе $\frac{di}{dt}$. Соответствующій самоиндукціонный токъ замыканія будетъ имѣть у зажимовъ k_1 и k_2 на столько незначительное напряженіе, что оно не въ состояніи преодолѣть слой воздуха.

Самоиндукціонный токъ размыканія (прямой экстратокъ) потечетъ по тому же направленію, какъ и первичный токъ и, такъ какъ при этомъ электродвижущая сила прямого экстратока можетъ быть очень значительна, послѣдній въ состояніи перескочнуть въ видѣ искры черезъ слой воздуха, образуемый у точки С и тѣмъ уменьшить величину $\frac{di}{dt}$. Для избѣжанія образованія искры у точки С, надо предоставить возбуждаемому самоиндукціей количеству электричества болѣе удобный стокъ, чѣмъ это имѣетъ мѣсто при искрообразованіи.

Образующаяся между пружинной СD и винтомъ СВ при размыканіи искра, ослабляетъ индуктированный токъ, увеличивая время, въ теченіе котораго прекращается главный токъ; кромѣ того, эта искра портитъ индукціонный приборъ.

Для устраненія искрообразованія концы первичной обмотки соединяются непосредственно съ обкладками конденсатора N.

Такой конденсаторъ еще болѣе увеличиваетъ напряженіе индуктированныхъ токовъ при включеніи его въ индуктирующую цѣпь.

Конденсаторъ состоитъ изъ ряда оловянныхъ листовъ, изолированныхъ другъ отъ друга слоями непроводника (листами слюды, бумаги, пропитанной растворомъ смолы или параффина), причемъ оловянные листы выходятъ наружу изъ-за краевъ бумажной прокладки справа и слѣва, такъ чтобы выступы четныхъ листовъ были на одной сторонѣ, а выступы нечетныхъ на другой: четные листы соединяются между собою, а нечетные листы—также между собою.

Накладка конденсатора производится слѣдующимъ образомъ. Берутъ листъ парафинированной бумаги, на него накладываютъ оловянный листъ, на послѣдній опять листъ парафинированной бумаги, затѣмъ снова оловянный листъ и т. д. Въ общемъ же оловяннымъ листамъ можно, наирямѣрь, придать форму abcdef, изображенную на рис. 113, причемъ оловянные нечетные листы 1, 3, 5, 7... выходили-бы наружу съ выступомъ направо изъ-за краевъ бумажныхъ листовъ, а оловянные четные листы 2, 4, 6, 8... наоборотъ, налѣво. Оба соединенные между собою оловянныхъ листа носятъ названіе обкладокъ или арматуръ конденсатора. Составленный такимъ образомъ конденсаторъ помещается въ коробку и все заливается параффиномъ, причемъ наружу выходятъ два провода: одинъ отъ четныхъ, а другой—отъ нечетныхъ листовъ. Соединивъ обкладки конденсатора съ источникомъ тока, то обкладкамъ конденсатора сообщится нѣкоторое количество электричества (конденсаторъ заряжается), которое

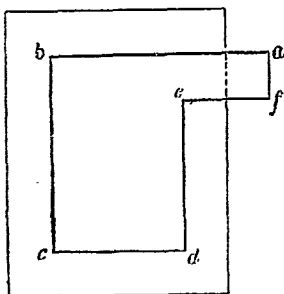


Рис. 113.

пропорціонально электродвижущей силѣ источника тока, и также нѣкоторой постоянной, зависящей отъ формы, относительнаго положенія проводниковъ, составляющихъ систему, а также и отъ величины конденсатора.

Пусть E —обозначаетъ электродвижущую силу, K —упомянутую постоянную и Q —сообщенное конденсатору количество электричества, тогда имѣемъ уравненіе

$$Q = K \cdot E \dots \dots \dots (38)$$

Величина K —названа емкостью конденсатора. Выраженіе для K можно получить, полагая $E = 1$, такъ какъ тогда

$$Q = K,$$

то есть, емкость—есть то количество электричества, которое сообщается конденсатору, если заряжать его источникомъ тока, электродвижущая сила котораго равна единицѣ.

Изъ вышеприведеннаго уравненія (38) слѣдуетъ, что емкость

$$K = \frac{Q}{E}.$$

Полагая $Q = 1$ и $E = 1$, получимъ

$$K = 1,$$

то есть, единица емкости есть емкость такого конденсатора, который, будучи заряжаемъ источникомъ тока, электродвижущая сила котораго равна единицѣ и воспринимаетъ при этомъ единицу количества электричества.

За единицу емкости проводника въ практической электромагнитной системѣ принимается емкость такого проводника, потенциалъ котораго повышается на одинъ вольтъ при сообщеніи проводнику одного кулона электричества; эта емкость называется 1 фарадъ. На практикѣ приходится имѣть дѣло съ гораздо меньшими емкостями, и потому употребляютъ, какъ единицу емкости, одну миллионную долю фарада, такъ называемый микрофарадъ (см. также томъ III, главу I, параграфъ XIX).

Если соединить обкладки заряженнаго конденсатора при помощи проводника между собою, то конденсаторъ опять разрядится, это значитъ, что равное количество электричества протечетъ чрезъ проводникъ въ обратномъ направленіи.

