

Раздел 7. Аналитические методы исследования поля в электрической машине. Общие положения

В предыдущих разделах мы ввели понятия величин поля (векторы индукции и напряженности) и определили некоторые вспомогательные функции (скалярный и векторный потенциалы), с помощью которых смогли получить описание распределения поля в пространстве (уравнения Лапласа и Пуассона). Мы познакомились также с математическим обоснованием некоторых численных методов расчета поля (метод конечных разностей и метод конечных элементов) и с некоторыми примерами решения полевых задач этими методами.

Численные методы расчета полей получили широкое распространение в связи с развитием вычислительной техники и в последнее время стали чрезвычайно мощным инструментом исследования электротехнических устройств на основе теории поля.

С другой стороны, следует отметить, что развитие теории электрических машин практически с самого начала базировалось на представлении их в виде эквивалентных электрических цепей, обладающих индуктивными, активными и емкостными сопротивлениями. Не будет лишним напомнить, что одним из первых ученых, предложивших рассматривать *цепную* модель электрической машины, был Джеймс Клерк Максвелл, создатель системы уравнений, носящих его имя (доклад Королевскому обществу, Лондон, 14 марта 1867 г. – *Proceedings of the Royal Society of London*, 1867, vol. XV, pp. 397-402. Это сообщение Д.К. Максвелла приведено в сборнике статей и документов «Динамомашинa в ее историческом развитии», изданном в 1934 г. под редакцией академика В.Ф. Миткевича).

Целесообразность такого представления электрической машины объясняется тем, что расчет цепи может быть выполнен значительно проще и быстрее, чем расчет поля (если рассматривается полная модель машины).

В то же время параметры эквивалентных электрических цепей, в особенности индуктивные сопротивления, точно могут быть определены только на основании расчета поля. При этом если рассчитываются некоторые индуктивные сопротивления, связанные с *потоками рассеяния*, например, с пазовым или лобовым, во многих случаях для достижения приемлемой точности достаточно ограничиться решением *локальных* полевых задач. Если же речь идет о сопротивлениях взаимоиндукции или о дифференциальном рассеянии, рассчитывать приходится полное поле.

Необходимость решать полевые задачи для определения параметров электрических схем замещения во времена, когда самым быстродействующим вычислительным средством была логарифмическая линейка, привела к тому, что особое внимание уделялось *аналитическим* методам решения. И в этом направлении учеными-электромеханиками были достигнуты замечательные успехи. Уже к началу 1900-х гг. были решены такие фундаментальные задачи, как учет влияния размеров паза на проводимость воздушного зазора (коэффициент Картера – *F. Carter, "Air-Gap Induction", Electrical World, 1901, V. 38, h.884*), учет влияния вихревых токов на активное сопротивление массивного стержня, расположенного в прямоугольном пазу (коэффициент Филда - *Field, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng., 24 (1905), p.659*), учет влияния формы явновыраженных полюсов на поле реакции якоря по продольной и поперечной осям (теория двух реакций Андре Блонделя – *A. Blondel, Moteurs synchrones à courant alternatifs, Paris, 1901*). К 1920-м гг. была в основном разработана достаточно строгая теория электрических машин.

Несмотря на то, что при аналитическом решении полевых задач принимался целый ряд допущений, использование этих решений при практическом проектировании позволило создать расчетные методики, обеспечившие на первых порах приемлемую точность.

Говоря об аналитических методах исследования поля, следует подчеркнуть их основное достоинство – возможность получить решение полевой задачи в виде *алгебраических* выражений, позволяющих *проанализировать*

зависимость величин поля от того или иного параметра – характерного размера или свойства среды. Именно в результате такого *анализа* принимаются обоснованные решения о рациональном изменении конструкции машины. Более того, часто анализ становится возможным уже в процессе вывода окончательного выражения.

Справедливости ради надо сказать, что при современном уровне развития вычислительной техники возможности подобного рода анализа возникают и при использовании численных методов – после проведения серии расчетов и статистической обработки результатов. В связи с этим следует отметить, что в последнее время численные методы все чаще используются при проведении *оптимизационных* расчетов.

