$$\oint_L H dl \cos(\widehat{\mathbf{H}, d\mathbf{l}}) = \sum_{k=1}^{n} I_k = NI. \qquad (16.11)$$

Из формул (16.10) и (16.11) следует, что напряженность магнитного поля внутри тороида

$$H = NI/2\pi r. \qquad (16.12)$$

Таким образом, напряженность поля внутри тороида уменьшается по мере удаления от его центра O:

$$H_{\text{макс}} = \frac{NI}{2\pi R_2} \quad \text{и} \quad H_{\text{мин}} = \frac{NI}{2\pi R_1} = \frac{NI}{2\pi (R_2 + d)}.$$

Здесь d — диаметр витков обмотки.

Напряженность магнитного поля на осевой линии тороида $[r = R_{\text{ср}} = (R_1 + R_2)/2]$ равна

$$H_{\text{ср}} = \frac{NI}{2\pi R_{\text{ср}}} = nI,$$

где n — число витков на единицу длины средней линии тороида.

Если неограниченно увеличивать средний радиус тороида, сохраняя неизменными диаметр d и густоту n витков его обмотки, то неоднородность поля внутри тороида будет уменьшаться. В пределе вместо тороида получим бесконечно длинный соленоид. Поле внутри такого соленоида о д н о р о д н о, так как векторы **H** направлены параллельно оси соленоида и численно равны друг другу.

Магнитная индукция внутри тороида численно равна

$$B = \mu\mu_0 H = \mu\mu_0 NI/2\pi r, \qquad (16.12')$$

где μ — относительная магнитная проницаемость сердечника тороида.

§ 16.2. Магнитный поток

1. **Потоком вектора магнитной индукции** или **магнитным потоком** сквозь малую площадку dS называется физическая величина, равная произведению этой площадки и проекции B_n вектора **B** на направление нормали **n** к площадке dS:

$$d\Phi_m = B_n dS = BdS \cos(\widehat{\mathbf{B}, \mathbf{n}}) = \mathbf{B}d\mathbf{S}, \qquad (16.13)$$

где $d\mathbf{S} = \mathbf{n}dS$ — вектор площадки $d\mathbf{S}$. Интегрируя это выражение по S, получим

$$\Phi_m = \int_S B_n dS = \int_S \mathbf{B}d\mathbf{S}, \qquad (16.14)$$

где Φ_m — магнитный поток сквозь произвольную поверхность S.

При вычислении этого интеграла векторы **n** нормалей к площадкам dS нужно направлять в одну и ту же сторону по отношению к поверхности S. Например, если S — замкнутая поверхность, то векторы $\mathbf{n}$ должны быть либо все внешними, либо все внутренними.

Если поле однородное, а поверхность S плоская и расположена перпендикулярно полю, то $B_n = B = \text{const}$ и

$$\Phi_m = BS. \qquad (16.14')$$

В дальнейшем мы увидим, что магнитный поток играет важную роль в явлениях, связанных с взаимодействием между магнитными полями и проводниками с током, в явлении электромагнитной индукции и т. д. Поэтому магнитный поток является одной из основных величин, применяемых в электромагнетизме.

2. Из формулы (16 14') следует, что за единицу магнитного потока принимается магнитный поток сквозь плоскую поверхность единичной площади, расположенную перпендикулярно однородному магнитному полю, индукция которого равна единице.

Единица магнитного потока в СИ называется **вебером** (Вб):

$$1\ \text{Вб} = 1\ \frac{\text{В}\cdot\text{с}}{\text{м}^2}\ 1\ \text{м}^2 = 1\ \text{В}\cdot\text{с},$$