Вернемся теперь опять къ Румкорфовой катушкѣ.

Какъ уже упомянуто было, концы первичной обмотки соединены непосредственно съ обкладками конденсатора N . При размыканіи первичнаго тока между C и B конденсатора, электричество самоиндукціи устремляется въ конденсаторъ N (положительное—въ одну обкладку, а отрицательное—въ другія обкладки) и конденсаторъ разрядится въ виткахъ первичной обмотки w_1 только послѣ прекращенія экстратока. Въ этомъ случаѣ искрообразование у точки C почти не состоится. Благодаря конденсатору N достигается то, что $\frac{di}{dt}$ при размыканіи первичнаго тока приобретаетъ весьма большое значеніе, а потому и электродвижущая сила индукціи

$$e = M \cdot \frac{di}{dt}$$

также будетъ весьма велика (ср. также задачи 37 и 38 на стр. 137).

Желѣзный сердечникъ E катушки Румкорфа состоитъ, какъ уже упомянуто, изъ пучка тонкихъ желѣзныхъ проволокъ. Вслѣдствіе такого устройства устраняются

паразитные токи (Фуко), которые могли бы образоваться въ сплошной массѣ желѣза. Исчезающія силовыя линіи при размыканіи тока образуютъ въ сплошномъ сердечникѣ паразитные токи (Фуко) одинаковаго направленія съ первичнымъ токомъ. Этотъ токъ будетъ препятствовать быстрому исчезновенію силовыхъ линій, такъ какъ онъ и самъ возбуждаетъ силовыя линіи того же направленія.

Относительно обмотки Румкорфовой катушки замѣтимъ, что здѣсь слѣдуетъ примѣнять только хорошо изолированную мѣдную проволоку, такъ какъ въ противномъ случаѣ токъ высокаго напряженія, вмѣсто того, чтобы протекать по виткамъ обмотки, можетъ пробить изолирующую оболочку и произвести этимъ поврежденія въ цѣпи. Но даже и при очень хорошей изолирующей оболочкѣ проволоки въ большихъ катушкахъ Румкорфа возможна пробивка изолирующей оболочки проволоки, если разность напряженій двухъ соприкасающихся слоевъ обмотки будетъ велика. Для лучшаго изолированія въ такихъ индукціонныхъ приборахъ (катушкахъ Румкорфа) первичная обмотка изъ толстой проволоки изолируется отъ вторичной обмотки изъ тонкой проволоки стеклянной или гутаперчевой муфтой.

Для такихъ индукціонныхъ приборовъ намотка не дѣлается непрерывной, а раздѣляется на секціи, плоскостью перпендикулярной къ оси катушки. Если витки одной секціи идутъ извнутри внѣ, то витки слѣдующей секціи идутъ, наоборотъ, извнѣ внутрь и т. д.

На практикѣ катушка Румкорфа употребляется для медицинскіхъ цѣлей, для производства взрывовъ, для фотографіи лучами Рентгена (Röntgen), для беспроволочнаго телеграфа и другихъ опытовъ, въ которыхъ требуется прерывистый токъ большой электродвижущей силы.

Въ Румкорфовыхъ катушкахъ новѣйшей конструкціи контактъ въ точкѣ С (рис. 112) дѣлается въ избѣжаніе выгорания изъ платины.

Для болѣе сильныхъ токовъ, замыканіе и размыканіе тока производится погруженіемъ и выниманіемъ стержня изъ чашечки со ртутью, наверхъ которой налита непроводящая токъ жидкость (спиртъ, керосинъ). Колебанія стержня производятся колебаніемъ желѣзной пластинки, то притягиваемой желѣзнымъ сердечникомъ катушки, то возвращающейся назадъ вслѣдствіе упругости пружины. Весьма часто теперь устраиваютъ прерываніе и замыканіе тока при помощи особаго маленькаго электродвигателя, который погружаетъ въ ртуть и вынимаетъ изъ нея серебрянный стержень, замыкающій токъ.

Въ послѣднее время всѣ такіе прерыватели, вѣроятно, уступятъ свое мѣсто прерывателямъ электролитическимъ. Токъ отъ гальванической батареи достаточно большой электродвижущей силы пропускается черезъ сосудъ съ слабою сѣрной кислотой и затѣмъ черезъ первичную катушку возвращается въ батарею. Въ сѣрную кислоту токъ протекаетъ черезъ тонкую и короткую платиновую проводочку, впаиванную для изоляціи въ стеклянную трубочку; изъ кислоты токъ возвращается черезъ большую свинцовую пластину. При этомъ тоненькая платиновая проводочка (анодъ) покрывается оболочкою накаливаемыхъ газовъ, которые прекращаютъ токъ; по прекращеніи тока газы расходятся въ жидкости, и токъ снова восстанавливается; такимъ образомъ происходитъ до 3000 прерываній въ секунду. Между концами вторичной обмотки появляется длинная искра, похожая по своему постоянству на вольтову дугу. Конденсаторъ при этомъ оказывается ненужнымъ, но электродвижущая сила гальванической батареи должна быть достаточно велика (около 20 и болѣе вольтъ).