Допущения, принимаемые при аналитическом решении полевых задач

С помощью аналитических методов обычно рассматривают двухмерные поля. К ним относятся не только плоскопараллельные, но и осесимметричные. Довольно часто удается трехмерную задачу приближенно представить как двухмерную – например, учесть при постановке задачи влияние радиальных вентиляционных каналов в сердечниках машины или влияние торцевых зон, и если при этом удастся воспользоваться известным аналитическим решением для двухмерного поля, такое допущение можно считать оправданным. Кстати, учет упомянутых факторов, позволяющий свести трехмерную задачу к двухмерной, может быть произведен на основании аналитических решений других полевых задач.

Важно заметить, что *главное поле* электрической машины, сосредоточенное в активной зоне, обычно может рассматриваться как двухмерное. Даже трехмерное поле машины, имеющей скос пазов или полюсов, может рассматриваться как совокупность двухмерных полей на трех-пяти участках активной зоны, смещенных друг относительно друга по угловой координате.

Допущением, касающимся сокращения области задачи, является рассмотрение периодических полей на протяжении только одного периода, а часто и одного полупериода. В последнем случае (при переходе от периода поля к полупериоду) требуется изменить внешние граничные условия.

Упрощением является и рассмотрение поля переменных токов при заданных *мгновенных значениях* плотностей токов. Мы уже говорили о том, что такие задачи называются *магнитоэлектростатическими*. При рассмотрении магнитоэлектростатических задач из описания поля можно исключить второе уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t},$$

поскольку напряженность электрического поля \bar{E} определяется для того чтобы найти плотность тока ($\bar{j} = \gamma \bar{E}$), а плотность тока в магнитоэлектростатической задаче как раз и задана.

Класс магнитоэлектростатических задач является наиболее важным и решения их служат основой для отыскания решений *электродинамических* задач.

Математическое описание поля при магнитоэлектростатической задаче.

Из уравнений Максвелла при решении магнитоэлектростатической задачи достаточно рассмотреть три:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= \bar{j} \\ \operatorname{div} \bar{B} &= 0 \\ \bar{B} &= \mu \bar{H} \end{aligned} \right\} \quad (7.1)$$

Из второго уравнения следует, что магнитоэлектростатическое поле может быть описано с помощью векторного магнитного потенциала:

$$\underbrace{\int_S \bar{B}_n ds}_\Phi = \int_S \operatorname{rot}_n \bar{A} \cdot ds = \oint \bar{A} \cdot d\bar{l} \quad (7.2)$$

Распределение векторного магнитного потенциала удовлетворяет уравнению Пуассона, т.к.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} = \frac{\text{rot} \vec{A}}{\mu}$$

и на основании первого уравнения

$$\text{rot rot} \vec{A} = \mu \cdot \vec{j}.$$

Воспользовавшись известным выражением векторной алгебры

$$[\nabla[\nabla \vec{A}]] = \nabla(\nabla \vec{A}) - (\nabla \nabla) \vec{A}$$

и калибровочным уравнением

$$\text{div} \vec{A} = 0, \quad (7.3)$$

получим

$$\nabla^2 \vec{A} = \Delta \vec{A} = -\mu \cdot \vec{j}, \quad (7.4)$$

что и есть уравнение Пуассона.

Уравнение (7.3) называется калибровкой Кулона. Физический смысл его применительно к рассматриваемым нами задачам состоит в том, что между выводами обмотки на поверхности внешней границы S_0 ставится перемычка (рис. 7.1).

