

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

(курс лекций)

Парфенов К.В.

физический факультет МГУ

Лекция 1: **Частицы и поля. Краткий обзор эмпирического материала.**

*”Истина все же скорее возникает
из ошибки, чем из спутанности.”*

(Ф.Бэкон)

Сама история научной дисциплины, которой посвящен наш курс, служит прекрасной иллюстрацией этого утверждения. Систематизация имеющегося эмпирического материала и последовательное применение полученных на ее основе теоретических принципов приводят нас к более глубокому пониманию сути вещей даже тогда, когда сами эти принципы впоследствии оказываются в значительной мере пересмотрены. Термин ”элементарные частицы” в своем первоначальном понимании содержит в себе целое мировоззрение – и некую концепцию устройства материального мира, и программу его исследования. В основе этой концепции лежит убежденность в том, что весь наблюдаемый нами мир может быть построен из небольшого набора простейших основных ”первокирпичиков” (а в идеале – из ”первокирпичиков” одного единственного сорта). Словом ”elementum” древние римляне называли первичные вещества, из которых должны были состоять все прочие. Накопление знаний о многообразии веществ и систематизация их свойств привела исследователей к представлению о химических элементах, частицы которых – атомы – на этом уровне строения материи представлялись неделимыми. Однако и их впоследствии удалось разделить на составляющие части – электроны и ядра, построенные из нейтронов и протонов. Их и называли элементарными частицами, распространив несколько позднее это название на все частицы ”субатомного” уровня, и поначалу казалось, что они вполне оправдывают его – их было не так уж много, и при этом вполне хватало для описания всего физического мира. В самом деле, к уже названным частицам пришлось добавить только фотон – квант электромагнитного поля, нейтрино, которое Паули ввел для обеспечения выполнения законов сохранения энергии и импульса в β -распаде и мезоны – частицы ”средней” (между легкими лептонами e^- и ν и тяжелыми барионами n и p) массы, являющиеся, по предположению Юкавы, квантами поля ядерных сил. Последних к 1947 году было известно всего два типа: μ - и π -мезоны. Правда, первый взаимодействовал с нуклонами весьма слабо, и вообще по своим свойствам больше напоминал электрон, так что впоследствии его перестали называть мезоном

и дали ему имя "мюон". Еще одно дополнение в эту картину мира внесло развитие релятивистской квантовой теории – анализируя природу неминуемо появляющихся у релятивистских гамильтонианов свободных частиц уровней с отрицательными энергиями, Дирак пришел к идее существования античастиц, первые из которых – позитроны – были экспериментально обнаружены сразу после создания теории Дирака. Античастицы почти удваивали список "элементарных сущностей", но все же он еще казался физикам вполне приемлемым. Ситуация радикально изменилась вместе с развитием техники регистрации частиц в конце 40-х – начале 50-х годов. Открытия новых субатомных частиц посыпались как из рога изобилия, а их список год от года стал расширяться с пугающей – больше напоминающей геометрическую прогрессию – быстротой. К концу 60-х число известных частиц перевалило за полторы тысячи. Их по-прежнему называли (и называют до сих пор) элементарными, но всем уже было ясно, что на роль "простейших первокирпичиков мироздания" эти исполнители явно не подходят.

Однако не только слово "элементарные" утратило в микромире свой изначальный смысл – слову "частицы" его тоже сохранить не удалось. Поведению микрообъектов присущи квантовые закономерности, а это означает, что наряду с корпускулярными они обладают также и волновыми свойствами. К тому же реакции рождения новых частиц протекает при достаточно высоких – релятивистских – энергиях. Поэтому теоретической основой для описания их свойств стала релятивистская квантовая теория, которую чаще называют квантовой теорией поля. Главной же особенностью квантовополевых систем является невозможность выделения чисто одночастичных состояний при наличии взаимодействия. Построенный из решений релятивистского волнового уравнения (например, уравнения Дирака) локализованный пакет с сохраняющейся в процессе эволюции нормой обязательно будет содержать состояния с различным знаком энергии – т.е. одновременно состояния частиц и античастиц. Это означает, что любое внешнее воздействие, с помощью которого мы будем пытаться ограничить движение релятивистской квантовой частицы в области с размерами меньше или порядка комптоновской длины волны (\hbar/mc), будет вместо этого приводить к рождению пар частица-античастица, и что любая наблюдаемая нами (взаимодействующая с нашей экспериментальной установкой в некоторой ограниченной области пространства) частица окружена "шубой" из таких пар и квантов разнообразных полей, с которыми данная частица может взаимодействовать (этот вывод, сформулированный как "заряженная частица в "голом" виде принципиально не наблюдаема" был назван "принципом космической цензуры"). Таким образом,

