539.125

ПАРТОНЫ И ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ *)

С. Дрелл

Глубоко неупругое рассеяние электронов — процесс очень привлекательный с теоретической точки зрения. Электрон — изученная легкая пробная частица. Кроме того, если процесс рассеяния рассматривать в специальной системе отсчета, его можно описывать с помощью импульсного приближения.

Изучение различных сложных систем, например атомов или ядер, естественно начинать, представляя их как связанные состояния состав-

*) Sidney D. Drell, Partons and Deep Inelastic Processes at High Energies, Comm. Nucl. Part. Phys. 4, 147 (1970). Перевод Владимира М. Дубовика, под редакцией Б. Л. Иоффе.

ляющих их частиц — соответственно электронов и ядра или нуклонов. Далее, если рассматривать процесс рассеяния с выбранной кинематикой (когда составные части рассеивателя можно считать свободными в течение того короткого промежутка времени, за который происходит взаимодействие, сопровождаемое большой потерей энергии налетающей частицей), то можно пренебречь эффектами связи составных частей во время столкновения и кинематика столкновения выглядит так, как будто взаимодействие происходит между двумя свободными частицами: налетающей частицей и составной частью рассеивателя. В этих условиях имеет место

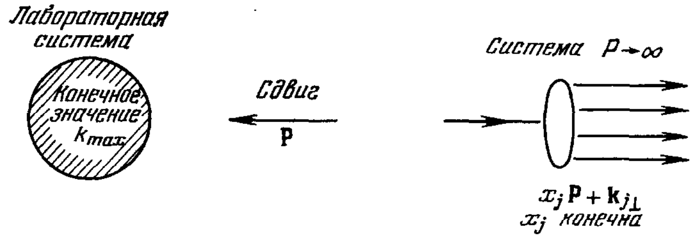

Рис. 1. Протон, рассматриваемый в системе покоя и в системе бесконечного импульса, где он представлен через партоны.

импульсное приближение, и, используя его, мы извлекаем, например, из данных по рассеянию на ядерных мишенях распределение нуклонов в ядре по импульсам и получаем важный ключ к пониманию структуры его основного состояния.

Составные части нуклона, которые Фейнман назвал «партонами», пока не найдены, и не известно, ни что они собой представляют, ни сколь они многочисленны. Они введены для описания предельной области Бьёркена в глубоко неупругом рассеянии с большими передачами импульса, где применимо импульсное приближение. В отличие от ядер партоны очень сильно связаны друг с другом, так что их энергии связи по крайней мере сравнимы, а, вероятно, даже больше, чем их энергии покоя, определяемые в системе покоя протона. Однако, как предложил Фейнман, можно помочь интуиции, если использовать свойства растяжения времени при переходе в систему бесконечного импульса протона, где партоны становятся долгоживущими, почти реальными состояниями. Тогда, если связанное состояние, описывающее протон в системе покоя, может быть образовано из компонентов (партонов) с импульсами, ограниченными по величине некоторым фиксированным максимумом k_{max}, то при переходе в систему бесконечного импульса $P \to \infty$ партоны будут делить на конечные отношения $0 < x_i < 1$ величину P и будут двигаться почти параллельно P, как показано на рис. 1. Время жизни таких партонных состояний определяется следующим образом:

$$\tau_{life} \sim 1/\Delta E \sim P/M_{eff}^2, \quad (1)$$

где для конечного k_{max} и для конечного x_i, не слишком близкого к его граничным значениям 0 или 1, M_{eff} обычно порядка нескольких гигаэлектрон-вольт. Это выражение описывает эффект растяжения времени.

В области глубоко неупругого рассеяния τ_{life} велико по сравнению со временем передачи импульса τ_{int} от неупруго рассеянного электрона. Если рассмотреть столкновение электрона и протона в системе центра масс, то в высокоэнергетическом пределе, таком, когда в этой системе $P = \sqrt{s}/2 \to \infty$, τ_{int} будет определяться выражением

$$\tau_{int} \sim 4P/(2M\nu - Q^2), \quad (2)$$

где $Q^2 > 0$ — взятый с отрицательным знаком квадрат инвариантной массы, получаемой протоном, а $\nu \equiv Pq/M$ — энергия, полученная протоном в системе покоя, как показано на рис. 2. Мы видим, таким образом, что справедливо неравенство

$$\tau_{\text{int}} \ll \tau_{\text{life}} \tag{3}$$

при условии, что

$$2M\nu - Q^2 \gg M^2_{\text{eff}}. \tag{4}$$

Выражение (4) — это условие применимости импульсного приближения. Взаимодействие токов в этом случае происходит мгновенно по сравнению со временем жизни партонов, которые, по существу, являются свободными, а энергия в вершине, где взаимодействуют фотон и партон (рис. 2), достаточно велика, чтобы закон сохранения энергии для всего процесса можно было приближенно заменить законом сохранения энергии в вершине.