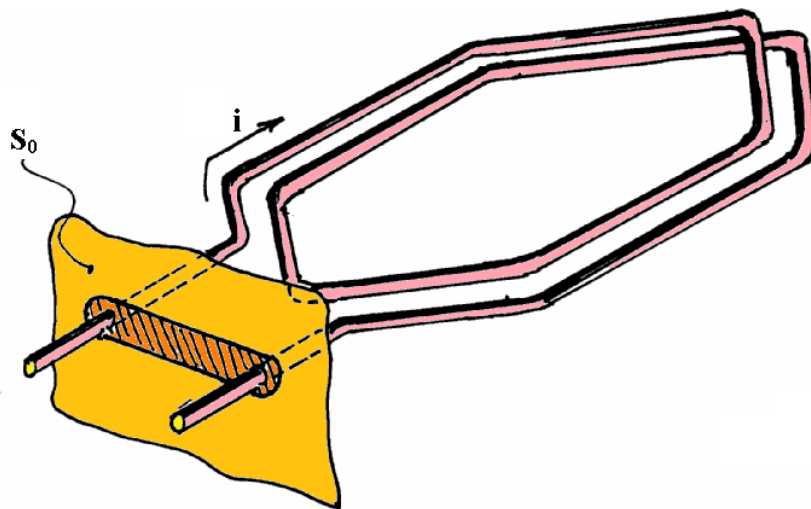


Рис. 7.1. К пояснению физического смысла калибровки Кулона

В (7.4) оператор Δ называется Лапласианом и обозначает двойное дифференцирование по направлениям осей координат. Векторное уравнение (7.4) соответствует трем скалярным уравнениям, каждое из которых также является уравнением Пуассона:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} &= -\mu \cdot j_x \\ \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} &= -\mu \cdot j_y \\ \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} &= -\mu \cdot j_z \end{aligned} \right\} \quad (7.4,a)$$

Для плоского поля три уравнения (7.4,a) вырождаются в одно. Так, если картина поля параллельна координатной плоскости xOy ,

$$\left. \begin{aligned} \bar{j} &= \bar{q}_z j_z \\ \bar{A} &= \bar{q}_z A_z \end{aligned} \right\} \quad (7.5)$$

При этом упрощаются и выражения для составляющих индукции:

$$B_x = \text{rot}_x \bar{A} = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \underbrace{\frac{\partial A_y}{\partial z}}_0 = \frac{\partial A_z}{\partial y}, \quad (7.6)$$

$$B_y = \text{rot}_y \bar{A} = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} = -\frac{\partial A_z}{\partial x}. \quad (7.7)$$

При отсутствии объемных токов для плоского поля имеем одно уравнение Лапласа:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} = 0. \quad (7.8)$$

Функция потока

Напомним о физическом смысле векторного магнитного потенциала для плоскопараллельного поля (см. Раздел 3 и рис. 7.2)

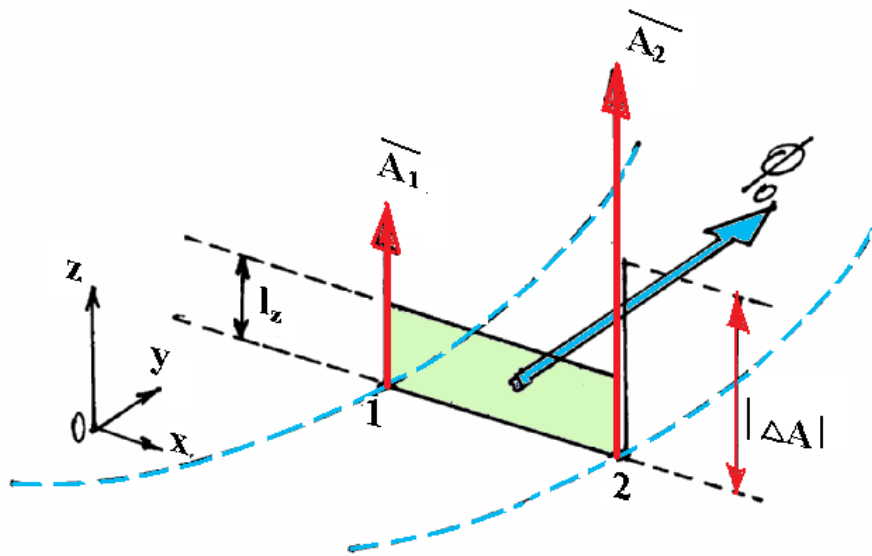


Рис. 7.2. Пояснение физического смысла векторного магнитного потенциала плоско-параллельного поля

$$\Phi = \int_s B_n ds = \oint A_l dl = A_1 \Delta l - A_2 \Delta l,$$

откуда поток на единицу длины вдоль по направлению оси z

$$\Phi_0 = \frac{\Phi}{\Delta l} = \frac{\int B_n ds}{\Delta l} = |\bar{A}_1 - \bar{A}_2|, \quad (7.9)$$

где Δl – длина площадки в направлении оси z (равная в данном случае l_z).