говоря "частица" мы в действительности имеем в виду некоторое "корпускулоподобное" возбуждение системы взаимодействующих квантовых полей, локализованное в достаточно малой области пространства, которому с заданной точностью можно приписать определенные динамические характеристики – энергию, импульс, момент импульса и т.д.. Структура частицы оказывается зависящей от физических условий ее существования – только в том случае, когда взаимодействие достаточно слабо, можно с хорошей точностью выделить из состояния квантового поля одночастичные состояния. Следует также отметить, что даже отсутствие квантов некоторого поля в системе вообще говоря не означает, что оно не влияет на протекание динамических процессов. Квантовое поле в такой системе все равно присутствует в виде вакуума, который имеет все атрибуты реального физического состояния: он взаимодействует с квантами других полей, изменение его энергии приводит к наблюдаемым эффектам (например, к эффекту Казимира – притяжению абсолютно нейтральных проводящих тел в электромагнитном вакууме), при сообщении ему достаточной энергии может происходить рождение "из вакуума" квантов поля – частиц и античастиц. Структура вакуумного состояния также зависит от внешних физических условий и может, как мы впоследствии увидим, оказаться весьма нетривиальной.

Таково (в общих чертах) современное концептуальное содержание понятия "элементарные частицы". Но что же нам известно об их физических свойствах? По каким характеристикам мы их различаем? Какие закономерности обнаруживаются в их многообразии? Для ответа на эти вопросы обратимся к собранной эмпирической информации.

Одним из важнейших законов физического мира, установленных на сегодняшний день, является инвариантность динамики любой физической системы относительно преобразований группы Пуанкаре (преобразованиям Лоренца и пространственно-временным трансляциям). В соответствии с этим теоретическая классификация частиц начинается с разделения их по значениям Пуанкаре-инвариантных динамических характеристик – массы и спина. С физической точки зрения масса и спин есть значения собственной энергии и собственного момента импульса частицы, т.е. их значения в ее системе покоя. (Особый случай – это частицы нулевой массы, для которых характерно отсутствие системы покоя как таковой, и для них разделение полного момента количества движения на собственный (спиновый) и орбитальный не имеет четкого смысла. Можно, однако, рассмотреть спиральность – проекцию момента количества движения на импульс, которая, как нетрудно заметить, связана

только со спиновой его частью:

$$\hat{\lambda} = \hat{j} \cdot \hat{p}/|\hat{p}| = (\hat{l} + \hat{s}) \cdot \hat{p}/|\hat{p}| = ([\hat{r} \hat{p}]/\hbar + \hat{s}) \cdot \hat{p}/|\hat{p}| = \hat{s} \cdot \hat{p}/|\hat{p}|.$$

С математической – они есть собственные значения операторов Казимира группы Пуанкаре, задающие неприводимое представление, по которому преобразуются волновые функции частиц данного типа. Спин является очень важной характеристикой – в локальной пуанкаре-инвариантной теории поля имеет место связь спина со статистикой – все частицы с целым спином являются бозонами, а все частицы с полуцелым спином – фермионами.

Помимо симметрий пространства-времени, динамике частиц и присущи также и некоторые дополнительные (“внутренние”) симметрии, отражающие закономерности фундаментальных взаимодействий. Поэтому дальнейшая их классификация производится по видам взаимодействий, в которых они участвуют и по специфическим “внутренним” квантовым числам, сохраняющимся в процессах, этими взаимодействиями обусловленных.