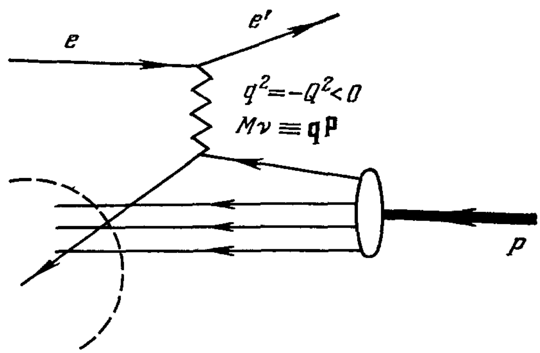

Рис. 2. Неупругое электрон-протонное рассеяние, рассматриваемое в системе отсчета $P \to \infty$.

Для того чтобы удовлетворялось условие применимости импульсного приближения (4), требуется не только высокая энергия ($\nu \gg M$) и неупругость ($2M\nu - Q^2 \gg M^2$), но и чтобы доля x продольного импульса, приходящаяся на партон, который рассеивает электрон, не приближалась ни к одной из крайних точек $x \sim 1$ или $x \sim 0$. Действительно, как показано на рис. 3, $M^2_{\text{eff}} \sim M^2/x(1-x)$, и, следовательно, в крайних точках нарушается условие применимости импульсного приближения (4). Мы также предполагаем, что в физическом состоянии протона отсутствуют очень тяжелые связанные компоненты.

Как впервые показал Фейнман, в системе $P \to \infty$ доля x продольного импульса, приходящаяся на партон, на котором рассеивается электрон, равна

$$x = Q^2/2M\nu. \tag{5}$$

Таким образом, условие применимости импульсного приближения удовлетворено, если мы работаем в области Бьёркена с конечными x

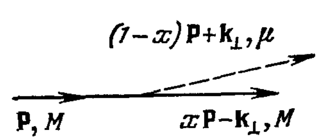

Рис. 3.

$$\Delta E = \sqrt{x^2P^2+k_\perp^2+M^2} + \sqrt{(1-x)^2P^2+k_\perp^2+\mu^2} - \sqrt{P^2+M^2} \approx$$

$$\approx \begin{cases} \dfrac{1}{P}\left\{\dfrac{k_\perp^2+M^2(1-x)^2+\mu^2x}{2x(1-x)}\right\} = \dfrac{1}{P}M^2_{\text{eff}}, & \text{если } 0<x<1, \\ P, & \text{если } x>1 \text{ или } x<0. \end{cases}$$

и при условии высокой неупругости $\nu \gg M$. Уравнение (5) как раз является условием упругого рассеяния на «голом» партоне в системе $P \to \infty$.

Чтобы показать это, мы обратимся к рис. 2 и заметим, что кинематика столкновения, рассматриваемая в системе центра масс:

$$P=(P,\,0,\,0,\,-P),\quad m_e\approx 0,\quad P=\left(P+\frac{M^2}{2P},\,0,\,0,\,P\right),$$

и соотношения $(P-q)^2\approx 0$, $(P+q)^2=2M\nu-Q^2$ ведут к следующим значениям компонентов импульса:

$$q_\mu=\left(\frac{2M\nu-Q^2}{4P},\,\sqrt{Q^2}\,\mathbf{i}_\perp,\,-\frac{2M\nu+Q^2}{4P}\right). \tag{6}$$

Итак, мы удовлетворили условию применимости импульсного приближения и нашли распределение по продольным импульсам партона, которое выражается через определенную обычным образом структурную функцию неупругого e — p-рассеяния:

$$G(x)\equiv\frac{1}{x}\,[\nu W_2]_x=\frac{1}{x}\,F_2(x). \tag{7}$$

Масштабно-инвариантный характер этих структурных функций, найденный экспериментально, подтверждает возможность такого простого описания.

