где $k = S, V, T, A, P$ и по входящим в V, T, A тензорным индексам подразумевается суммирование. Здесь Ψ, ψ, $\bar{\Phi}$, $\bar{\varphi}$ — дираковские спиноры $(\bar{\varphi} = \varphi^{+}\gamma_0)$, величины O_k представляют набор из 16 независимых комбинаций произведений γ-матриц: скалярной $O_S = 1$, векторной $O_V = \gamma_\mu$ (4 компоненты), тензорной $O_T = (1/\sqrt{2})\sigma_{\mu\nu}$ {где $\sigma_{\mu\nu} = (1/2)(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ насчитывает 12 компонент, шесть из к-рых независимы}, псевдовекторной, или аксиальной, $O_A = \gamma_5\gamma_\alpha$ (4 компоненты) и псевдоскалярной $O_P = \gamma_5$ (одна матрица $\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, см. *Дирака матрицы*).

Выбранное представление нарушает, однако, симметрию четырёхфермионного взаимодействия в том смысле, что оно соединяет $\bar{\varphi}$ в пару с ψ, а $\bar{\Phi}$ в пару с Ψ. С равным правом можно было бы соединить $\bar{\Phi}$ в пару с ψ, а $\bar{\varphi}$ в пару с Ψ; тогда мы пришли бы к другим инвариантам:

$$I'_i = (\bar{\Phi} O^i \psi)(\bar{\varphi} O_i \Psi).$$

В силу полноты системы 16 матриц $(1, \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}, \gamma_5\gamma_\mu, \gamma_5)$ новые инварианты I'_i должны линейно выражаться через «старые» инварианты I_k:

$$I'_i = \sum_{k=1}^{5} C_{ik} I_k.$$

Эти соотношения и называют Ф. п. Коэффициенты C_{ik} образуют матрицу Фирца:

$$\begin{array}{cc} & k \rightarrow \\ i \downarrow & \\ C_{ik} = & \begin{pmatrix} 1/4 & 1/4 & -1/4 & -1/4 & 1/4 \\ 1 & -1/2 & 0 & -1/2 & -1 \\ -3/2 & 0 & -1/2 & 0 & -3/2 \\ -1 & -1/2 & 0 & -1/2 & 1 \\ 1/4 & -1/4 & -1/4 & 1/4 & 1/4 \end{pmatrix}. \end{array}$$

Мы выписали её для коммутирующих спиноров (c-чисел), для q-чисел все её элементы меняют знак. Легко видеть, что квадрат матрицы Фирца равен единице $\sum_k C_{ik}C_{kl} = \delta_{il}$, I_k выражаются через I'_i, так же, как и I'_i через I_k.

Введением комбинаций

$$3(I_S + I_P) - I_T, \;\; 2(I_S - I_P) + I_V - I_A$$

и

$$I_V + I_A, \;\; I_S + I_P + I_T, \;\; 2(I_S - I_P) - I_V + I_A$$

матрица Фирца диагонализуется; при этом двум первым комбинациям отвечают собственные значения $+1$, а трём последним -1 (для q-чисел — наоборот).

Лит.: Fierz M., Zur Fermischen Theorie der β-Zerfalles, «Z. Phys.», 1937, Bd 104, S. 553; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

Б. В. Медведев.

ФЛИККЕР-ШУМ (шум $1/f$) — флуктуационный процесс, спектральная плотность к-рого $S(f)$ при низких частотах f растёт с понижением частоты по закону, близкому к $1/f^\gamma$, в к-ром показатель γ близок к 1 (см. *Флуктуации электрические*). Впервые шум $1/f$ обнаружен в 1925 Дж. Джонсоном (J. B. Johnson) при измерении флуктуаций тока термоэлектронной эмиссии. Впоследствии был обнаружен также в угольных резисторах, разл. плёночных проводниках, в т. ч. в сплошных металлич. плёнках, в полупроводниках и др. структурах. Особенно велик в островковых плёнках, в гранулированных проводниках, в плохих контактах к высокоомным резисторам. Показатель γ обычно находится в пределах от 0,8 до 1,2, может изменяться с темп-рой, но чаще всего близок к 1. Как правило, спектральная плотность шума $1/f$ растёт с понижением частоты вплоть до мин. частоты, до к-рой проводятся измерения (достигнута частота $3 \cdot 10^{-7}$ Гц). Переход к не зависящей от f спектральной плотности не наблюдается.