На сегодняшний день твердо установлено существование четырех типов взаимодействия: гравитационное, электромагнитное, слабое и сильное. С точки зрения КТП каждое из них связано с существованием в природе некоторого поля, кванты которого (“переносчики”) взаимодействуют с материальными частицами. Роль каждого из взаимодействий в физических процессах сильно зависит от характерных энергий взаимодействующих объектов и расстояний между ними. Их иерархию – по крайней мере, при низких энергиях – можно установить по значениям эффективных констант связи $\alpha^{(i)} \sim |U/E_0|$, где U - энергия взаимодействия на некотором характерном расстоянии (чаще всего в качестве такового рассматривается комтоновская длина волны взаимодействующих частиц), а $E_0 = mc^2$ - энергия покоя этих частиц. Рассмотрим более подробно их основные свойства:

1. гравитационное взаимодействие: универсальное (в нем участвуют все материальные частицы), дальноедействующее (на больших расстояниях $F_g(r) \sim 1/r^2$), проявляется главным образом в макромире – доминирует в космологических и астрофизических процессах и играет очень важную роль в геофизических, но его влияние на микропроцессы при исследованных энергиях пренебрежимо мало – например, для двух протонов низкоэнергетическая константа связи $\alpha^{(g)} \sim \frac{\gamma m_p^2}{\lambda_p} \cdot \frac{1}{m_p c^2} = \frac{\gamma m_p^2}{\hbar c} \simeq 5.76 \cdot 10^{-36}$. Вместе с тем говорить о несущественности гравитации для физики элементарных частиц было бы неправильно, так как квантовая гравитация может играть очень важную роль при очень больших энергиях ($\sim E_{Pl} = c^2 \sqrt{\hbar c/\gamma} \simeq 1.2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}$) и

на очень малых расстояниях ($\sim l_{Pl} = \sqrt{\hbar\gamma/c^3} \simeq 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$). Переносчик этого взаимодействия, получивший название "гравитон", до сих пор еще не обнаружен. Предполагается, что он имеет нулевую или очень малую массу и спин 2 (возможно, есть также квант гравитационного поля со спином 0).

2. электромагнитное: в нем участвуют заряженные частицы (т.е. по реакции на электромагнитные поля частицам приписывают определенные значения электрического заряда, который сохраняется во всех известных процессах), оно также является дальнедействующим и играет значительную роль в макроскопических процессах, но, в отличие от гравитационного, достаточно заметно проявляет себя и в микромире: константа связи $\alpha^{(e)} = \frac{e^2}{\lambda mc^2} = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137.06}$. Переносчик электромагнитного взаимодействия – фотон – был обнаружен еще до возникновения самой физики элементарных частиц, когда было установлено наличие корпускулярных свойств у электромагнитного излучения. Фотоны имеют нулевую массу покоя и спин, равный 1.

3. слабое взаимодействие: проявляет себя только в микромире – характерный радиус действия у него $\sim 10^{-15} \text{ см}$, и носит почти универсальный характер (в нем участвуют все известные частицы, кроме фотона). Наиболее яркое свидетельство его существования – β -распад: $n \rightarrow p e \bar{\nu}_e$, с ним связаны также многие другие распады частиц. Отличительными чертами слабых процессов являются нарушение разнообразных законов сохранения, выполняющихся во всех остальных реакциях, и чрезвычайно большие (по меркам микромира) времена их протекания. Например, в β -распаде было обнаружено несохранение пространственной четности (то есть нарушение "зеркальной" симметрии мира), а время жизни нейтрона по отношению к β -распаду составляет более 15 минут(!) (время жизни других частиц, распадающихся за счет слабого взаимодействия $\sim 10^{-6} - 10^{-10} \text{ с}$, что также очень много для микрочастиц). В первоначальной теории слабого взаимодействия (схема Ферми) ему приписывали нулевой радиус действия, и частицы-переносчики в ней просто отсутствовали. Позднее, однако (в первую очередь – из-за того, что модель прямого взаимодействия вида

$$\hat{V} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_n \cdot \bar{\Psi}_e \gamma^\mu \Psi_\nu + h.c.]$$

предсказывала в первом порядке теории возмущений слишком быстрый рост сечений при увеличении энергии взаимодействующих частиц $\sigma \sim GE^2$, не согласующийся с условием унитарности $\sigma \leq \sigma_u = \pi \lambda_{СИ}^2 \sim E^{-2}$ и потому, что квантовая теория поля с четырехфермионными вершинами оказалась неперенормируемой) была выдвинута гипотеза о существовании переносчиков слабого взаимодействия – тяжелых вектор-

ных ($s = 1$) бозонов, которые и были обнаружены в 1983 г.: W^\pm – бозоны с массой 81 ГэВ и Z^0 – бозон с массой 90 ГэВ. Эффективная низкоэнергетическая константа связи $\alpha^{(w)} \sim \frac{g_w^2}{\hbar c} \frac{m_p^2}{M_W^2} \simeq 10^{-5}$.