Такъ какъ Румкорфова катушка преобразуетъ токъ, значительный по силѣ, но низкаго напряженія, въ токъ малой силы, но высокаго напряженія, то Румкорфова катушка представляетъ изъ себя трансформаторъ (преобразователь) тока.

Возьмемъ другую катушку Румкорфа такой же величины, какъ первая. При посредствѣ тонкихъ и длинныхъ проводовъ соединимъ вторичную обмотку первой катушки со вторичною обмоткою второй катушки, а съ концами первичной обмотки послѣдней соединимъ калильную лампочку. Приведемъ въ дѣйствіе прерыватель, помѣщенный въ первичную цѣпь первой катушки. Мы замѣтимъ, что калильная лампочка будетъ свѣтить нѣсколько только слабѣе, чѣмъ непосредственно соединенная съ аккумуляторной батареей. Такимъ образомъ, вторая катушка Румкорфа является вторымъ трансформаторомъ. Она преобразуетъ вступающій въ нея тонкую обмотку слабый, но высокаго напряженія токъ, въ токъ, индуктируемый въ нея толстой обмоткѣ, сравнительно сильный, но низкаго напряженія.

Не трудно объяснить происходящее въ трансформаторѣ явленіе. Въ желѣзномъ сердечникѣ второй Румкорфовой катушки возбуждается и исчезаетъ магнитный силовой потокъ, переменнаго направленія, вслѣдствіе протеканія переменнаго тока по тонкой обмоткѣ этой катушки. Число силовыхъ линий, пронизывающихъ этотъ сердечникъ, большое, хотя возбуждающій ихъ токъ и малой силы. Въ самомъ дѣлѣ, какъ извѣстно, являющійся при такихъ условіяхъ магнитный силовой потокъ пропорціоналенъ произведенію силы тока на число витковъ катушки, которая возбуждаетъ этотъ магнитный силовой потокъ, а здѣсь, въ тонкой обмоткѣ, число витковъ проволоки очень большое. Возбуждающійся и исчезающій, переменнаго направленія, магнитный силовой потокъ въ желѣзномъ сердечникѣ производитъ индукцію въ виткахъ толстой обмотки и, вслѣдствіе небольшого числа послѣднихъ, возбуждаетъ небольшую электродвижущую силу. Но и сопротивление цѣпи вторичной толстой обмотки не велико, потому токъ, возбуждающійся въ этой цѣпи, достигаетъ значительно болѣе силы, чѣмъ токъ, протекающій по виткамъ первичной тонкой обмотки.

Итакъ, при посредствѣ двухъ Румкорфовыхъ катушекъ представляется возможнымъ при помощи тонкихъ проводниковъ передавать токъ отъ батареи на большое разстояніе, обращая его предварительно въ переменный. Сопротивленіе соединительныхъ проводниковъ и сопротивленіе тонкой обмотки второй катушки хотя и ослабляютъ токъ, возникающій вслѣдствіе появленія электродвижущей силы индукціи въ первой катушкѣ, но вслѣдствіе большой величины этой электродвижущей силы и при большомъ сопротивленіи всей цѣпи произведеніе числа витковъ тонкой обмотки второй катушки на силу протекающаго по ней тока можетъ имѣть чувствительную величину.

Насколько извѣстно, первый П. Н. Яблочковъ въ 1878 г. пытался применить для практическихъ цѣлей Румкорфовой катушки, какъ трансформаторы тока. Но лишь въ 1883 г. удалось въ дѣйствительности употребить съ пользою этотъ приемъ для передачи электрическаго тока на дальное разстояніе. Въ 1883 г. выдавъ Голлару и Жибсу (Gaillard & Gibbs) патентъ на «трансформаторъ». Черезъ два года, въ 1885 г., былъ устроенъ трансформаторъ Циперновскаго-

Дэри-Блэти-(Zirepnowsky-Déri-Bláthy), получившій особенно большое распространёніе въ системѣ проводки электрическаго переменнаго тока фирмы Ганцъ и К° въ Будапештѣ.

Всевозможные трансформаторы, имѣющіеся нынѣ, представляютъ собою двѣ обмотки проволоки, той или другой формы. Въ одной обмоткѣ число витковъ большое и сама проволока сравнительно тонкая. Въ другой обмоткѣ, обратно, число витковъ не велико, но проволока толстая. Обѣ эти обмотки окружаютъ сердечникъ изъ желѣза, обыкновенный или проволочный, или составленный изъ желѣзныхъ пластинокъ, или же сами окружены желѣзомъ, причемъ желѣзо обхватываетъ витки обѣихъ обмотокъ со всѣхъ сторонъ.

Схематически всякій трансформаторъ можно представить тремя сцѣпленными другъ съ другомъ звеньями цѣпи. Первое звено трансформатора—тонкая обмотка, такъ называемая первичная обмотка, служащая проводникомъ для слабаго, но высокаго напряженія, переменнаго тока. Второе звено трансформатора—замкнутый переменный магнитный силовой потокъ, возбуждающійся вокругъ первичной обмотки. Въ трансформаторѣ Циперновскаго - Дэри-Блэти этотъ магнитный силовой потокъ на своемъ пути развивается въ желѣзѣ; въ другихъ трансформаторахъ онъ частью пронизываетъ воздухъ. Третье звено трансформатора—вторичная его обмотка, приготовленная изъ толстой проволоки и обхватываемая вокругъ своихъ витковъ переменнымъ магнитнымъ силовымъ потокомъ, является мѣстомъ возбужденія электродвижущей силы индукціи небольшой величины, но, вслѣдствіе небольшого сопротивленія этой обмотки, могущей въ ея цѣпи возбуждать токъ значительной силы. (Подробности о трансформаторахъ будутъ изложены въ томѣ VI).