Согласно (7.9) модуль разности векторных магнитных потенциалов двух точек плоскости поля равен магнитному потоку, проходящему через площадку единичной длины в направлении, перпендикулярном плоскости поля. Кроме того, из (7.9) можно заключить, что силовая линия плоского поля является эквипотенциалью векторного магнитного потенциала.

В ряде случаев удобно найти не поток магнитной индукции, а поток напряженности:

$$\varphi = \frac{1}{\Delta l} \int_s H_n ds = \frac{\int B_n ds}{\mu \cdot \Delta l} = \frac{\Phi_0}{\mu} = \frac{A_z}{\mu}. \quad (7.10)$$

В (7.10) предполагается, что A_z – потенциал *точки*, причем это значение определено относительно некоторого начала отсчета, в котором потенциал равен нулю. Скалярная функция φ , определенная таким образом, называется *функцией потока*, она имеет размерность

$$\frac{B\delta}{m} \left(\frac{\Gamma_H}{m} \right)^{-1} = B\delta \cdot \left(\frac{B\delta}{A} \right)^{-1} = A,$$

что, заметим, совпадает с размерностью другой функции, связанной с напряженностью магнитного поля – скалярного магнитного потенциала.

Для функции потока φ уравнения Пуассона и Лапласа выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} &= -j \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7.11)$$

Через функцию потока удобно находить составляющие напряженности магнитного поля:

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{B_x}{\mu} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ H_y &= \frac{B_y}{\mu} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (7.12)$$

Магнитостатическое поле в области без токов.

При отсутствии токов в области задачи ($\bar{j} = 0$)

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \bar{H} &= 0 \\ \text{div} \bar{B} &= 0 \\ \bar{B} &= \mu \bar{H} \end{aligned} \right\} \quad (7.13)$$

Первое из этих уравнений говорит о том, что поле потенциально и существует скалярный магнитный потенциал ψ :

$$\bar{H} = -grad\psi. \quad (7.14)$$

Учитывая второе уравнение в (7.13), получим:

$$div(grad\psi) = \nabla^2\psi = \Delta\psi = 0,$$

или в другой форме записи:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0 \quad (7.15)$$

Для плоского поля:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = 0. \quad (7.15,a)$$

Таким образом, мы получили, что два уравнения Лапласа, примененные к двум различным функциям (потока и скалярного магнитного потенциала), описывают одно и то же поле. В этом нет противоречия, т.к. *граничные условия для этих функций оказываются разными.*

Запись граничных условий через функцию потока ϕ и потенциальную функцию ψ

Напомним, что соотношение между величинами магнитного поля на границе раздела двух сред заключается в равенстве нормальных составляющих индукции и тангенциальных составляющих напряженности по обе стороны границы. Поскольку

$$\bar{H} = -grad\psi \text{ и } H_t = -\frac{\partial\psi}{\partial t} \text{ и } H_n = -\frac{\partial\psi}{\partial n},$$

условия для скалярного магнитного потенциала на границе раздела двух сред с постоянными магнитными проницаемостями выразятся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial\psi_1}{\partial t} &= \frac{\partial\psi_2}{\partial t} \\ \mu_1 \frac{\partial\psi_1}{\partial n} &= \mu_2 \frac{\partial\psi_2}{\partial n} \end{aligned} \right\} \quad (7.16)$$

Для того чтобы выразить граничные условия через функцию потока, выберем на границе произвольную точку, поместим в нее начало координат и направим оси координат по нормали и по касательной к границе.

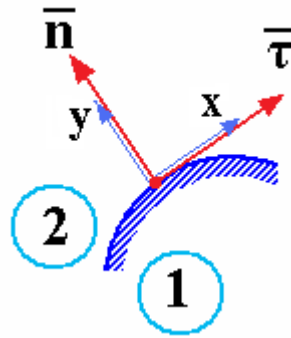


Рис. 7.3. Выбор системы координат при выводе (7.17)

При таком выборе

$$B_t = B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} = \frac{\partial A_z}{\partial n} = \mu \frac{\partial \varphi}{\partial n} \quad \text{и} \quad B_n = B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x} = -\frac{\partial A_z}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

и граничные условия, выражающие равенство тангенциальных составляющих напряженности и нормальных составляющих индукции, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} &= \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} \\ \mu_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= \mu_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} \end{aligned} \right\}. \quad (7.17)$$

В частном случае, если магнитная проницаемость одной из сред стремится к бесконечности, напряженность поля в этой среде (и, следовательно, ее тангенциальная составляющая) стремится к нулю. В соответствии с (7.16) в этой среде в непосредственной близости к границе $\partial \psi / \partial t \rightarrow 0$. Равенство нулю этой производной означает, что поверхность среды является эквипотенциальной.

