

Лит.: Кочин Н. В., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, 6 изд., ч. 1, М., 1963; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1—2, М., 1983—84.

**ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ СИЛЫ** — поле сил  $F(q)$ , заданное в области  $Q$  конфигурационного пространства как градиент скалярной ф-ции:  $F = -\text{grad} U(q)$ , где  $q = q_1, \dots, q_n$  (обобщённые) координаты,  $U(q)$  — потенциальная энергия. Работа П. с. по любому замкнутому контуру в  $Q$ , стягиваемому в точку, равна нулю. Признаком потенциальности сил является обращение в нуль их ротора,  $\text{rot} F = 0$ .

**ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР** — область повышенного значения потенциальной энергии, разделяющая области с пониженным её значением (потенциальные ямы и долины). Классич. система может преодолеть П. б., получив извне необходимое кол-во энергии. Такой способ преодоления барьера носит назв. активационного. Если система находится в равновесии с термостатом при темп-ре  $T$ , много меньшей мин. высоты  $\Delta$  П. б., то термоактив. процесс с подавляющей вероятностью перебрасывает систему через П. б. в малой окрестности перевальной точки, к-рой соответствует высота  $\Delta$ . Вероятность  $w$  термоактив. процесса определяется ф-лой

$$w = v \exp(-\Delta/T),$$

где предэкспоненц. множитель зависит от деталей динамич. и релаксац. процессов вблизи точки перевала, но экспонента является универсальной.

Квантовая механика допускает возможность проникновения сквозь П. б. частицы (системы), обладающей энергией  $\mathcal{E} < \Delta$  вследствие неопределённости энергии за конечный промежуток времени. Такой процесс наз. квантовым туннелированием (см. Туннельный эффект). Представление о квантовом туннелировании впервые введено Дж. Гамовом (G. Gamov) в 1927 для объяснения  $\alpha$ -распада радиоакт. ядер.

**ПОТЕРИ МАГНИТНЫЕ** — эл.-магн. энергия, превращающаяся в теплоту в образце магнитоупорядоченного вещества при его перемагничивании перем. магн. полем  $H$ . Существует неск. механизмов П. м. Наиб. универсальный из них, характерный для широкого класса магнитоупорядоченных веществ, связан с гистерезисом магнитным. При циклич. перемагничивании образцов в результате отставания изменения намагниченности  $M$  от изменения  $H$ , связанного с общими причинами магн. гистерезиса, зависимость  $M$  от  $H$  в координатах  $H, M$  имеет вид замкнутой петли (петли гистерезиса). Это означает, что лишь часть энергии, передаваемая образцу внеш. полем при намагничивании, возвращается им при размагничивании. Др. часть превращается в теплоту, теряется. Мерой теряемой энергии служит площадь петли. Эти потери, существующие даже при квазистатич. перемагничивании, наз. гистерезисными потерями (ГП). При расчёте на один цикл перемагничивания плотность энергии  $Q_G$ , связанная с ГП, может быть определена по ф-ле

$$Q_G = \oint H dM, \quad (1)$$

где интегрирование ведётся по замкнутой петле гистерезиса. Часто вводят также мощность потерь в единице объёма  $W_G = f Q_G$  ( $f$  — частота изменения магн. индукции) и уд. потери  $P_G = W_G/\rho$ , где  $\rho$  — плотность вещества.

В проводящих ферромагнетиках, в частности в таких практически важных, как эл.-техн. стали, помимо ГП важную роль играют также потери на вихревые токи. Механизм возникновения таких токов в ферромагн. металлах связан с изменением магн. индукции  $B$  за счёт движения доменных стенок (ДС) под действием  $H$ . В процессе динамич. перемагничивания ДС, смещаясь, могут сильно изгибаться, а доменная