Теперь легко понять употребленіе и значеніе трансформаторовъ.

Въ мѣстѣ, удобномъ для полученія движущей силы, устанавливается (генераторъ) динамомашина, дающая переменный токъ, высокаго напряженія, т. е. развивающая въ обмоткахъ своего якоря большую электродвижущую силу. Отъ этой динамомашинны по сравнительно тонкимъ проводамъ переменный токъ распространяется до мѣста его потребленія. Въ каждомъ такомъ отдѣльномъ мѣстѣ этотъ токъ протекаетъ чрезъ первичную обмотку помѣщенного здѣсь трансформатора и во вторичной обмоткѣ послѣдняго возбуждаетъ требуемую, смотря по условіямъ потребленія тока, электродвижущую силу, вызывающую въ цѣпи также переменный токъ, но вполне достаточный по силѣ для производства требуемаго дѣйствія. Стоимость сравнительно тонкихъ проводниковъ не велика, слѣдовательно, на устройство проводки тока потребуется не чрезмѣрно большой капиталъ, а съ другой стороны эти проводники, вслѣдствіе малой силы тока въ нихъ, нагреваются немного, т. е. бесполезная теплота, развивающаяся въ нихъ на счетъ работы, приводящей въ дѣйствіе динамомашину, будетъ не велика по количеству и не много увеличитъ стоимость производства.

Опыты съ индукціоннымъ приборомъ.

Дѣйствія, производимыя индукціоннымъ приборомъ, называемымъ также искровымъ индукторомъ или катушкой Румкорфа, точно такъ же, какъ и производимыя гальваническими баттареями, можно раздѣлить на фізіологическія, тепловыя, химическія, свѣтovyя и механическія.

Не останавливаясь на каждомъ дѣйствиіи отдѣльно, разсмотримъ здѣсь только нѣкоторыя изъ нихъ.

Между дѣйствіями, производимыми индукціонными токами Румкорфовой катушки, особый интересъ представляютъ свѣтovyя явленія.

Если привести индукціонный приборъ (катушку Румкорфа) въ дѣйствіе, соединивъ для этого зажимы $+$ К и $-$ К съ гальванической баттареей соотвѣтствующей силы, то у точки G появляются сильныя, ярко блестящія искры, достигающія въ большихъ индукціонныхъ приборахъ 45 см. длины и болѣе.

При сближеніи концовъ проволоки у мѣста G на столько, чтобы искры быстро слѣдовали одна за другой, на концахъ проволоки ясно различаются двѣ части свѣтовой струи. Одна полоса въ серединѣ даетъ свѣтлую, ярко блестящую свѣтовую струю, а другая по бокамъ образуетъ какъ бы красно-оранжевый оттѣнокъ менѣе яркаго свѣта. Ярко блестящая свѣтовая струя мгновенна, тогда какъ оттѣнокъ можно слухъ въ сторону и отдѣлить отъ всей полосы свѣта.

Стратификація (полосатость) электрическаго свѣта въ особенности принимаетъ великолѣпный видъ, если пропустить токъ въ пространствѣ разрѣннаго воздуха. При перескакиваніи электрической искры въ разрѣнномъ воздухѣ, не видно болѣе ея яркаго блеска, а наоборотъ непрерывный свѣтъ ея переходитъ отъ одного электрода къ другому нѣжной, приятной для глазъ, широкой полосой.

Гейслеромъ (Geissler) въ Воннѣ (Германія) и другими изготовляются стеклянныя трубки, содержащія весьма разрѣнный воздухъ или иную газъ. Внутри оконечностей этихъ трубокъ впаиваютъ платиновыя проволоки. На рис. 114 изображены два вида такихъ трубокъ. При сообщеніи проволоки съ индукціоннымъ приборомъ, трубка по всей длинѣ наполняется великолѣпными, блестящими струйчатыми полосами, раздѣленными большимъ числомъ темныхъ полосъ. Эти полосы измѣняются по формѣ, цвѣту и блеску въ зависимости отъ степени разрѣненія воздуха, свойствъ газа и размѣровъ трубокъ.

Еще прелестивѣе становятся эти явленія, если газъ въ трубкахъ разрядить до крайности, какъ это слѣлалъ Гитторфъ и Круксъ (Hittorf & Crookes).

Въ такихъ трубкахъ Крукса сіяніе распространяется отъ отрицательнаго электрода прямолинейными лучами и вызываетъ фосфоресценцію во всѣхъ тѣлахъ, на которыя испускаетъ отрицательный полюсъ пучекъ темныхъ лучей. Стѣнки трубки, гдѣ онѣ встрѣчаются съ этими лучами, свѣтятся своимъ фосфорическимъ свѣтомъ, (собственно флуоресцирующимъ).

