

Для ат. ядер Э. с. определяется сильным взаимодействием нуклонов в ядре. Для ядер с массовым числом $A > 20$ Э. с. нуклонов составляет ок. 8 МэВ/нукл (см. *Дефект массы*). Э. с. может выделяться при слиянии лёгких ядер в более тяжёлое ядро (см. *Термоядерные реакции*).

В. П. Шевелько.

ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — количественная характеристика эл.-магн. взаимодействия. Величина Э. э. п. может быть установлена на основании измерения работы, производимой эл.-магн. полем (*Лоренца силой*) над носителями электрич. зарядов. Из определения напряжённости электрич. поля E и индукции магн. поля B следует выражение для работы p , совершаемой над движущимися зарядами в единичном объёме в единицу времени:

$$p = jE. \quad (1)$$

В (1) $j = \sum \rho_\alpha v_\alpha$ — вектор плотности электрич. тока;

v_α — скорость распределённого пространств. заряда сорта α , имеющего плотность ρ_α ; суммирование производится по всем сортам пространств. зарядов (электронные заряды в металлах и вакууме, ионные заряды в газах и электролитах; связанные пространств. заряды, входящие в состав нейтральных молекул диэлектриков и магнетиков, и т. д.), участвующих во взаимодействии с эл.-магн. полем.

Формально из *Максвелла уравнений*, применённых к вакууму ($E = D$, $B = H$ — используется *Гаусса система единиц*), связывающих векторы эл.-магн. поля E , D , H , B с плотностями электрич. зарядов ρ и токов j , следует соотношение

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \text{div } \Pi = -p \quad (2)$$

(*Пойнтинга теорема*), где скалярная величина

$$w = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \quad (3)$$

интерпретируется как плотность Э. э. п., вектор

$$\Pi = \frac{c}{4\pi} [EH]$$

— как плотность потока Э. э. п. (*Пойнтинга вектор*). При этом ур-ние (2) приобретает смысл закона изменения Э. э. п.

Интегрирование ур-ния (2) по произвольному объёму V даёт

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \oint_S \Pi n ds = -P, \quad (2^*)$$

где $W = \int_V w dV$ — Э. э. п. в объёме V ; $\oint_S \Pi n ds$ — поток Э. э. п., вытекающий из объёма V через ограничивающую его поверхность S ; n — наружная нормаль к поверхности; $P = \int_V p dV$ — мощность, развиваемая эл.-магн. полем при взаимодействии с зарядами и токами, находящимися в объёме V .

Наличие мощности P в законе изменения Э. э. п. (2*) означает, что эл.-магн. поле может обмениваться энергией с материальными телами, изменяя их внутреннюю (тепловую) и механич. энергии. Примерами передачи Э. э. п. материальным телам могут служить нагрев проводников при протекании электрич. тока (джоулев нагрев) и пондеромоторное (механическое) воздействие эл.-магн. поля на помещённые в него диэлектрики, магнетики и проводники с током (см. *Пондеромоторные силы*). Обратный процесс (возбуждение эл.-магн. поля) имеет место, напр., в генераторах эл.-магн. поля (в частности, в динамо-машинах).

При рассмотрении эл.-магн. взаимодействия в среде, характеризуемой наличием связанных зарядов $\rho_{св}$ и обусловленных их движением электрич. токов $j_{св}$, принято в плотности мощности p выделять часть $p_{св} = j_{св} E$, рас-

ходуемую на поляризацию и намагничивание среды. Соответствующую плотность работы включают в «вакуумную» плотность Э. э. п. (3), в результате первое слагаемое в левой части (2) приобретает вид

$$\frac{1}{4\pi} \left(E \frac{\partial D}{\partial t} + H \frac{\partial B}{\partial t} \right). \quad (4)$$

Возможность интерпретировать (4) как изменение плотности Э. э. п. в единицу времени существенно зависит от характера материальных отношений (связи векторов D и B с E и H), присущих данной среде.

Для сред, в к-рых значения D и B в произвольной точке пространства в данный момент времени являются однозначными функциями значений E и H в той же точке пространства и в тот же момент времени, причём $D = D(E)$, $B = B(H)$, (4) можно рассматривать как изменение плотности Э. э. п.

$$w = \frac{1}{4\pi} (\{ E dD + \{ H dB \}), \quad (3^*)$$

имеющей точный термодинамич. смысл: это есть разность между внутренними энергиями единичного объёма вещества при наличии и отсутствии поля при тех же плотности и энтропии (либо изменении плотности свободной энергии вещества, связанное с возникновением поля, при условии постоянства плотности и темп-ры). В частности, для линейной изотропной среды в отсутствие дисперсии и поглощения ($D = \epsilon E$, $B = \mu H$, $\epsilon = \epsilon' = \text{const}$, $\mu = \mu' = \text{const}$) (3*) принимает вид

$$w = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2). \quad (3^{**})$$

В случае поглощающей среды единая энергетич. интерпретация отд. членов ур-ния (2) и выражения (4), основанная на материальных соотношениях общего вида, невозможна, а термодинамич. понятия (внутренняя и свободная энергия), строго говоря, неприменимы. Для отыскания Э. э. п. в диссипативных средах приходится использовать конкретные модели среды.

Сказанное относится и к средам с дисперсией, т. к. в силу *Крамерса — Крогга соотношений* диспергирующая среда является, вообще говоря, и поглощающей. Однако для широкого круга реальных физ. условий, позволяющих пренебречь диссипацией Э. э. п., выражение для плотности Э. э. п. может быть идентифицировано без привлечения микроскопич. теории среды.

Это удаётся сделать для эл.-магн. квазимонохроматич. полей [полей частоты ω с медленно изменяющимися во времени амплитудами $E_0(t)$, $H_0(t)$]

$$|\partial E_0(t)/\partial t| \ll \omega |E_0(t)|, \quad |\partial H_0(t)/\partial t| \ll \omega |H_0(t)|$$

в линейной среде. Средняя за период волны ($2\pi/\omega$) плотность Э. э. п. \bar{w} имеет вид

$$\bar{w} = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\partial(\omega \epsilon_{ik})}{\partial \omega} \overline{E_i E_k} + \frac{\partial(\omega \mu_{ik})}{\partial \omega} \overline{H_i H_k} \right], \quad (5)$$

где ϵ_{ik} , μ_{ik} — матричные элементы тензоров диэлектрич. и магн. проницаемостей среды, E_i , E_k , H_i , H_k — проекции векторов E и H на оси координат, черта сверху означает усреднение по времени за период волны, по дважды встречающемуся индексу производится суммирование.

Плотность Э. э. п. (5) в указанных условиях имеет тот же термодинамич. смысл, что и (3*), (3**) для недиспергирующих бездиссипативных сред. Иначе говоря, в равновесной физ. среде наличие квазимонохроматич. эл.-магн. поля может приводить только к выделению тепла (поглощению Э. э. п.). Отсюда, в частности, следует неотрицательность плотности Э. э. п., даваемой (5), для произвольной равновесной среды. В отличие от этого неравновесная среда (напр., плазма, пронизываемая пучком заряж. частиц) под действием эл.-магн. поля может отдавать, а не поглощать тепло, и в такой среде плотность Э. э. п. (5) может принимать отрицат. значения (см., напр., в ст. *Волны в плазме*).