Как мы подчеркивали, значение x не может быть в этом случае произвольным. Иначе нам придется иметь дело с очень медленными партонами в системе $P\to\infty$ или, как это видно в системе покоя протона, с высокоэнергетическими компонентами связанного состояния, для которых импульсное приближение несправедливо. Привлекательность процесса рассеяния электронов состоит в том, что оно позволяет сделать массу виртуальной фотонной линии, такой, какой мы хотим, — либо пространственноподобной в случае рассеяния, либо времениподобной в случае глубоко неупругого процесса аннигиляции

$$e+\bar{e}\to H+\ldots,$$

и, таким образом, исследовать структуру с помощью импульсного приближения и конкретных моделей, пытающихся выявить простые свойства структуры протона.

Однако, когда мы рассматриваем только реальные адроны в начальном и конечном состояниях, у нас нет никаких больших масс, так как $Q^2\to M^2$, а $2M\nu\to s$ — полной энергии столкновения, и, следовательно, доля импульса на партон становится очень малой, т. е. партон становится «мягким». Наше условие применимости импульсного приближения оказывается уже несправедливым, и ценность идеи партонов становится менее определенной. Тем не менее, как предположил Фейнман, мы можем и в этом случае надеяться обнаружить интересные закономерности, изучая $F_2(x)$, когда x стремится к очень малым значениям, и, таким образом, проникнуть в область, которую мы назвали здесь «мягкой». Чтобы увидеть, как эти чисто адронные процессы могут быть описаны на языке партонов, рассмотрим p — p-рассеяние в системе центра масс, в которой происходит столкновение совокупностей партонов, движущихся справа и слева. Как они взаимодействуют? В теории поля взаимодействие должно происходить за счет обмена партонами или составными частями, образующими физическое состояние; в квантовой электродинамике — это голые фотоны и электроны. Не задумываясь над тем, чем являются партоны в адронах, посмотрим, как может осуществляться взаимодействие между A и B (рис. 4). Для этого кроме тех партонов, которые определенно входят либо в A, либо в B, должны существовать некие «неупорядоченные» партоны, которые не относятся ни к правому, ни к левому состоянию и являются мягкими, с $x\sim 1$ *Гэв*/W; для них соотношения (1) и (2) заменяются соотношениями $\tau_{\text{life}} \sim \frac{Px}{M^2} \sim \frac{1}{\text{Гэв}} \sim \tau_{\text{int}}$. Нормальный партон из A с конечным значением x не может перейти в левую совокупность B без «уплаты штрафа» в виде коэффициента $1/s$, что видно прямо из энергетических знаменателей. Это есть цена введения относительного импульса, равного по величине $2P$, в волновую функцию основного состояния, зависящего главным образом от компонентов импульса конечной величины,— такова была рабочая гипотеза (см. рис. 3). Мы можем, следовательно, считать, что эти мягкие партоны, с $x \sim 1$ Гэв$/W$, определяют величины адронных сечений. Для того чтобы получить постоянное полное сечение при высоких энергиях (с точностью до логарифмических коэффициентов), Фейнман предложил зависимость dx/x, т. е. вид спектра тормозного излучения медленных партонов для x, много меньших единицы. В этом случае находим, возводя в квадрат амплитуду испускания или поглощения «мягкого» партона, распространяющегося между двумя сталкивающимися адронами, что полное сечение имеет вид

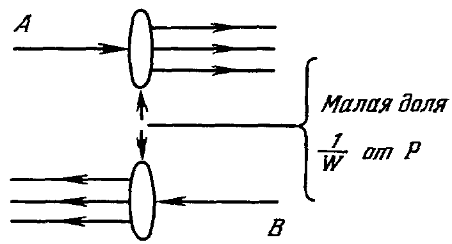

Рис. 4. Адрон-адронное взаимодействие при высоких энергиях, представленное в системе центра масс как обмен «мягкими» партонами.

$$\sigma_{\text{tot}} \sim \left(\int^{c/E_a} \frac{dx_a}{x_a^\alpha}\right)\left(\int^{c/E_b} \frac{dx_b}{x_b^\alpha}\right) \sim (E_aE_b)^{2(\alpha-1)} \sim s^{2(\alpha-1)} \qquad (8)$$

и для $\alpha = 1$ является постоянной с точностью до логарифмических множителей.

Вне зависимости от того, окажется ли гипотеза партонов успешной в качественном и в идейном отношении в области высокоэнергетических адронных процессов, не надо забывать, что в данном случае мы имеем дело с мягкими партонами, например (8). Ранее, в противоположность этому, мы занимались жесткими партонами, которые удовлетворяли критериям импульсного приближения, что было важно, когда мы рассматривали предельную область Бьёркена глубоко неупругого рассеяния.