Какъ извѣстно, фосфоресценціей (также фосфоричностью) называется свойство

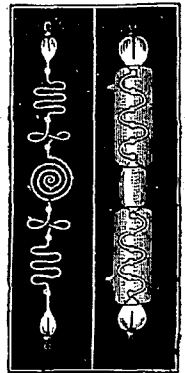


Рис. 114.

тѣлъ (фосфора, алмаза, нѣкоторыхъ солей и другихъ) испускать изъ себя при нѣкоторыхъ условіяхъ болѣе или менѣе продолжительный свѣтъ; это явленіе получило свое названіе отъ фосфора, который въ темнотѣ при обыкновенной температурѣ свѣтится.

Флуоресценція же есть мгновенное самосвѣщеніе, наблюдаемое въ нѣкоторыхъ веществахъ (у сѣрнокислой соли, плавиковомъ шпатѣ, урановомъ стеклѣ, флуоресцентѣ, отъ котораго заимствовано самое названіе явленія, и проч.).

Для уясненія флуоресценціи замѣтимъ еще, что главное отличіе фосфоричности отъ флуоресценціи состоитъ въ томъ, что первая сохраняется нѣкоторое время послѣ исчезновенія вызвавшей ее причины, тогда какъ послѣдняя прекращается при этомъ мгновенно.

Всѣ эти явленія, наблюдаемыя при протеканіи электрическаго тока въ очень разрѣженномъ воздухѣ и газахъ, требуютъ однако довольно затруднительныхъ поясненій, мы же здѣсь ограничимся упомянуть о нихъ только мимоходомъ.

Въ заключеніе упомянемъ еще, что на практикѣ индукціоннымъ приборомъ пользуются въ качествѣ воспламенителя минъ, заставляя электрическія искры перескакивать между концами двухъ проволокъ внутри взрывчататаго заряда.

Электрическое воспламененіе минъ *) требуется въ тѣхъ случаяхъ, когда дѣло идетъ объ одновременномъ воспламененіи или когда надо или можно производить воспламененіе только издали; его можно примѣнять вездѣ въ виду очень большой безопасности такого воспламененія. Мѣсто взрыва дѣлается безопаснымъ для доступа сейчасъ же послѣ взрыва или при осѣчкѣ.

Электрическое воспламененіе бываетъ выгодно въ слѣдующихъ случаяхъ, а именно: взрывы большихъ скалъ и горныхъ породъ, особенно въ горнозаводской промышленности, подводные взрывы (особенно на большой глубинѣ), взрывы ледяныхъ глыбъ, сверленіе глубокихъ колодцевъ, взрывы массивныхъ строеній и старыхъ фундаментовъ, разрушеніе большихъ дымовыхъ трубъ и связанныхъ между собою желѣзныхъ и деревянныхъ сооружений, воспламененіе газовъ (свѣтильнаго газа, паровъ керосина и бензина) въ газовыхъ двигателяхъ.

Электрическое воспламененіе минъ можетъ производиться также накаливаніемъ; для воспламененія взрывчататаго заряда накаливается токомъ проходящаго чрезъ него очень тонкая проволока большого сопротивленія.

Въ послѣднее время для подрывныхъ работъ почти повсюду примѣняются запалы съ накаливаніемъ тонкой проволоки, а не искровые, такъ какъ первые оказались значительно надежнѣе.

Динамоэлектрическая машинка фирмы Сименсъ и Гальске, примѣняемая для взрыва запаловъ накаливанія, описана въ журналѣ «Электричество», въ № 2 за 1898 г.

К О Н Е Ц Ъ Т О М А П.



*) Подробности объ электрическомъ воспламененіи минъ можно найти въ сочиненіи «Справочная книга для электротехниковъ». К. Гравинкель и К. Штреверъ, перев. Д. Голова.

О Г Л А В Л Е Н І Е.

Г Л А В А I.

