ний движения тензор энергии-импульса сохраняется ($\partial\Theta_{\mu\nu}/\partial x_\mu=0$), так что дивергенция дилатац. тока равна следу тензора энергии-импульса, $\partial D_\mu/\partial x_\mu=\Theta^\mu_\mu$, причём последняя величина равна нулю. Однако квантовая теория с безразмерной константой связи содержит логарифмич. УФ-расходимости, к-рые необходимо регуляризовать и перенормировать. В результате конечные регуляризованные выражения оказываются зависящими от нек-рой размерной величины — импульса нормировки, или параметра шкалы, и масштабная инвариантность нарушается. Т. о., с учётом квантовых эффектов $\partial D_\mu/\partial x_\mu=\Theta^\mu_\mu\neq 0$. Напр., в КХД (в пределе нулевой массы кварков) след тензора энергии-импульса пропорционален квадрату напряжённости глюонного поля [2].

Известны также А. суперконформного тока в *суперсимметрии* (см. [3]), конформная А. в конформной теории гравитации [4] и квантовой теории струны [5] и др.

В совр. КТП и теории элементарных частиц А. играют важную роль. В частности, аксиальная А. типа (1) позволяет вычислить вероятность распада π^0-мезона на два фотона, поскольку, согласно *алгебре токов*, поле π^0 совпадает с дивергенцией аксиального тока кварков. Т. к., согласно (1), амплитуда процесса пропорциональна сумме квадратов зарядов кварков, составляющих π^0-мезон, то из сравнения теоретически вычисленного времени жизни π^0 с его эксперим. значением можно определить заряды кварков. Исторически это сопоставление было одним из аргументов в пользу введения дополнит. квантового числа, характеризующего кварки, — *цвета*.

Др. пример — аксиальная А. в *электрослабом взаимодействии*. В отличие от КЭД, в этой теории аксиальный ток непосредственно входит в лагранжиан взаимодействия и т. о. взаимодействует с калибровочным полем. Поэтому наличие А. ведёт к внутр. противоречивости теории, напр. к отсутствию перенормируемости. Между тем в стандартной теории электрослабого взаимодействия лептоны и кварки внутри одного *поколения фермионов* вносят в А. вклады, равные по величине, но противоположные по знаку. Необходимость внутр. согласованности теории (т. е. её перенормируемости) требует сокращения А. Отсюда вытекает, что должно быть одинаковое число дублетов кварков и лептонов. В настоящее время действительно обнаружено по три дублета лептонов и кварков (хотя существование 6-го кварка, t, установлено ещё недостаточно надёжно). Необходимость существования c-кварка, а позднее t-кварка, вытекающая из требования сокращения А., была осознана до эксперим. обнаружения этих частиц. Аналогичные ограничения возникают и для моделей *великого объединения* взаимодействий.

В КХД существует проблема нонета псевдоскалярных мезонов. Из них восемь ($\pi^{\pm,0}$, $K^\pm$, K^0, $\tilde{K}^0$, η) находят объяснение как псевдоголдстоуновские бозоны (см. *Голдстоуна теорема*), связанные со спонтанным нарушением почти точной киральной симметрии исходного лагранжиана КХД. Девятый псевдоскалярный мезон η' гораздо тяжелее остальных восьми и не укладывается в эту схему. Трудность разрешается тем, что аксиальный ток, имеющий квантовые числа η'-мезона, не сохраняется даже в пределе безмассовых кварков из-за аксиальной А. Большая масса η'-мезона является указанием на то, что в вакууме КХД существенны такие флуктуации глюонного поля $G^a_{\mu\nu}$, для к-рых величина

$$Q_t=\frac{g^2}{64\pi^2}\int dt\,dx\,\varepsilon^{\mu\nu\sigma\rho}G^a_{\mu\nu}(t,\,x)\,G^a_{\sigma\rho}(t,\,x),\qquad(2)$$

называемая *топологическим зарядом*, отлична от нуля. Эти флуктуации не учитываются обычной теорией возмущений, для к-рой величина $Q_t=0$. Т. о., в вакууме КХД существенную роль должны играть флуктуации нового типа, напр. *инстантоны*.