Из (7.17) в то же время следует, что к нулю стремится производная функции потока по нормали $\partial \varphi / \partial n$, а равенство нулю этой производной

означает, что линия уровня функции потока или другими словами, силовая линия поля, направлена *по нормали* к поверхности раздела.

Граничные условия с учетом поверхностного тока

Если все токи сосредоточены в бесконечно тонком слое на границе раздела двух сред, то поле в каждой из двух подобластей по обе стороны от границы можно рассматривать как *потенциальное*. Рассчитывать потенциальные поля проще, чем вихревые и это оправдывает введение такого понятия, как поверхностный ток. Поверхностный ток, заданный на поверхности сердечника, может представлять МДС расположенной на нем обмотки.

В двумерном поле поверхностный ток имеет только одну составляющую, например, z -ую (см. рис. 7.4):

$$i_z = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta I_z}{\Delta t},$$

где i_z - линейная плотность тока, A/m .

Выражения для граничных условий можно получить, применив закон полного тока к малому контуру на границе:

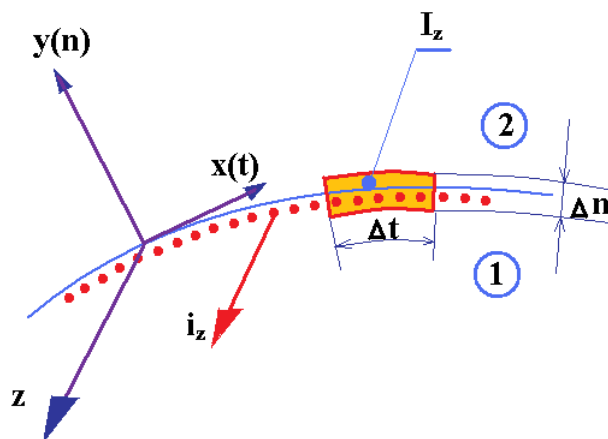


Рис. 7.4. К определению поверхностного тока на границе двух сред

$$\oint H_l dl = H_1 \Delta t - H_2 \Delta t = i_z \Delta t,$$

откуда

$$H_{1t} - H_{2t} = i_z. \quad (7.18)$$

Выражение граничных условий через функции ψ и φ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} - \frac{\partial \psi_1}{\partial t} &= i_z \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} &= i_z \end{aligned} \right\}. \quad (7.19)$$

После этой подготовки можно приступить к рассмотрению некоторых аналитических методов решения уравнений поля.

Равномерное поле между двумя бесконечно протяженными параллельными поверхностями, на которых заданы скалярные магнитные потенциалы

На рис. 7.5 изображено простое устройство, для которого поле в зазоре с некоторым приближением можно рассматривать как поле между двумя параллельными и эквипотенциальными (если только *насыщение* не проявляется слишком сильно) поверхностями.

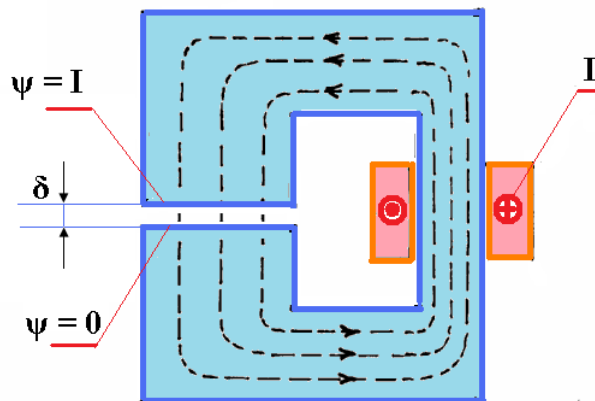


Рис. 7.5. Пример устройства с равномерным полем в зазоре

Простые рассуждения позволяют прийти к выводу о том, что поверхности уровня скалярного магнитного потенциала располагаются в зазоре параллельно поверхностям магнитопровода, ограничивающим зазор (рис. 7.6).