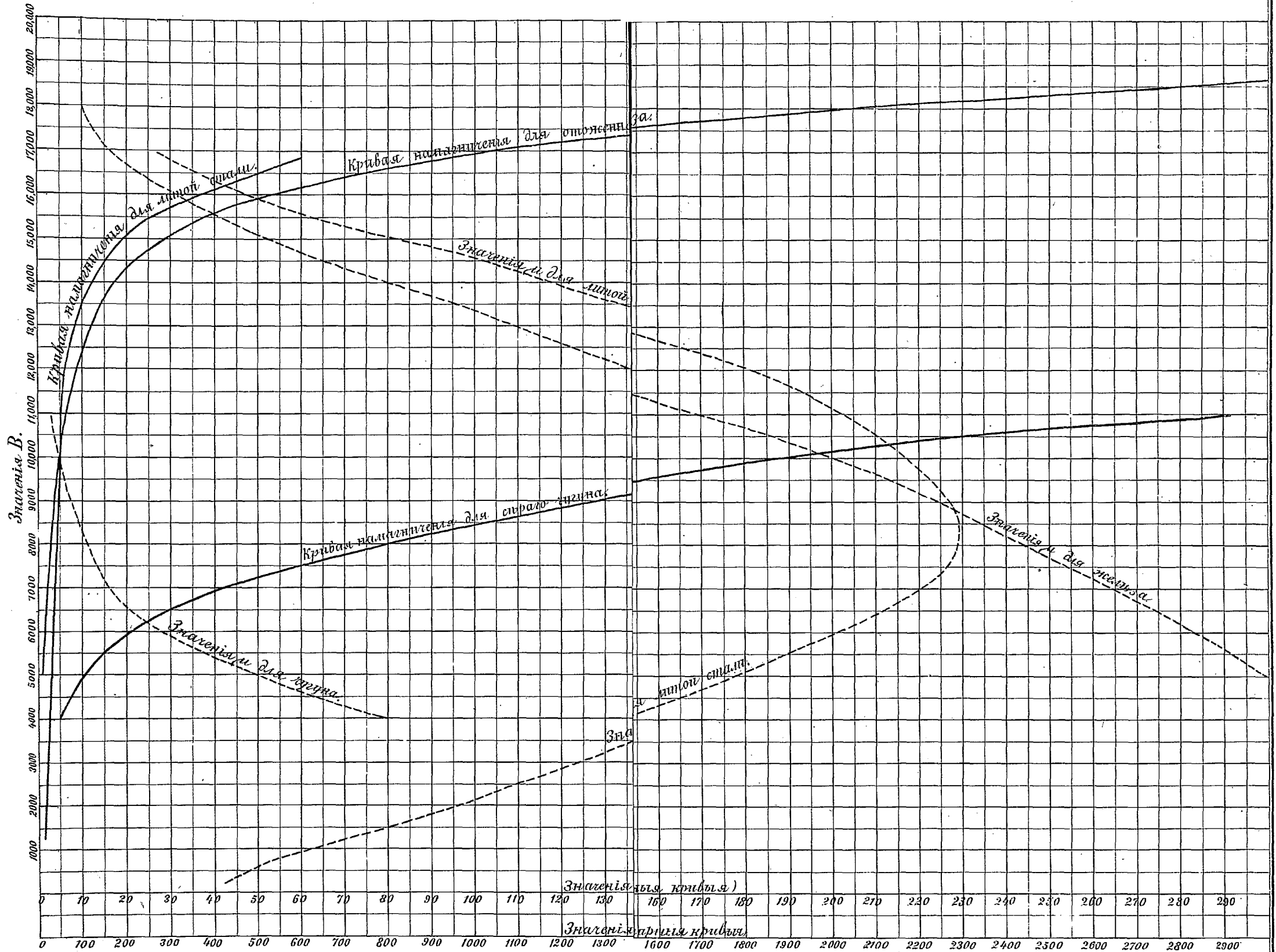
Магнитизмъ и его законы.

	стр.
Законъ магнитнаго притяженія и отталкиванія. Магнитная индукція.	3
Приготовленіе искусственныхъ магнитовъ.	
Магнитное склоненіе.	
Магнитное наклоненіе.	
Направляющая сила земнаго магнитизма.	
Законъ Кулона.	14
Количество магнитизма.	
Взаимодѣйствіе двухъ магнитовъ	20
Коэффициентъ крученія. Магнитный моментъ.	
Опредѣленіе магнитнаго момента и горизонтальной составляющей силы земнаго магнитизма.	
Таблица горизонтальной составляющей силы земнаго магнитизма.	
Отношеніе горизонтальныхъ составляющихъ силъ двухъ различныхъ мѣстъ.	
Отношеніе магнитныхъ моментовъ.	
Магнитныя силовыя линіи	39
Силовыя линіи магнита и электрическаго тока.	
Электромагнитъ.	
Законъ Біо-Савара и его примѣненіе	53
Дѣйствіе круговаго проводника на магнитную массу.	
Дѣйствіе круговаго проводника на магнитъ.	
Тангенсъ-буссоль и ея переводный множитель.	
Абсолютная единица силы тока; амперъ.	
Дѣйствіе соленоида на магнитный полюсъ. Число амперъ-витковъ.	
Намагничиваніе желѣза и магнитная цѣпь.	71
Кривыя намагниченія.	
Гистерезисъ.	
Магнитодвижущая сила. Магнитное сопротивленіе.	
Подъемная сила магнитовъ.	
Опредѣленіе кривой намагниченія помощью измѣрителя магнитной проницаемости Томпсона.	
Законъ Ампера	101
Взаимодѣйствіе двухъ проводниковъ электрическаго тока.	
Взаимодѣйствіе двухъ параллельныхъ проводниковъ тока.	
Взаимодѣйствіе двухъ пересѣкающихся проводниковъ тока.	
Электродинамометръ.	

