

$<3 \cdot 10^6$ К, а зависимость АЛ от времени показывает, что плотность вещества в области аннигиляции $<10^{14}$ см $^{-3}$.

АИ из области центра Галактики наблюдалось начиная с 1968 (аппаратурой, поднятой на баллонах на высоту ~ 40 км), затем на спутнике HEAO-3 (США, с 1979). Интенсивность АЛ практически не менялась до нач. 1980, после чего менее чем за год упала ниже порога чувствительности детекторов. Малая ширина АЛ ($\leq 2,5$ кэВ в последних наблюдениях) означает, что АИ образуется термализов. позитронами в среде с $T \leq 5 \cdot 10^4$ К. Перемещению АИ накладывает ограничения на размер области аннигиляции ($<10^{18}$ см) и концентрацию частиц N в ней ($N < 10^6$ см $^{-3}$). В отд. измерениях вряду с АЛ наблюдался, по-видимому, непрерывный спектр трёхфотонной аннигиляции 3Ps . Источник позитронов неизвестен. Предположительно позитроны генерируются в окрестности массивной аккрецирующей чёрной дыры, возможно имеющейся в центре Галактики.

Эмиссионные линии с максимумами при $\epsilon \approx 350-450$ кэВ были обнаружены в спектрах неск. γ -всплесков на АМС «Венера-11» — «Венера-14» (1978—83). Они интерпретируются как АЛ двухфотонного АИ, сминутые на 50—150 кэВ из-за гравитац. красного смещения в поле силы тяжести нейтронной звезды — источника γ -всплеска. Сравнительная узость линий накладывает ограничения на темп-ры ($kT < 50$ кэВ) и магн. поля ($B < <10^{13}$ Гс) в области аннигиляции. Механизм образования позитронов неясен.

Лит.: Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. И., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Positron—Electron Pairs in Astrophysics, ed. by M. L. Burns, A. K. Harding, R. Ramaty, N. Y., 1983. Г. Г. Павлов.

АНОД — 1) полюс (или клемма) источника тока (аккумулятора, гальванич. элемента), находящийся при работе этого источника под положит. потенциалом по отношению к другому полюсу того же источника — катоду. 2) Электрод эл.-вакуумного, газоразрядного, электронного или ионного прибора, присоединяемого в электр. цепи к аноду источника питания. 3) В электрохимии — электрод в электролите, около к-рого происходит окисление ионов или молекул, входящих в состав электролита (подробнее см. *Электролиз*).

АНОДНОЕ ПАДЕНИЕ — изменение потенциала вблизи анода в тлеющем или дуговом разряде, к-рое складывается из изменения потенциала в области пространственного заряда (ленгмюровский слой) и в граничной области квазинейтральной плазмы столба. Если на границе ленгмюровского слоя концентрация плазмы n и тепловая скорость электронов v_e таковы, что плотность хаотического тока на анод $j_x \sim env_e$ больше плотности тока разряда ($j_x > j_a$), то падение потенциала в слое является тормозящим для электронов ($\Phi_a < 0$), при этом реализуется положительный пространственный заряд. При $j_a \sim j_x$ падение потенциала ускоряет электроны ($\Phi_a > 0$) и в слое образуется отрицательный пространственный заряд. См. *Приэлектродные явления*.

Г. А. Дюжеев, В. Г. Юрьев.

АНОДНОЕ СВЕЧЕНИЕ — светящаяся область, наблюдаемая при электрических разрядах в газах на аноде. При низких давлениях в тлеющем и слаботочном дуговом разрядах А. с. наблюдается в виде тонкой светящейся плёнки, равномерно покрывающей всю поверхность анода. А. с. своим происхождением обязано процессам девозбуждения атомов газа, возбуждённых электронами, ускоренными на анодном падении потенциала. В сильноточных дуговых разрядах в широком диапазоне давлений (от вакуума до атм. давления) вместо равномерного А. с. наблюдается анодное пятно — небольшой, сильно разогретый участок поверхности, на к-рый течёт практически весь ток разряда. Это вызывает испарение атомов с поверхности, а затем их возбуждение и ионизацию. Процессы девозбуждения и деионизации атомов вблизи анода вызывают А. с. См. *Приэлектродные явления*.

