

можно представить через запаздывающие двухвременные Грина функции

$$\langle A \rangle^t = \langle A \rangle_0 + \int_{-\infty}^0 \langle \langle A(t) | I_{\alpha}^{\dagger}(t') \rangle \rangle dt'$$

В перем. электр. поле с частотой ω получаем К. ф. для тензора электропроводности:

$$\sigma_{\alpha\gamma}(\omega) = \int_0^{\beta} d\lambda \int_0^{\infty} e^{i\omega t - \varepsilon t} \langle I_{\gamma} I_{\alpha}(t + i\hbar\lambda) \rangle_0 dt,$$

$\beta = 1/kT$, I_{α} — оператор электр. тока, $\varepsilon \rightarrow +0$.

В перем. магн. поле получаем К. ф. для тензора магн. восприимчивости:

$$\chi_{\alpha\gamma}(\omega) = \int_0^{\beta} d\lambda \int_0^{\infty} e^{i\omega t - \varepsilon t} \langle \dot{M}_{\gamma} M_{\alpha}(t + i\hbar\lambda) \rangle_0 dt,$$

M_{α} — оператор α -компоненты полного магн. момента.

В перем. эл.-магн. поле с частотой ω и волновым вектором k получаем К. ф. для диэлектрич. восприимчивости как ф-ции от k , ω :

$$\varepsilon^{-1}(k, \omega) = 1 + 4\pi k^{-2} \langle \langle \rho_k \rho_{-k} \rangle \rangle_{\omega},$$

ρ_k — фурье-компоненты оператора плотности заряда, $\langle \dots \rangle_{\omega}$ — фурье-компоненты запаздывающей двухвременной ф-ции Грина. Неравновесные процессы, к-рые не являются результатом действия внеш. полей, а вызваны термодинамич. неоднородностями в системе (термич. возмущениями), как, напр., вязкость, теплопроводность, диффузия, требуют более радикального изменения описания неравновесного состояния (см. Грина — Кубо формулы).

Д. Н. Зубарев.

КУЛОН (Кл, С) — 1) единица СИ кол-ва электричества (электрич. заряда), равная кол-ву электричества, протекающего через поперечное сечение в 1 с при пост. токе 1 А. Назв. в честь Ш. О. Кулона (Ch. A. Coulomb). 1 Кл = 0,1 ед. СГСМ $\cong 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ. 2) Единица потока электр. смещения (потока электр. индукции) СИ. 1 Кл = 0,4 п ед. СГСМ $\cong 4\pi 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ.

КУЛОНА ЗАКОН — один из осн. законов электростатики, определяющий величину и направление силы взаимодействия между двумя неподвижными точечными зарядами. Экспериментально с достаточной точностью впервые доказан около 1773 Г. Кавендишем (H. Cavendish), использовавшим метод сферич. конденсатора: отсутствие поля внутри заряд. сферы доказывает, что сила эл.-статич. взаимодействия меняется обратно пропорционально квадрату расстояния; однако результаты Кавендиша не были опубликованы. В 1785 закон был установлен Ш. О. Кулоном (Ch. A. Coulomb) с помощью спец. крутильных весов. Согласно К. з., два точечных заряда взаимодействуют друг с другом в вакууме с силой, пропорциональной произведению величин зарядов e_1 и e_2 и обратно пропорциональной квадрату расстояния r между ними: $F = k e_1 e_2 / r^2$, где k — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерений. В Гаусса системе единиц $k=1$, в СИ $k = 1/(4\pi\epsilon_0)$, ϵ_0 — электрическая постоянная. Сила взаимодействия направлена по прямой, соединяющей заряды, причём одноимённые заряды отталкиваются, а разноимённые притягиваются. Силы, определяемые К. з., подчиняются принципу суперпозиции. В однородном диэлектрике сила взаимодействия между точечными зарядами уменьшается в ϵ раз: $F = k e_1 e_2 / \epsilon r^2$, где ϵ — диэлектрич. проницаемость.

К. з. является одним из осн. оснований классич. электродинамики. Его обобщение приводит к Гаусса теореме (интегр. форма К. з.) и её дифференц. аналогу — одному из ур-ний Максвелла: $\text{div} D = 4\pi\rho$, где D — вектор электр. индукции, ρ — плотность заряда.