структура — дробиться и коренным образом перестраиваться. Всё это решающим образом сказывается на той части уд. П. м.  $P_v$ , к-рая обусловлена вихревыми токами. Экспериментально установлено, что  $P_v$  нелинейным образом зависит от частоты  $f$  и ширины доменов  $L$ , а также имеет немонотонную зависимость от угла между осью лёгкого намагничивания и направлением  $H$ . Расчёт  $P_v$  представляет большие трудности (из-за сложности учёта динамики ДС) и может быть выполнен лишь в простейших случаях, напр. для очень тонкого проводящего ферромагн. монокристаллич. листа с плоскостью поверхности, параллельной кристаллографич. плоскости типа [110]. В случае перемагничивания этого листа вдоль направления [100], лежащего в плоскости его поверхности, приближённый расчёт даёт

$$\frac{P_v}{P_{v,kl}} \approx 1,63 \frac{L}{d}, \quad P_{v,kl} = \frac{1}{6} \frac{(\pi f d B_m)^2}{\rho_e c^2}, \quad (2)$$

где  $P_{v,kl}$  — т. н. классич. П. м., вычисленные без учёта влияния ДС,  $B_m$  — амплитудное значение индукции,  $c$  — скорость света,  $d$  — толщина кристалла,  $\rho_e$  — уд. электрич. сопротивление. Из ф-лы (2) следует, что при прочих равных условиях  $P_v$  тем меньше, чем меньше  $L$ . Детальный учёт динамики ДС даёт для полных потерь  $P = P_G + P_v$  результаты, согласующиеся с экспериментом, и тем самым решает проблему т. н. дополнит. потерь (отличие величины  $P_G + P_v^{kl}$  от измеренных уд. потерь).

В поликристаллич. магнитоупорядоченных веществах большая часть П. м. приходится на  $P_G$ . Для уменьшения  $P_G$  в сталях обычно создают магнитную текстуру. Однако при высокосовершенной текстуре велик размер кристаллич. зёрен, а следовательно велико  $L$ , что отрицательно сказывается на  $P_v$ . Т. о., для уменьшения  $P$  необходима оптим. текстура.  $P_v$ , а также  $P$  немонотонно зависят от угла наклона  $\beta$  плоскости листа к плоскости [110]. Наим. значение полных П. м. соответствует углу  $\beta \approx 2-3^\circ$  при отсутствии разориентации кристаллов в плоскости листа. Для уменьшения  $P_v$  на листы эл.-техн. стали наносят магнитоактивные покрытия, к-рые не только выполняют роль электроизоляции, но и при соответствующем подборе коэф. термич. расширения приводят также к растяжению листов, что уменьшает  $P_v$  и снижает  $P$ .

Обычно внизу справа у буквы, обозначающей П. м., пишут дробный индекс. Числитель его указывает индукцию в теслах, знаменатель — частоту в герцах. Так,  $P_{1,7/50}$  — это уд. П. м., измеренные при индукции 1,7 Тл и частоте 50 Гц. В лучших марках стали, выпускаемых в мире,  $P_{1,7/50} = 0,82$  Вт/кг при толщине листа 0,22 мм.

В неметаллич. ферромагнетиках помимо гистерезисных потерь иногда оказываются существенными потери, связанные с разл. процессами релаксации магн. момента: спин-спиновой релаксации и спин-решёточной релаксации (см. Релаксация магнитная).

Лит.: Дружинин В. В., Магнитные свойства электро-технической стали, 2 изд., М., 1974; Зайкова В. А., Филиппов Б. Н., Шур Я. С., Доменная структура и электромагнитные потери в трансформаторной стали, в сб.: Структура и свойства электротехнической стали, Труды ИФМ, в. 33, Свердловск, 1977; Филиппов Б. Н., Танкеев А. П., Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М., 1987.

**ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ** — отношение энергии, переносимой эл.-магн. излучением через к.-л. поверхность, ко времени переноса, значительно превышающему период эл.-магн. колебаний. П. и. — синоним понятия мощность излучения; характеризуется энергичностью излучения, распространяющегося внутри нек-рого телесного угла через к.-л. поверхность в единицу времени. П. и. измеряется в Вт и оценивается по действию излучения на неселективный спектрально-избирает. приёмник. В метрологии таким приёмником, как правило, служит калориметр с приёмным элементом в виде чер-