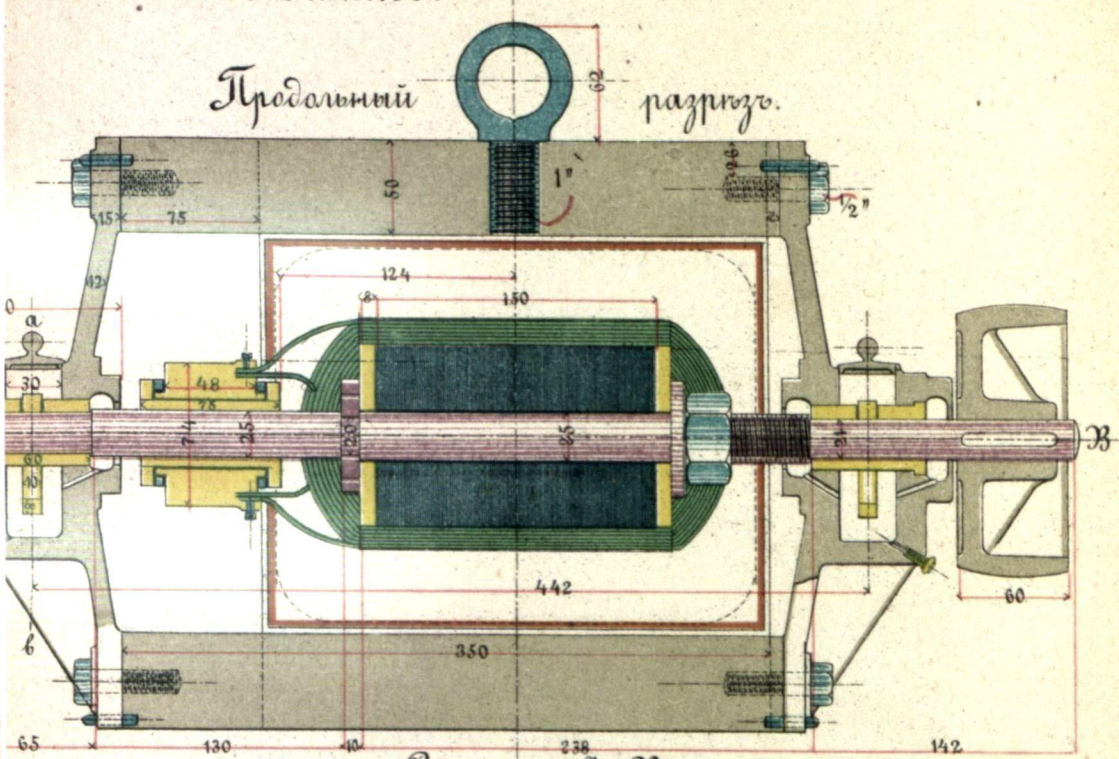
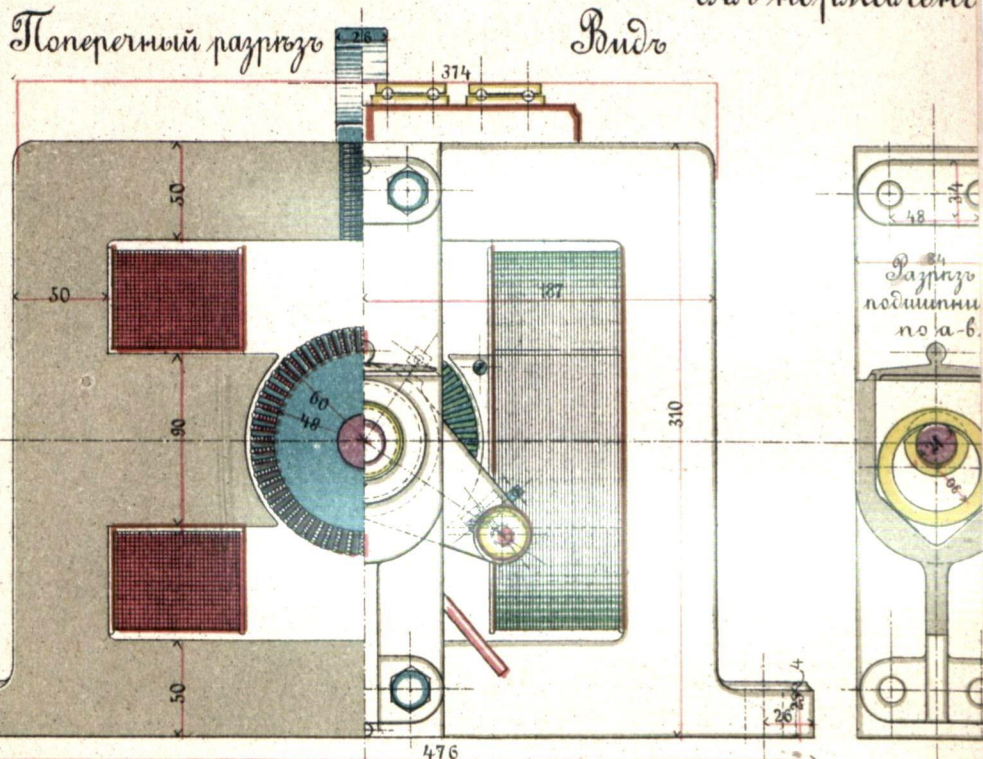
Г Л А В А II.

Индукція.