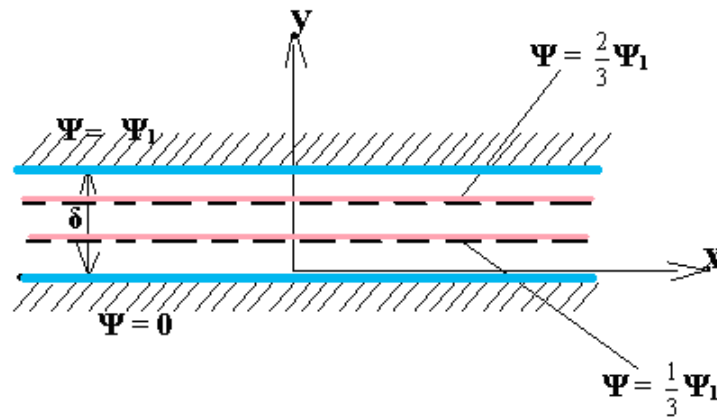


Рис. 7.6. Эквипотенциали в равномерном поле

Сформулируем полевую задачу в рассматриваемом случае.

Требуется найти распределение в пространстве функций, описывающих поле и в конечном итоге распределение напряженности и индукции магнитного поля.

Магнитное поле описывается уравнениями Лапласа как относительно функции потока, так и относительно скалярного магнитного потенциала:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0$$

Граничные условия для скалярного магнитного потенциала:

$$\psi = \Psi_1 \text{ при } y = \delta \text{ и } \psi = 0 \text{ при } y = 0.$$

Из граничных условий (из постоянства потенциала на поверхностях зазора) следует, что тангенциальная составляющая напряженности при $y = 0$ и $y = \delta$ равна нулю, т.к.

$$H_t = -\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Поскольку известно выражение тангенциальной составляющей напряженности через функцию потока, можно показать, что на поверхностях,

ограничивающих зазор, $\partial\phi/\partial y = 0$. Это означает, что *силовые линии* поля нормальны к верхней и нижней границам зазора.

Найдем теперь распределение потенциала во всей области задачи (а не только на границах зазора). Уместно предположить, что потенциал ψ не зависит от координаты x . Представим распределение ψ в виде полинома:

$$\psi = K_0 + K_1 y + K_2 y^2 + \dots$$

Если в этом полиноме K_i при $i \geq 2$ не равны нулю, то уравнение Лапласа не выполняется. Таким образом, решением является

$$\psi = K_0 + K_1 y.$$

Из граничного условия для $y = 0$, где $\psi = 0$, следует, что $K_0 = 0$,

а из граничного условия для $y = \delta$, где $\psi = \Psi_1$, следует, что $K_1 = \frac{\Psi_1}{\delta}$.

После определения постоянных, можно написать окончательное выражение для скалярного магнитного потенциала:

$$\psi = \frac{\Psi_1}{\delta} y. \quad (7.20)$$

Аналогично найдем решение для функции потока, предположив, что она не зависит от координаты y :

$$\phi = K'_0 + K'_1 x + K'_2 x^2 + \dots$$

Приняв за начало отсчета точку $x = 0$: $\phi_{x=0} = 0$, найдем, что $K'_0 = 0$ и

$$\phi = K'_1 x.$$

Постоянную K'_1 найдем, выразив нормальную составляющую напряженности вначале через ψ , а затем через ϕ :

$$\left. \begin{aligned} H_y &= -\frac{\partial\psi}{\partial y} = -K_1 \\ H_y &= -\frac{\partial\phi}{\partial x} = -K'_1 \end{aligned} \right\} \Rightarrow K'_1 = K_1 = \frac{\Psi_1}{\delta}$$

и

$$\varphi = \frac{\Psi_1}{\delta} x. \quad (7.21)$$

Уравнение линии уровня функции потока (т.е. уравнение силовой линии поля) для $\varphi = const$ находится из (7.21):

$$x = \frac{const}{K_1} = \frac{const}{\Psi_1} \delta.$$

На рис. 7.7 линии $\varphi = const$ параллельны оси y .