Для макроскопич. расстояний с помощью экспериментов в земных условиях, проведённых по методу Ка-

вендиша, доказано (1971), что показатель степени для r в К. з. не может отличаться от -2 более чем на $6 \cdot 10^{-16}$. Из опытов по рассеянию α -частиц следует, что К. з. не нарушается вплоть до расстояний $\sim 10^{-12}$ см. Впрочем, для описания взаимодействия заряд. частиц на таких расстояниях понятия, с помощью к-рых формулируется К. з., в частности понятия силы и положения частицы, вообще говоря, неприменимы. В этой области пространственных масштабов действуют законы квантовой физики. К. з. можно считать одним из предельных следствий квантовой электродинамики (КЭД), в рамках к-рой взаимодействие заряд. частиц обусловлено обменом фотонами. Вследствие этого эксперименты по проверке выводов КЭД можно рассматривать как опыты по проверке К. з. Так, опыты по аннигиляции электронов и позитронов показали, что отклонений от законов КЭД не наблюдается вплоть до расстояний $\sim 10^{-18}$ см. С др. стороны, макроскопич. опыты по уточнению К. з. служат для проверки постулатов КЭД: оценка макс. отклонения показателя степени для r в К. з. ($F \sim r^{-2 \pm q}$) от -2 позволяет определить верх. предел возможной массы покоя фотона m_{γ} . В частности, поправка $q \leq 6 \cdot 10^{-18}$ соответствует $m_{\gamma} \leq 1,6 \cdot 10^{-50}$ кг.

К. з. наз. также закон, определяющий силу взаимодействия двух магн. полюсов: $F = f m_1 m_2 / \mu r^2$, где m_1 и m_2 — т. н. магн. заряды, μ — магн. проницаемость среды, f — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц и в общем случае не равный k . Установлен Ш. О. Кулоном практически одновременно с законом взаимодействия электр. зарядов. Этот закон, однако, не имеет столь общего характера, как закон для электр. сил, вследствие искусственности представления о точечных магн. полюсах.

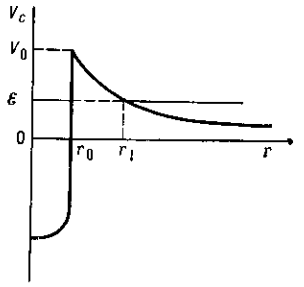
Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976, гл. 1; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988, гл. 5; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3 — Электричество, М., 1983.

С. Р. Филонович.

КУЛОНОВСКИЙ БАРЬЕР ЯДРА — потенциальная энергия кулоновского отталкивания одноимённо заряж. частиц вне области действия ядерных сил. К. б. я. даётся ф-лой

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad r > r_0, \quad (1)$$

где $Z_1 e$ и $Z_2 e$ — заряды частиц (Z — ат. номер), r — расстояние между частицами, r_0 — радиус действия ядерных сил (рис.). Прохождение частицы через К. б. я. играет существ. роль в реакциях термоядерного синтеза, в α -распаде ядер и в ядерных процессах при низких энергиях. Если энергия относит. движения частиц \mathcal{E} меньше высоты барьера $V_0 = V_C(r_0)$ (подбарьерные реакции), то области действия ядерных сил ($0 < r < r_0$) и асимптотически свободного движения ($Z_1 Z_2 e^2 / \mathcal{E} = r_1 < r < +\infty$) разделены классически недоступной областью ($r_0 < r < r_1$), проникновение через к-рую происходит в результате квантовомехан. туннелирования (см. Туннельный эффект). Вероятность проникновения через К. б. я. определяется коэф. прохождения



$$D(\mathcal{E}) = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{2M[V_C(r) - \mathcal{E}]} dr\right), \quad (2)$$

где M — приведённая масса частиц. В предельном случае $r_0 \rightarrow 0$

$$D(\mathcal{E}) = \exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v),$$

где v — скорость относит. движения частиц. Сечение подбарьерной ядерной реакции пропорционально коэф.