Лит.: Обзоры по проблеме аномалий с подробным списком литературы см. в [6, 7]; 1) Джекив Р., Теоретико-полевые исследования в алгебре токов, пер. с англ., в сб.: Лекции по алгебре токов, М., 1977; 2) Collins J., Duncan A., Joglecar S., Trace and dilatation anomalies in gauge theories, «Phys. Rev.», 1977, v. 16 D, p. 438; 3) Nieuwenhuizen P. van, Supergravity, «Phys. Repts», 1981, v. 68 C, p. 189; 4) Fradkin E. S., Tseytlin A. A., Renormalizable asymptotically free quantum theory of gravity, «Nucl. Phys.», 1982, v. 201 B, p. 469; 5) Polyakov A. M., Quantum geometry of bosonic strings, «Phys. Lett.», 1981, v. 103 B, p. 207; 6) Морозов А. Ю., Аномалии в калибровочных теориях, «УФН», 1986, т. 150, с. 337; 7) Бардин У. А., Аномалии, там же, с. 439. *Д. И. Дьяконов.*

АНОМА́ЛИИ МАГНИ́ТНЫЕ — см. *Магнитные аномалии.*

АНОМА́ЛЬНАЯ ДИСПЕ́РСИЯ — см. в ст. *Дисперсия света.*

АНОМА́ЛЬНАЯ РАЗМЕ́РНОСТЬ — число, равное отклонению степени однородности взаимодействующего перенормированного квантового поля при масштабных преобразованиях 4-координат $x_\mu\longrightarrow\lambda^{-1}x_\mu$ или 4-импульсов $p_\mu\longrightarrow\lambda p_\mu$, $\mu=0,\,1,\,2,\,3$ (где λ — нек-рая пост. величина) от обычной, канонической, размерности свободного поля (в системе $\hbar=c=1$). Канонич. размерность поля определяется его одновременными перестановочными соотношениями и в импульсных единицах равна 1 для скалярного поля и $^3/_2$ для *Дирака поля*. Если для взаимодействующего поля $\varphi(p)$ справедливо соотношение $\varphi(\lambda p)=\lambda^d\varphi(p)$ (где число d характеризует степень однородности поля φ), то А. р. для скалярного поля $\gamma=d-1$, а для поля Дирака $\gamma=d-{}^3/_2$.

А. р. имеет динамич. природу — зависит от величины и характера действующих сил. Это можно проиллюстрировать на примере поведения волновой ф-ции частицы на малых расстояниях (r) от центра сил в квантовой механике. Если потенциал $V(r)$ в ур-нии Шрёдингера растёт при $r\longrightarrow 0$ как gr^{-2} (где g — нек-рая постоянная), что соответствует *масштабной инвариантности* на малых расстояниях, то волновая ф-ция частицы в состоянии с орбитальным квантовым числом l ведёт себя как $\psi_l(r)\sim r^{l+\gamma}$, где А. р. $\gamma=\sqrt{(l+{}^1/_2)^2+2mg}-{}^1/_2-l$, т. е. существенно отличается от поведения волновой ф-ции свободной частицы $\psi_l(r)\sim r^l$ (m — масса частицы).

Квантовая теория поля обладает масштабной инвариантностью, если ур-ние движения поля φ не содержит размерных параметров (типа массы), а константа связи g принимает критич. значение g_0, при к-ром *бета-функция* в ур-нии *ренормализационной группы* обращается в нуль. В конформно-инвариантной теории поля (см. *Конформная инвариантность* в квантовой теории поля), характеризующейся исчезновением следа тензора энергии-импульса при $g=g_0$, А. р. является сохраняющейся величиной, зависящей от константы g_0.

Из ур-ний ренормализац. группы следует, что поведение n-частичной *Грина функции* $\Gamma(p_1,\,p_2,\,\ldots,\,p_n)$ при изменении масштаба импульсов в области, где все скалярные произведения p_ip_j $(i,\,j=1,\,2,\,\ldots,\,n)$ одного порядка $(\sim p^2)$ и много больше квадратов масс частиц, эквивалентно (с точностью до изменения константы взаимодействия) поведению при изменении нормировочного импульса $\varkappa$. Если в пределе $p^2\longrightarrow\infty$ *инвариантный заряд* $\tilde{g}\longrightarrow g_0$, то

$$\Gamma(p^2,\,g)\longrightarrow\left(\frac{p^2}{\varkappa^2}\right)^{\gamma(g_0^2)}\Gamma(\varkappa^2,\,g_0),\qquad(1)$$

а показатель степени γ выражается через А. р. операторов всех полей, образующих данную ф-цию Грина.

Понятие А. р. в обобщённом смысле широко используется также в *квантовой хромодинамике* (КХД), несмотря на то, что эта теория не имеет фиксированной критич. точки g_0, а обладает свойством *асимптотической свободы*. А. р. приближённо имеет смысл, если