

ромагнитный ток j_μ ; тогда произведение $j_\mu A_\mu$ будет скаляром, т. е. L -инвариантом.)

На основании выражения для \mathcal{L} с использованием аппарата матрицы рассеяния (S -матрицы) рассчитывают сечения эл.-магн. процессов, вероятности радиац. распадов и др. характеристики частиц.

При т. н. калибровочных преобразованиях

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{ie\chi(x)} \psi(x),$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{\partial \chi}{\partial x_\mu},$$

где $\chi(x)$ — произвольная ф-ция x , лагранжиан и наблюдаемые физ. величины остаются неизменными. Это свойство получило назв. калибровочной инвариантности. Обобщение представления о калибровочной инвариантности на др. типы взаимодействий привело, в частности, к созданию единой теории слабых и эл.-магн. взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*).

Квантовая электродинамика, развитая для описания атомных явлений с участием электронов, оказалась справедливой и для расстояний, значительно меньших, чем атомные (на начало 1990-х гг. вплоть до 10^{-16} см). Её предсказания с высокой степенью точности согласуются со всеми эксперим. данными. Так, расхождение измеренной величины магн. момента электрона с теоретич. значением не превышает $10^{-8}\%$.

Э. в. мюонов и тау-лептонов оказались полностью аналогичными Э. в. электронов, хотя масса мюона примерно в 200, а тау-лептона — в 3600 раз больше, чем у электрона. Всё отличие явлений с участием e^\pm , μ^\pm , τ^\pm обусловлено лишь разницей масс этих частиц. Происхождение различия в массах указанных частиц пока остаётся не понятным.

В эл.-магн. процессах с участием адронов и ядер (фото рождении мезонов, рассеянии электронов и мюонов на протонах и ядрах, фоторасщеплении ядер, аннигиляции пар e^+e^- в адроны и др.) важную роль играет сильное взаимодействие. Так, возбуждённые состояния адронов — резонансы могут возбуждаться фотонами и ярко проявляются, напр., в полных сечениях процесса поглощения фотонов протонами с образованием адронов (рис. 1). Эл.-магн.

свойства и эл.-магн. структура адронов (магн. моменты, распределения зарядов) обусловлены сложным кварковым строением этих частиц (см. *Кварковые модели*). Напр., среднеквадратичный радиус, характеризующий распределение заряда в протоне ($0,8 \cdot 10^{-13}$ см), задаётся ср. расстоянием между кварками в протоне и по существу связан с радиусом конфайнмента ($\approx 10^{-13}$ см).

Малые размеры адронов и ядер ($R \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ см) определяют плавную угл. зависимость дифференц. сечений взаимодействия с ними фотонов небольших энергий ($\epsilon_\gamma < hc/R$): соответствующая этим энергиям длина волны λ эл.-магн. поля превышает размеры адронной системы и взаимодействие происходит за счёт испускания или поглощения фотонов преим. низких мультипольностей (см. *Мультипольное излучение*).

При энергиях ϵ_γ выше 2 ГэВ угл. и энергетич. зависимости характеристик (сечений, поляризации и др.) фотонных процессов и процессов взаимодействия между адронами схожи: дифференц. сечения характеризуются направленностью вперёд, полное сечение $\sigma(\gamma p)$ слабо зависит от энергии (рис. 1), а при $\epsilon_\gamma > 50$ ГэВ медленно возрастает с увеличением энергии, что характерно для полных сечений взаимодействий адронов. Это сходство легло в основу векторной доминантности модели, согласно к-рой фотон взаимодействует с адронами, предварительно перейдя в адронное состояние — векторные мезоны ρ^0 , ω , ϕ и др. (имеющие такие же квантовые числа, как и фотон, за исключением массы). Возможность такого перехода ярко иллюстрируется резонансной зависимостью от энергии сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+ + K^-$, обусловленного превращением пары e^+e^- в виртуальный фотон, а последнего — в векторный ϕ -мезон с последующим его распадом на пару K -мезонов (рис. 2). Эксперимент показал удовлетворит. применимость модели векторной доминантности для описания т. н. мягких эл.-магн. явлений, к-рые характеризуются малыми передаваемыми адронной системе импульсами (< 1 ГэВ/с). В простейшем приближении сечение адронного поглощения фотонов на ядре с числом нуклонов A должно быть равно сумме сечений поглощения фотонов отд. нуклонами $\sigma(\gamma A) = A \sigma(\gamma p)$ [$\sigma(\gamma n) \approx \sigma(\gamma p)$] (пунктирная кривая на рис. 3). Наблюдаемая более слабая зависи-

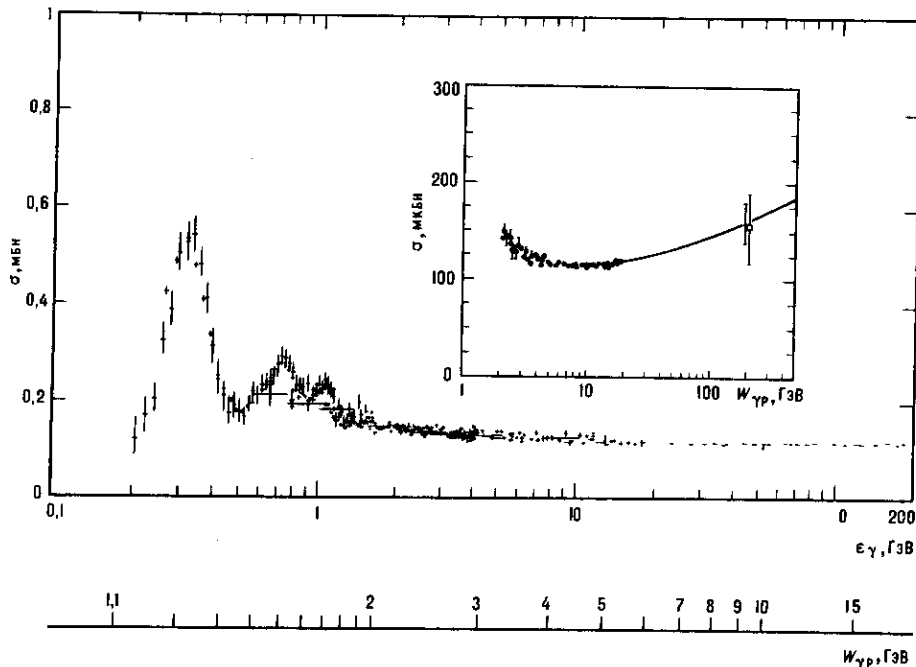


Рис. 1. Зависимость полного сечения поглощения фотона протоном $\sigma(\gamma p)$ от энергии фотона в лабораторной системе ϵ_γ (верхняя шкала) и суммарной энергии фотона и протона в системе центра масс $W_{\gamma p}$ (нижняя шкала). См. также врезку.

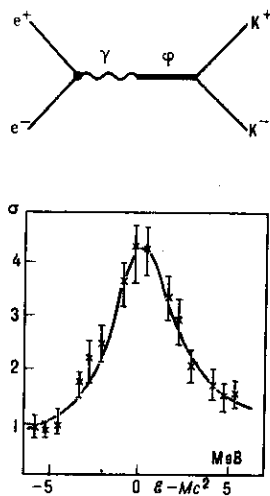


Рис. 2. Зависимость сечения σ процесса $e^+e^- \rightarrow K^+ + K^-$ (в произвольных единицах) от разности $\delta - Mc^2$, где δ — полная энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс, M — масса ϕ -мезона. Вверху соответствующая диаграмма Фейнмана.