4. сильное взаимодействие: доминирует в микромире, имеет радиус действия $a \sim 10^{-13}$ см и очень большую эффективную константу связи. Например, взаимодействие двух нуклонов при низких энергиях довольно хорошо описывается потенциалом Юкавы $U(r) = -g_s^2 \frac{e^{-r/a}}{r}$ и $\alpha^{(s)} \simeq \frac{|U(\lambda_N)|}{m_N c^2} \simeq \frac{g_s^2}{\hbar c} \sim 10$, что очень сильно затрудняет использование теории возмущений для расчетов амплитуд процессов. Частицы, участвующие в сильном взаимодействии, называли "адронами". К ним относятся барионы (частицы с полуцелым спином и массами $m \geq 938$ МэВ, кроме τ - лептона) и мезоны (частицы с целым спином и массами $m \geq 134$ МэВ). Сильное взаимодействие обеспечивает устойчивость ядер – благодаря ему существует притяжение между нуклонами. В ранних моделях ядерных сил их переносчиками считались π - мезоны – именно учет пионного обмена приводит к потенциалу взаимодействия Юкавы. Впоследствии, когда была установлена сложная внутренняя структура адронов (их зарядовый радиус отличен от нуля и имеет величину $\sim 10^{-13}$ см), была предложена теория (квантовая хромодинамика), согласно которой это взаимодействие в действительности происходит на более глубоком структурном уровне, а его переносчиками являются гипотетические безмассовые векторные частицы – глюоны, взаимодействующие с особым зарядом – "цветом", который не наблюдается в свободном состоянии. Для реакций, идущих за счет сильного взаимодействия, характерно очень малое время протекания. Частицы, распад которых разрешен законами сохранения сильного взаимодействия, живут столь короткое время ($10^{-22} - 10^{-24}$ с), что они обнаруживаются только по наличию резонансных всплесков в сечениях рассеяния более стабильных частиц. Если рассеяние частиц a и b может происходить по каналу образования промежуточной короткоживущей частицы с массой M ($ab \rightarrow X \rightarrow ab$), то сечение рассеяния как функция энергии в системе центра масс имеет брейт-вигнеровское поведение: $\sigma(E) = \sigma_0(\Gamma/2)^2 / [(E - Mc^2)^2 + (\Gamma/2)^2]$. Величина Γ , называемая шириной распада, связана с временем жизни частицы X соотношением $\tau = \hbar/\Gamma$. Такие короткоживущие адроны называют резонансами – соответственно мезонными или барионными. Именно за счет резонансов пополняется в первую очередь список известных адронов – количество квазистабильных (с временем жизни, существенно превышающим 10^{-22} с) чуть более двух десятков (так называемые "гипероны", ряд мезонов и нейтрон), а стабильным является только один протон.

При изучении адронных реакций обнаруживается, что во всех процессах стро-

го сохраняется квантовое число B , равное $+1(-1)$ для барионов (антибарионов) и 0 для мезонов: например, реакции типа $pn \rightarrow \pi^+\pi^0$, $K^+n \rightarrow p\bar{\Lambda}$ запрещены, в то время как $\pi^-p \rightarrow K^+K^-n$ или $pn \rightarrow K^0\Sigma^+n$ оказываются возможны. Квантовое число B получило название "барионный заряд". Аналогичным образом были введены и многие другие характеристики частиц. В частности, среди адронов были выделены группы частиц с близкими массами и практически не различающиеся по своим свойствам по отношению к сильному взаимодействию: нуклоны p и n , мезоны π^\pm, π^0 , барионные резонансы $\Delta_1^{++}, \Delta_1^+, \Delta_1^0, \Delta_1^-$ и целый ряд других. Эти группы называли "изотопическими мультиплетами" – частицы, принадлежащие одному такому мультиплету, можно считать разными состояниями квантов одного и того же поля, различающиеся по значениям момента количества движения в особом внутреннем "изотопическом пространстве". Так, дублет нуклонов интерпретируется как набор состояний с определенной проекцией $I_3 = \pm\frac{1}{2}$ изотопического спина $I = \frac{1}{2}$, триплет пионов – как набор состояний с $I_3 = \pm 1, 0$ ($I = 1$) и т.д. При этом оказывается, что для многих частиц (нуклонов, пионов, η -мезона, N - и Δ -резонансов и других) значение электрического заряда связано с I_3 простой формулой