Полученные выражения для скалярного магнитного потенциала ψ и функции потока φ можно проверить – необходимо убедиться в том, что (7.20) и (7.21) удовлетворяют уравнению Лапласа.

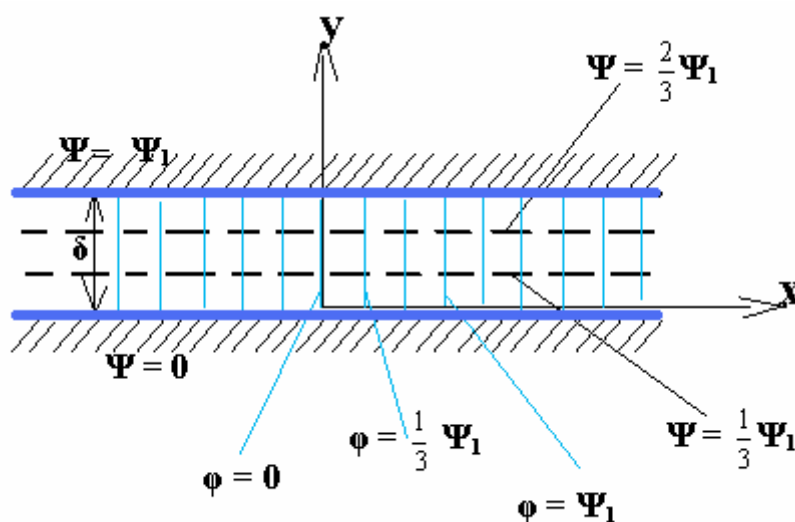


Рис. 7.7. Эквипотенциалы и линии уровня функции потока в равномерном зазоре.

Магнитное поле линейного тока

Линейным током здесь будем называть ток, протекающий по цилиндрическому проводнику, расположенному перпендикулярно плоскости задачи. Плотность тока будем считать постоянной по сечению проводника.

Мы не будем отыскивать решение уравнения Лапласа, хотя и могли бы это сделать. Полагая, что решение нам известно (см. Раздел 3), выразим его через функции φ и ψ . В дальнейшем проверим полученное решение на соответствие уравнению Лапласа.

Ограничимся рассмотрением поля *вне* сечения проводника (т.е. в области, где оно описывается уравнением Лапласа).

Как уже говорилось, по условиям симметрии радиальная составляющая поля отсутствует, а тангенциальная составляющая легко определяется по закону полного тока:

$$H_{\theta} = \frac{I}{2\pi r}, \quad (7.22)$$

где r – радиальная координата точки, в которой определяется напряженность поля.

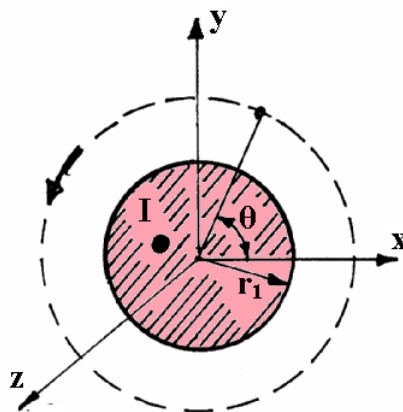


Рис. 7.8. Магнитное поле линейного тока

Функцию потока найдем, воспользовавшись ее определением:

$$\varphi = \frac{A_z}{\mu} = \frac{\Phi_0}{\mu} = \int_{r_1}^r H_\theta dr = \frac{I}{2\pi} (\ln r - \ln r_1)$$

или

$$\varphi = \frac{I}{2\pi} \ln \frac{r}{r_1}. \quad (7.23)$$

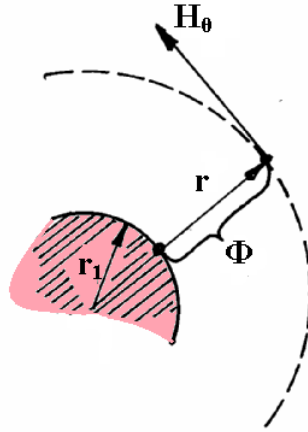


Рис. 7.9. К определению функции потока для поля линейного тока

Из (7.22) и (7.23) можно заключить, что эквипотенциалами поля линейного тока ($\psi = const$) являются прямые, проходящие через ось провода (другими словами, *радиальные* лучи), а линиями уровня функции потока (силовыми линиями поля) – концентрические окружности с центром также на оси провода.