Представления о партонах могут иметь различную степень успеха и различные недостатки в этих разных областях.

Если мы хотим найти другие процессы, удовлетворяющие тем же самым кинематическим ограничениям (4) и (5), позволяющим перейти к партонной картине импульсного приближения в системе бесконечного импульса, нам надо рассматривать взаимодействия при высоких энергиях s, в которых испускается или поглощается лептонная система с большой массой Q^2 при условии, что отношение Q^2 и s конечно. Мы ограничимся здесь рассмотрением массивных лептонных систем, которые удовлетворительно описываются с помощью теории возмущений по константе электромагнитного или слабого взаимодействий, хотя путем введения дополнительных теоретических предположений можно рассмотреть также массивные адронные системы в тех же, что и выше, кинематических рамках. Два примера укладываются в эти ограничения: это глубоко неупругие нейтринные процессы и процессы аннигиляции электронов и позитронов:

$$\nu + p \to e + \ldots \quad \text{и} \quad e + \bar{e} \to H + \ldots$$

В частности, справедливость приближения жестких партонов и масштабной инвариантности может быть подвергнута критической проверке в экспериментах на встречных электронных пучках, в которых будут изучаться процессы

$$e+\bar{e}\rightarrow H+\ldots \tag{9}$$

в глубоко неупругой области. Такие реакции можно связать соотношениями перекрестной симметрии с процессами глубоко неупругого рассеяния. Предсказания величин сечений аннигиляционных процессов, а также свойства масштабной инвариантности и парциальные сечения для рождения различных адронов, найденные с помощью теории унитарной симметрии, ждут своей экспериментальной проверки. Один из общих результатов — это то, что сечения реакций (9) на встречных пучках должны иметь точно такую же зависимость от энергии, как для точечных частиц с фиксированным значением x, т. е.

$$\frac{d\sigma}{dx}=\frac{4\pi^2\alpha^2}{3Q^2}f(x), \tag{10}$$

где Q^2 — квадрат полной энергии встречных пучков, а $f(x)$ — безразмерная функция масштабной переменной $x=Q^2/2M\nu>1$ для встречных пучков; здесь ν означает полную энергию всех адронов, измеряемую в системе покоя одного из них, стоящего в правой части (9). Таков аналог ν, введенного в (2), в случае рассеяния. Значения $f(x)$ вблизи $x=1^+$ извлечены из данных по рассеянию, т. е. для $x=1^-$, а величина (10) характерным образом превышает на 4 порядка предсказанную по «упругим» двухчастичным реакциям, например по $e\bar{e}\rightarrow p\bar{p}$ при полной энергии встречных пучков, равной 6 *Гэв*, которые в настоящее время строятся или проектируются.

Наконец, имеются другие доступные для измерений процессы, для которых справедливы условия применимости импульсного приближения, именно:

$$\left.\begin{array}{l} p+p, \\ \bar{p}+p\rightarrow(\mu\bar{\mu})+\ldots \quad \text{или} \quad \rightarrow(\mu\nu)+\ldots, \\ \pi+p, \\ \gamma+p, \end{array}\right\} \tag{11}$$

где точки означают все другие адронные каналы, так что (11) являются «инклузивными» («включающими») процессами. При этом Q^2 (масса лептонной пары) должна быть достаточно большой, чтобы отношение Q^2/s было конечным.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969); Proceedings of the Third International Conference on High-Energy Collisions (Stony Brook, 1969), Gordon and Breach, New York, 1969 (краткий отчет см. в Comm. Nucl. Part. Phys. 3, No. 6 (1969)).
2. J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969); SLAC-PUB-571 (1969); Proceedings of the International Conference on Expectations for Particle Reactions at the New Accelerators (Madison, 1970), University of Wisconsin, Madison, 1970.
3. J. D. Bjorken, E. Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969).
4. S. D. Drell, Proceedings of the International Conference on Expectations for Particle Reactions at the New Accelerators (Madison, 1970), University of Wisconsin, Madison, 1970.
5. S. D. Drell, D. J. Levy, T. M. Yan, Phys. Rev. 187, 2159 (1969); D1, 235, 1035 (1970).
6. T. M. Yan, S. D. Drell, Phys. Rev. D1, 2402 (1970).