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}B. \quad (1)$$

Сильные взаимодействия обладают свойством изотопической симметрии, то есть "не замечают" различия состояний с разными I_3 , и к тому же полный изотопический спин адронных систем сохраняется в сильных процессах. Электромагнитное и слабое взаимодействие таким свойством не обладают (p и n явно различны по своим зарядовым свойствам и по отношению к β -процессам) – говорят, что они "нарушают" изотопическую симметрию, так что процессы с изменением I все-таки могут идти, но лишь за счет этих – более слабых – взаимодействий (а это значит, что их вероятности будут намного порядков меньше, чем у похожих процессов без такого изменения). Изотопическую симметрию можно использовать для установления связи между вероятностями процессов с участием частиц, входящих в одинаковые изотопические мультиплеты. Например:

$$\frac{w(\pi^+p \rightarrow \Delta_1^{++})}{w(\pi^0p \rightarrow \Delta_1^+)} \simeq \frac{3}{2},$$

так как изотопический спин системы π^+p равен $\frac{3}{2}$ ($I_3 = +1 + \frac{1}{2} = +\frac{3}{2}$), как и у Δ_1 , а у системы π^0p он может принимать два значения: $\frac{1}{2}$ – с вероятностью $\frac{1}{3}$ и $\frac{3}{2}$ – с вероятностью $\frac{2}{3}$, и, следовательно, только для $\frac{2}{3}$ всех возможных начальных состояний системы π^0p рождение Δ_1^+ разрешено законом сохранения изоспина (для вычисления вероятностей можно воспользоваться результатами задачи о сложении

моментов l (целого) и $s = \frac{1}{2}$ в полный момент j : собственные векторы \hat{j}^2 и \hat{j}_z выражаются через собственные векторы \hat{l}_z и \hat{s}_z соотношением (в котором $k \equiv (-1)^{j-l+\frac{3}{2}}$):

$$|jm_j\rangle = \sqrt{\frac{l+km_j+1/2}{2l+1}}|m_j-1/2, +1/2\rangle + k\sqrt{\frac{l-km_j+1/2}{2l+1}}|m_j+1/2, -1/2\rangle,$$

и остается только подставить $l = 1$ и $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, $m_j = +\frac{1}{2}$.

Вместе с тем обнаруживаются частицы, у которых связь Q с I_3 отличается от (1): K -мезоны, Λ -, Σ - и Ξ -гипероны, – и ряд реакций с их участием, которые не идут за счет сильного взаимодействия, хотя и разрешены законами сохранения B и I : $\pi^0 p \rightarrow p \bar{n} \Lambda$, $\pi^0 p \rightarrow n K^+ K_0$. Было замечено, что эти частицы рождаются только в определенных комбинациях, что дало повод к введению нового квантового числа – ”странности” S , сохраняющегося в электромагнитных и сильных процессах: ”обычным” частицам приписали $S = 0$, K -мезонам – $S = 1$, Λ -гиперону – $S = -1$ и т.д. При этом формулу (1) удалось записать в виде, справедливом для частиц с любой странностью:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} \cdot (B + S). \quad (1')$$

В слабых процессах странность не сохраняется: в первом порядке теории возмущений по слабому взаимодействию возможны процессы с изменением S на 1, во втором – на 2 и т.д. (таким образом, вероятность процесса резко уменьшается с ростом $|\Delta S|$). Более аккуратный анализ эмпирических данных показывает, что часть процессов с $|\Delta S| = 1$ все-таки запрещена в первом порядке по слабому взаимодействию (их наблюдаемые вероятности чрезвычайно малы): например, в слабых переходах между адронными состояниями с испусканием лептонов и изменением странности на ± 1 выполняется правило $\Delta S = \Delta Q_h$, где ΔQ_h – изменение электрического заряда участвующих в процессе адронов. Таким образом, процессы типа $\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu_e$ или $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e \bar{\nu}_e$ запрещены (они на самом деле не наблюдаются). Некоторую загадку долгое время представляло и почти полное отсутствие распадов типа $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ – его естественное объяснение было найдено только после построения модели внутреннего строения адронов.