Выведем формулу для скалярного магнитного потенциала.

$$\bar{H} = \bar{j}_\theta H_\theta = -grad\psi = -\left(\bar{j}_r \frac{\partial\psi}{\partial r} + \bar{j}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial\theta} + \bar{j}_z \frac{\partial\psi}{\partial z} \right) = -\bar{j}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial\theta},$$

откуда

$$\partial\psi = -H_\theta r \cdot \partial\theta$$

и

$$\psi = \int_{\theta=0}^{\ominus} H_\theta (r \cdot d\theta) = -\frac{I}{2\pi} \Theta. \quad (7.24)$$

Найдем потенциал на границах «ферромагнитного угла» (рис. 7.10), полагая, что $\psi_{\theta=0} = 0$. За гранями угла $\mu = \infty$.

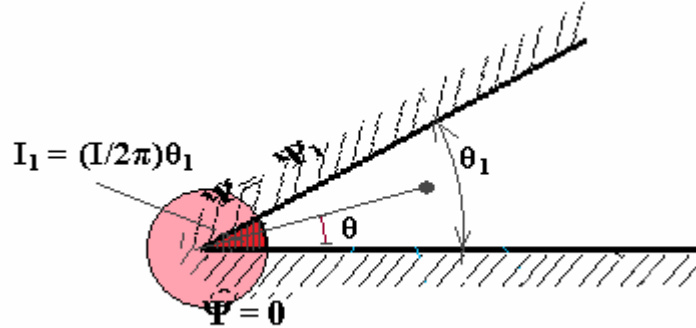


Рис. 7.10. К определению значений скалярного магнитного потенциала на границах ферромагнитного угла

В секторе, ограниченном гранями ферромагнитного угла, заключен ток

$$I_1 = \frac{I}{2\pi} \Theta_1,$$

где I – полный ток провода, имеющего круглое поперечное сечение.

На «второй» грани угла, отстоящей от «первой» (на которой потенциал равен нулю) на угол Θ_1 , скалярный магнитный потенциал равен:

$$\Psi_1 = -\frac{I}{2\pi} \Theta_1 = -I_1.$$

Потенциал в точке между гранями угла:

$$\psi = -\frac{I}{2\pi} \theta = \frac{\Psi_1}{\Theta_1} \theta = -\frac{I_1}{\Theta_1} \theta. \quad (7.25)$$

Важный частный случай – ток I_1 расположен на поверхности сердечника ($\Theta_1 = \pi$):

$$\psi = -\frac{I_1}{\pi} \theta. \quad (7.26)$$

Из (7.26) следует, в частности, что потенциалы участков сердечника, расположенные по обе стороны от точки приложения линейного тока, отли-

чаются на величину этого тока. Этот важнейший вывод используется при построении распределений МДС обмоток по поверхностям сердечников.

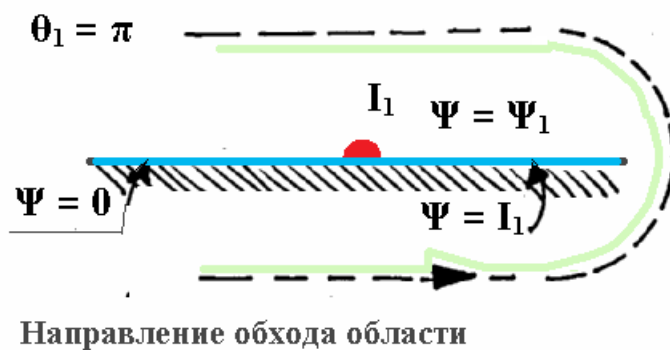


Рис. 7.11. Потенциалы участков сердечника по обе стороны от точки приложения тока отличаются на величину тока. Направление обхода выбирается так, чтобы область поля находилась слева. Положительным направлением тока считается направление из-за плоскости рисунка