

ку напряжением U (интегральная форма О. з.) или между плотностью тока j и напряженностью электрич. поля в проводнике (дифференц. форма О. з.).

О. з. в интегральной форме установлен в 1826 Г. Омом (G. Ohm):

$$U = RI, \quad (1)$$

где R — коэф., зависящий от материала проводника, его геометрии, темп-ры и называемый омическим сопротивлением или просто сопротивлением. Соотношение (1) описывает участок электрич. цепи в отсутствие источников *электродвижущей силы*. Чтобы в замкнутой системе проводников (электрич. цепи) мог течь стационарный ток, в этой системе должны быть участки, где действуют электрич. поля неэлектростатич. происхождения. Эти участки наз. источниками эдс. Если \mathcal{E} — эдс, действующая в неразветвленной цепи, то вместо (1) имеем

$$\mathcal{E} + U = RI, \quad (2)$$

где R — полное сопротивление замкнутой цепи, включающее внутр. сопротивление источника эдс. Это соотношение наз. О. з. для замкнутой цепи. Обобщение (2) на случай разветвленных цепей см. в ст. *Кирхгофа правила*.

О. з. обобщается на случай переменных (меняющихся по гармонич. закону) квазистационарных токов и электрич. цепей, содержащих наряду с омическим (или, как говорят в таких случаях, активным) сопротивлением ещё и электрич. ёмкости C и индуктивности L . В этом случае удобно записывать связи между силой тока I и напряжением U в комплексной форме, понимая под истинными значениями этих величин ReI и ReU соответственно. Введение комплексного сопротивления, или *импеданса*,

$$Z = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right), \quad (3)$$

приводит к О. з. для цепи переменного тока:

$$U = ZI$$

[напряжение и ток зависят от времени по закону $\exp(i\omega t)$]. Мнимая часть в ф-ле (3) наз. реактивным сопротивлением. Правила Кирхгофа остаются в силе и для цепи, включающей наряду с активным (омическим) и реактивные сопротивления; при этом вместо омических сопротивлений участка цепи следует подставить соответствующий импеданс.

О. з. в дифференциальной форме записывается в виде

$$j = \sigma E, \quad (4)$$

где коэф. пропорциональности σ наз. *электропроводностью*. О. з. в интегральной форме может быть получен из соотношения (4), если проинтегрировать последнее по объёму рассматриваемого проводника и учесть, что $E = -\nabla\varphi$ и напряжение на участке AB есть $U = \varphi(B) - \varphi(A)$. Коэф. R и σ связаны соотношением (для цилиндрич. проводников)

$$R = l/S\sigma,$$

где l — длина проводника, S — площадь его поперечного сечения.

Линейная связь между j и E в проводнике обусловлена линейной зависимостью эфф. силы трения, действующей на носители заряда, от их скорости. Микроскопич. определение плотности тока $j = \sum e v$, где e — заряд носителя, v — его скорость (суммирование производится по всем носителям заряда, находящимся в единице объёма проводника). Если при движении носителя на него действует сила трения, линейно зависящая от скорости (как это имеет место при жидком трении), то $v = \alpha e E$ и, следовательно, $\sigma = \sum \alpha e^2$; коэф. α наз. *подвижностью носителей* заряда. Отклонения от О. з. практически всегда обусловлены изменением плотности и ср. времени свободного пробега носителей при изменении электрич. поля (полупроводники, газовый разряд). В металлах (полупроводники, газовый разряд). В металлах висмуте отклонения от О. з. имеют место при плотностях тока выше, чем $(0,5-1) \cdot 10^{10}$ А/м² (Е. С. Бороник, 1953). В металлах отклонений от О. з. не наблюдалось, хотя для ряда металлов (медь, платина, вольфрам) экспериментально проверена область вплоть до $(5-6) \cdot 10^{10}$ А/м².

При наличии в проводнике сил неэлектрич. происхождения, вызывающих ток (т. н. сторонние силы), в (4) под E следует понимать сумму напряженностей электрич. поля и поля сторонних сил, $E \rightarrow E + E_{стор}$ (напр., в случае неоднородного поля темп-р $E_{стор} \sim \nabla T$).

В анизотропных проводниках (монокристаллы, проводники в магн. поле) направления j и E в общем случае не совпадают, однако сохраняется линейная связь между компонентами j и E :

$$j_i = \sum_k \sigma_{ik} E_k,$$

где σ_{ik} — тензор проводимости; $i, k = 1, 2, 3$.

О. з. (4) записан для неподвижных (относительно наблюдателя) проводников. Для движущихся со скоростью u ($|u| \ll c$) проводников вместо (4) следует писать

$$j = \sigma E' = \sigma \left(E + \frac{[uB]}{c} \right), \quad (5)$$

где $E' = E + [uB]/c$ — электрич. поле в собств. системе проводника, E и B — электрич. и магн. поля в системе наблюдателя. Релятивистское обобщение (5) в векторном виде можно записать так:

$$j + \frac{u(uj) - \rho c^2}{c^2 - u^2} = \sigma E' = \sigma \frac{(E + [uB]/c)}{\sqrt{1 - (u/c)^2}},$$

где ρ — плотность заряда в системе наблюдателя, $E' = (E + [uB]/c)/\sqrt{1 - (u/c)^2}$ — электрич. поле в собств. системе проводника.

О. з. для плазмы может иметь вид, отличный от (4) (см. *Ома обобщенный закон*).

Лит.: Савельев И. В., Курс общей физики, 2 изд., т. 2, М., 1982; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983; Ахизер А. И., Ахизер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985. А. И. Ахизер, И. А. Ахизер.

ОМА ОБОБЩЕННЫЙ ЗАКОН — линейная зависимость для плазмы между плотностью тока j и напряженностью эфф. электрич. поля $E_{эфф.}$, включающего объёмные силы неэлектрич. происхождения (т. н. сторонние силы), вызывающие ток. О. о. з. записывается в дифференц. форме.

Для полностью ионизованной двухкомпонентной плазмы, находящейся в магн. поле H , О. о. з. в стационарном случае имеет вид

$$\frac{j_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{j_{\perp}}{\sigma_{\perp}} = E' - \frac{\nabla p_i}{en} - \frac{R}{e} \equiv E_{эфф.}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\parallel} = e^2 n / 0,51 m_e v_{ei}$, $\sigma_{\perp} = e^2 n / m_e v_{ei}$ — соответственно продольная и поперечная проводимости плазмы, m_e — масса электрона, v_{ei} — частота его соударений с ионом, $E' = E - [uH]/c$ — электрич. поле в собств. системе плазмы, движущейся со скоростью $u \ll c$, p_i — ионное давление, n — концентрация плазмы, R — термосила, обусловленная градиентом темп-ры плазмы T :

$$R = 0,71 \nabla_{\parallel} T + \frac{3v_{ei} m_e c}{2eH^2} [H \nabla_{\perp} T].$$

О. о. з. в форме (1) выполняется при условии, что пространственные масштабы неоднородностей тока существенно превосходят дебаевский и ларморовский радиусы частиц плазмы.

В часто встречающейся ситуации, когда градиенты давления и темп-ры плазмы имеют одинаковое направление, перпендикулярное магн. полю H , электрич. поле E' естеств. образом разделяется на три компонен-