а в системе СГСМ — **максвеллом** (Мкс):

$$1\ \text{Мкс} = 1\ \text{Гс}\cdot 1\ \text{см}^2.$$

Так как $1\ \text{Т} = 10^4$ Гс, а $1\ \text{м}^2 = 10^4\ \text{см}^2$ (см. § 15.3), то

$$1\ \text{Вб} = 10^8\ \text{Мкс}.$$

3. В электродинамике доказывается следующая **теорема Остроградского — Гаусса для магнитного поля:** *магнитный поток сквозь произвольную замкнутую поверхность равен нулю*:

$$\oint_S \mathbf{B}d\mathbf{S} = \oint_S B_n dS = 0. \qquad (16.15)$$

Эта теорема является математическим следствием отсутствия в природе магнитных «зарядов», на которых могли бы начинаться и заканчиваться линии магнитной индукции. Согласно терминологии, принятой в векторном анализе, теорема Остроградского—Гаусса (16.15) свидетельствует о том, что магнитное поле представляет собой так называемое **соленоидальное поле.**

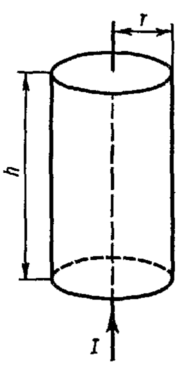

Рис. 16.6

4. Доказательство теоремы Остроградского—Гаусса для магнитного поля выходит за рамки нашего курса.

Покажем ее справедливость на простом примере. Рассмотрим магнитное поле бесконечно длинного проямолинейного проводника с током I. В качестве замкнутой поверхности S возьмем поверхность прямого кругового цилиндра, радиус основания которого равен r, высота — h, а ось совпадает с осью проводника (рис. 16.6). Линии индукции магнитного поля прямолинейного тока представляют собой концентрические окружности, центры которых лежат на оси проводника, а плоскости перпендикулярны ему. Поэтому линии индукции не пересекают ни боковой поверхности цилиндра, ни его оснований. Следовательно, в любой точке поверхности цилиндра проекция вектора **B** на направление нормали **n** к поверхности равна нулю ($B_n = 0$) и

$$\oint_S B_n dS = 0.$$

§ 16.3. Законы магнитных цепей

1. В § 16.1 было показано, что магнитное поле тороида полностью заключено внутри его сердечника. Таким же свойством обладает магнитное поле бесконечно длинного соленоида. Совокупность областей пространства, в которых локализовано магнитное поле, называют **магнитной цепью**. Таким образом, внутренние полости тороида и бесконечно длинного соленоида представляют собой простейшие магнитные цепи. Для усиления магнитного поля применяют магнитные

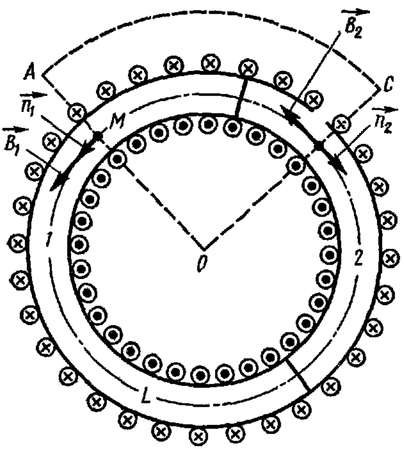

Рис. 16.7

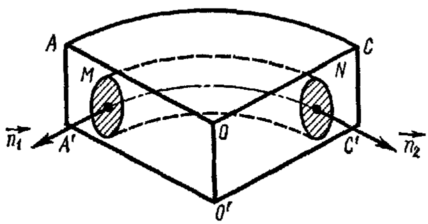

Рис. 16.8

цепи, изготовленные из материалов с большими значениями относительной магнитной проницаемости μ. Чаще всего используют железо. Источником возникновения магнитного поля в такой цепи является электрический ток в соленоидальных катушках, намотанных на всю цепь или на отдельные ее участки. Расчет магнитных цепей, составляющих необходимую часть всех электрических машин и большого числа электрических устройств (трансформаторов, электромагнитов и др.), представляет большой практический интерес.

Расчет магнитных цепей основывается на законе полного тока (16.9) и теореме Остроградского—Гаусса для магнитного поля (16.15), с помощью которых удается получить сравнительно простые соотношения, называемые **законами магнитных цепей**.

2. В качестве примера рассчитаем магнитное поле тороида, изображенного на рис. 16.7. Сердечник тороида с площадью поперечного