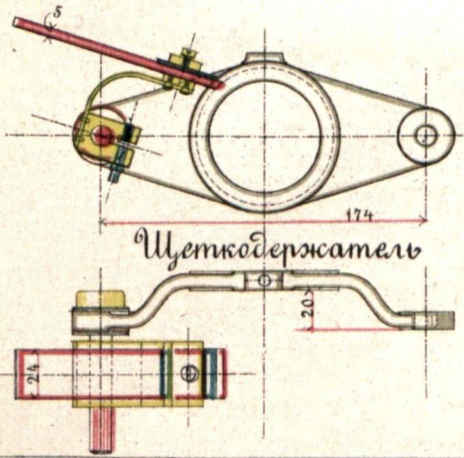
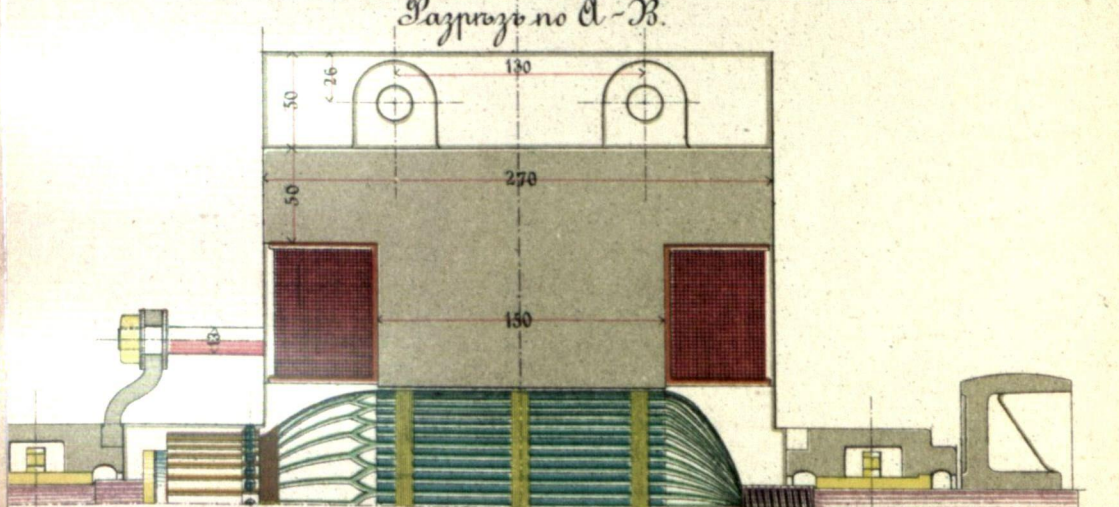
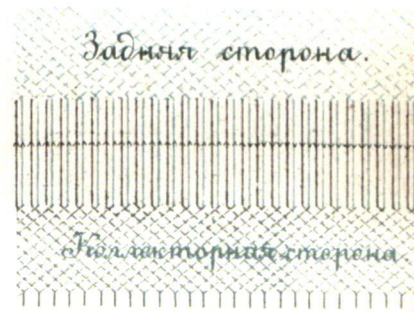
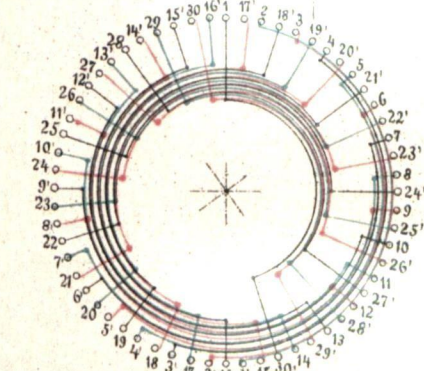
	стр.
Законы индукціи	110
Возбужденіе индуктированныхъ токовъ.	
Законъ Ленца.	
Законъ Фарадея и Максвелля.	
Возбужденіе паразитныхъ токовъ. Успокоеніе (демфированіе).	
Опытъ съ маятникомъ проф. фонъ-Вальтенгофа.	
Математическое изслѣдованіе законовъ индукціи.	
Абсолютная единица электродвижущей силы и сопротивленія. Вольтъ и Омъ.	
Измѣреніе индукціонныхъ токовъ.	
Опредѣленіе кривой намагниченія по способу кольца.	
Опредѣленіе кривой намагниченія по способу Гопкинсона.	
Самондукція	149
Кoeffиціентъ самондукціи.	
Бифилярная намотка.	
Взаимондукція	154
Кoeffиціентъ взаимондукціи.	
Индукціонный приборъ	158
Катушка Румкорфа.	
Конденсаторъ и его емкость.	
Объясненіе и назначеніе трансформаторовъ.	
Опыты съ индукціоннымъ приборомъ	165



Шунтовой стродвигатель для нормальной мощности въ 500 ваттъ.



Схематическое изображеніе теченія тока и способа намотки



Соотношенія электродвигателя

Напряжение у зажимовъ	65.
Сила тока:	
нормальная	10 ам.
максимальная	14.
Число оборотовъ при номинальномъ регулируемомъ сопротивленіи R. 20 отъ 1000	на
Развиваемая мощность:	
нормальная	500 ватт.
максимальная	700 ватт.

Диаметръ якорной проволоки, голый
Сопротивленіе якоря
Число катушекъ на якорь въ 6 витковъ каждая
Число жалазныхъ дисковъ въ якорь толщиною 1/2
Число желобковъ 2,2 м. шириною, 12 м. глубиной
Число витковъ каждой шунтовой катушки 4
Диаметръ проволоки шунтовой обмотки, голый
Сопротивленіе проволоки шунтовой обмотки
Сопротивленіе регулирующаго реостата R. 20