Шум $1/f$ относится к токовым шумам. Спектральная плотность в однородных проводниках пропорциональна квадрату напряжения (или тока). Этот факт, а также спец. опыты указывают на то, что токовый шум $1/f$ вызван флуктуациями сопротивления, к-рые имеют место и в равновесном состоянии, пропускание тока лишь проявляет их. Радиус корреляции флуктуаций, создающих шум $1/f$, настолько мал, что измерить его не удалось: во всех опытах, в к-рых его пытались измерить, найдено лишь ограничение сверху для него. В частности, флуктуации сопротивления соседних транзисторов интегральной схемы, находящихся на расстоянии неск. десятков микрон, не коррелированы. Поэтому спектральная плотность относительных флуктуаций сопротивления однородных проводников (или напряжения на их контактах) обратно пропорц. объёму проводника. В сильно неоднородных проводниках, в к-рых проводимость носит перколяционный характер (сопротивление определяется участками, занимающими относительно малый объём), спектральная плотность должна быть большой, что и наблюдается на опыте.

Шум $1/f$ связывают с наличием в реальных твёрдых телах той или иной неупорядоченности и связанного с ней чрезвычайно широкого спектра (иерархии) времён релаксации τ. Такой широкий спектр τ и требуемая для получения закона $S(f) \propto 1/f$ ф-ция распределения τ возникают, если τ экспоненциально зависит от параметра (энергии активации в случае активац. переходов между состояниями системы, туннельного показателя в случае туннельных переходов), ф-ция распределения к-рого более или менее постоянна в широких пределах изменения этого параметра. То, что шум $1/f$ обусловлен суперпозицией процессов с разл. временами релаксации, продемонстрировано на опыте: в субмикронных МДП-транзисторах (см. *Полевой транзистор*), в к-рых имеется одна активная ловушка для носителей тока (или две ловушки), спектральная плотность флуктуаций сопротивления канала имеет лоренцевский профиль с одним τ (или соответственно два таких профиля с двумя различными τ), но при увеличении размеров транзистора и числа ловушек спектральная плотность приближается к $1/f$. Магн. шум (флуктуации намагниченности) со спектральной плотностью $\sim 1/f$, наблюдаемый в *спиновых стёклах* и аморфных ферромагнетиках (см. *Аморфные магнетики*), соответствует наличию в них (и известной из др. опытов) обширной иерархии высот барьеров (энергий активации), разделяющих метастабильные состояния, между к-рыми каждая такая система совершает переходы в процессе релаксации и теплового движения. В тех случаях, когда механизм шума $1/f$ понятен (как в спиновых стёклах и неупорядоченных средах с двухуровневыми туннельными системами), мин. его частота (обратное наибольшее τ) столь мала (напр., меньше обратного времени существования Вселенной), что попытки её измерения не имеют смысла. Механизмы шума $1/f$ в объёме полупроводников пока достоверно не установлены, хотя в литературе предложен ряд теорий.

Шум $1/f$ является серьёзной помехой во мн. электронных приборах: в усилителях низких частот, в стандартах частоты и др.

Лит.: Коган Ш. М., Низкочастотный токовый шум со спектром типа $1/f$ в твердых телах, «УФН», 1985, т. 145, в. 2, с. 285; Weissman M. B., 1/F noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter, «Rev. Mod. Phys.», 1988, v. 60, № 2, с. 537.

Ш. М. Коган.

ФЛОКЕ́ ТЕОРЕ́МА — аналог *Блоха теоремы* для одномерного случая; доказана в 1883 Г. Флоке (G. Floquet).

ФЛУКТО́Н — гипотетич. флуктуация плотности вещества атомного ядра, когда нуклоны сближаются на расстояние, меньшее их собств. размера. Ф. были предложены Д. И. Блохинцевым в 1957 для объяснения эффекта интенсивного квазиупругого выбивания быстрыми протонами с импульсом 680 МэВ высокоэнергетич. ядер дейтерия и трития из тяжёлых и средних ядерных мишеней (эффект обнаружен группой М. Г. Мещерякова в том же году). Для объяснения большой передачи импульса (≈ 900 МэВ) двум нуклонам, образующим дейтрон, необходимо было предположить, что эти нуклоны в ядре сблизились на расстояние меньше размера нуклона [$\sim 0,8$ ферми или