Введение странности так удачно разрешило все возникшие было затруднения, что этот прием использовался еще несколько раз после открытия новых классов частиц. Так появились похожие по свойствам на S квантовые числа ”очарование” (”charm” – C), ”красота” (”beauty” – b) и ”истинность” (”truth” – t), после чего (1) – соотношение Гелл-Манна – Нишиджимы – приобрело вид

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} \cdot (B + S + C + b + t) \equiv I_3 + \frac{1}{2} \cdot Y \quad (1'')$$

(величину Y назвали гиперзарядом). Некоторым исследователям, впрочем, такое нагромождение романтических названий показалось излишним, и они предпочитают расшифровывать b и t как "bottom" и "top".

Частицы со спином $\frac{1}{2}$, не участвующие в сильном взаимодействии, объединили под названием "лептоны" (несмотря на то, что масса самого тяжелого из них – τ -лептона – равна 1780 МэВ и больше массы многих барионов). Количество лептонов не столь уж велико – на сегодняшний день их известно всего шесть (не считая соответствующих античастиц): три массивных лептона с электрическим зарядом -1 (e, μ, τ) и три типа нейтральных частиц (электронное, мюонное и τ -нейтрино $\nu_e, \nu_\mu, \nu_{\tau}$). Нейтрино долгое время считались безмассовыми частицами, однако в последние 15 лет стали появляться (правда, до конца так и не подтвержденные) данные о наличии у них пусть малой, но все же ненулевой массы покоя. Утверждается, что $m_{\nu_e} \sim 10$ эВ, а m_{ν_μ} и m_{ν_τ} могут быть существенно больше. Лептоны по своим свойствам достаточно явно разбиваются на три "поколения": (e, ν_e), (μ, ν_μ), и (τ, ν_τ). С каждым из поколений ассоциируется сохраняющееся во всех известных процессах квантовое число, называемое "лептонным зарядом": L_e, L_μ, L_τ , равное +1 для лептонов и -1 для антилептонов. Таким образом, например, распады мюона $\mu \rightarrow e\gamma$ или $\mu \rightarrow eee^+$ в действительности не происходят, и мюон распадается по схеме $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$. Есть ряд экспериментальных программ по поиску так называемых "нейтринных осцилляций" – переходов между различными типами нейтрино с нарушением законов сохранения лептонных зарядов (такие переходы могут быть возможны для массивных нейтрино), но пока все эти поиски оказались безуспешными.

Одно из наиболее интересных свойств лептонов – их необычайная "похожесть" (до открытия τ -лептона даже говорили о μe -универсальности, т.е. о тождественности всех свойств мюона и электрона, различающихся только величиной массы). Обсуждение этого свойства привело к постановке ряда проблем, в том числе:

1. Зачем, собственно, природе понадобилось столько почти одинаковых частиц?
2. Не являются ли лептоны разных поколений всего лишь разными состояниями некой системы более глубокого структурного уровня?

Четкого ответа на эти вопросы до сих пор не существует. Отметим, что второй из них звучит особенно остро, так как во всех исследованных процессах лептоны проявляют себя как бесструктурные частицы (их зарядовый радиус заведомо меньше 10^{-16} см).

Задачи к лекции 1:

1. Рассмотреть решение одномерного уравнения Дирака для частицы в прямоугольной потенциальной яме. Чему равна минимальная из возможных при произвольных вариациях ширины и глубины ямы величина $\Delta x \equiv \sqrt{Dx}$?
2. π^- -мезон с энергией $E = 2.5$ ГэВ взаимодействует с покоящимся протоном: $\pi^- p \rightarrow \Xi^- XY$. Определить частицы X и Y .
3. $pp \rightarrow pK^+ X$. Частица X – квазистабильная. Что это за частица?
4. В энергетической зависимости сечения рассеяния π^+ на покоящихся протонах наблюдается ”горб” с максимумом при $E_L \simeq 330$ МэВ шириной $\Gamma_L \simeq 150$ МэВ. Определить массу и время жизни резонанса. Какая это частица?
5. Сечение какой из реакций больше: $\Lambda p \rightarrow np$ или $\Lambda p \rightarrow npK^0$?
6. Найти (пренебрегая вкладом слабых и электромагнитных процессов) отношение сечений реакций: $\bar{K}^0 p \rightarrow \Lambda \pi^+$ и $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$.
7. Перечислить возможные схемы двух- и трехчастичных распадов τ - лептона.