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971; Г. А. Дюжеев, В. Г. Юрьев.

АНОМАЛИИ в квантовой теории поля (от греч. *anomalía* — отклонение, неправительность) — свойство квантовой теории поля (КТП), состоящее в том, что нек-рые законы сохранения, справедливые в классич. теории, перестают выполняться при правильном учёте квантовых эффектов.

Происхождение А. связано с ультрафиолетовыми расходимостями КТП, нуждающимися в регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*). Конкретный выбор процедуры регуляризации в КТП, как правило, неоднозначен. При этом в нек-рых случаях регуляризацию невозможно провести так, чтобы удовлетворить одновременно всем требованиям симметрии исходной классич. теории поля. В результате нек-рые симметрии оказываются нарушенными. Напр., в квантовой электродинамике (КЭД) выполняется закон сохранения векторного тока: $\partial j_\mu / \partial x_\mu = 0$ (см. *Векторного тока сохранение*), где 4-вектор тока $j_\mu(x) = \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x)$, $\psi(x)$ — Дирака поле электрона (x — пространственно-временная точка), γ_μ — Дирака матрицы, $\mu = 0, 1, 2, 3$, $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$, значок плюс означает эрмитово сопряжение (по повторяющемуся индексу μ производится суммирование). Наряду с векторным током в КЭД можно также рассмотреть аксиальный ток $j_{\mu 5}(x) = \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \gamma_5 \psi(x)$, где $\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. В силу Дирака уравнения дивергенция аксиального тока $\partial j_{\mu 5} / \partial x_\mu = 2im\bar{\psi}\gamma_5\psi$, где m — масса электрона (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Из этого ур-ния следует, что в пределе нулевой массы электрона аксиальный ток сохраняется (см. *Аксиального тока частичное сохранение*), что является отражением киральной симметрии теории. Однако более аккуратное рассмотрение показывает, что этот вывод неверен. Действительно, в определении аксиального тока стоит произведение антикоммутирующих операторов ψ и $\bar{\psi}$, взятых в одной точке x . Такое произведение нуждается в доопределении (регуляризации). Если её провести так, чтобы не нарушить закон сохранения векторного тока, то оказывается, что правильное выражение для дивергенции аксиального тока принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} j_{\mu 5}(x) = 2im\bar{\psi}(x) \gamma_5 \psi(x) + \frac{e^2}{16\pi^2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} F_{\alpha\beta} F_{\gamma\delta}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона ($e^2 \approx 1/137$), $F_{\alpha\beta}$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — абсолютно антисимметричный тензор, $\epsilon^{0123} = 1$. Т. о., аксиальный ток не сохраняется даже в пределе безмассового электрона. Это явление наз. аксиальной аномалией. Оно было обнаружено Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951 и детально проанализировано С. Адлером (S. Adler) в 1969, см. [1].

Аналогичная аксиальная А. возникает в любой калибровочной теории поля и, в частности, в квантовой хромодинамике (КХД), где дивергенция аксиального тока кварков имеет вид, аналогичный (1) с напряжённостью глюонного поля $G_{\mu\nu}^a(x)$ ($a = 1, 2, \dots, 8$ -цветовой индекс) и безразмерной константой связи сильного взаимодействия (*цветовым зарядом*) g вместо напряжённости эл.-магн. поля и электр. заряда.

Др. важный пример — дилатационная аномалия (от англ. *dilatation* — растяжение, расширение). Любая КТП, в лагранжиане к-рой нет размерных констант, обладает масштабной инвариантностью, т. е. инвариантностью относительно растяжения координат $x_\mu \rightarrow \lambda x_\mu$ с одноврем. умножением операторов полей на множитель λ в степени, равной размерности поля. Согласно Пёттер теореме, такой инвариантности в классич. теории поля отвечает сохраняющийся дилатац. ток $D_\mu(x) = x^\nu \Theta_{\mu\nu}(x)$, где $\Theta_{\mu\nu}$ — симметричный тензор энергии-импульса теории. Действительно, в силу ур-