

**ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЯГКИХ ФОТОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ
ВЕКТОРНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ЯДЕР**

В. К. Гартаковский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Получено общее выражение для дифференциального сечения неупругого рассеяния релятивистских векторных заряженных частиц (дейтронов) в кулоновском поле ядер с излучением мягких фотонов. Рассмотрены предельные случаи и проведено сравнение с сечениями тормозного излучения при рассеянии скалярных и спинорных частиц.

Введение

В 50 - 60-е годы прошлого столетия помимо квантовой электродинамики (КЭД) спинорных заряженных частиц (электронов, позитронов, мюонов) интенсивно развивалась также релятивистская электродинамика частиц со спином нуль, т.е. КЭД скалярных частиц [1]. Определенный вклад в развитие скалярной электродинамики внесли харьковские теоретики А. И. Ахиезер, В. Ф. Алексин, Д. В. Волков [1 - 3]. Скалярная КЭД являлась единственным примером электродинамики частиц со спином, отличающимся от $1/2$, в которой возможно устранение всех встречающихся расходимостей с помощью идеи перенормировки.

Следуя общим тенденциям развития КЭД спинорных и, особенно, скалярных заряженных частиц, казалось можно было бы создавать и КЭД векторных заряженных частиц со спином 1, тем более, что в формализме Даффина - Кеммера [4, 5], обычно используемом в скалярной КЭД, многие общие формулы для матричных элементов переходов для различных процессов с участием частиц со спинами 0 и 1 имеют сходный вид. Однако здесь возникают определенные трудности, которых не было в хорошо развитой КЭД частиц со спином $1/2$. Дело в том, что для массивных частиц, спин которых отличен от $1/2$, размерность пространства представлений, где определены волновые функции частицы, оказывается больше числа независимых ее состояний. С помощью некоторых проекционных операторов нефизические решения можно исключить наложением естественных физических ограничений. Но наличие нефизических (лишних) компонент все же может привести к тому, что гамильтониан электромагнитного взаимодействия будет неэрмитов, а это уже связано с нарушением принципа причинности [6, 7]. Такие затруднения все-таки можно устроить в общем случае [7]. А в частном случае, который мы рассмотрим в настоящей работе, они вообще не возникают. Этот случай по сути сводится к рассмотрению «слаборелятивистских» массивных частиц со

спином 1, когда энергия сталкивающихся частиц (ядер) не превышает ~ 1 ГэВ. Подробнее об этом будет сказано в конце статьи.

Заметим, что за последние годы вышло много журнальных статей, также посвященных рождению фотонов, тормозному излучению в разных системах заряженных, в том числе и сильно-взаимодействующих частиц в различных процессах и, в частности, при рассеянии, так что поднятый в настоящей статье вопрос на эту тему можно считать актуальным. Однако в этих статьях, представляющих свой определенный интерес, исследуются несколько другие важные вопросы и нигде в них не поднимается вопрос о зависимости сечений тормозного излучения от спина падающей релятивистской заряженной частицы, а также не исследован еще вопрос в рамках КЭД о тормозном излучении релятивистских заряженных векторных (со спином 1) частиц (например, дейтронов) в кулоновском поле ядер. Это последнее делается в настоящей работе, что является ее основной целью. Кроме того, в ней устанавливаются пределы применимости полученных соответствующих формул в рамках классической КЭД, чего мы не нашли в работах других авторов, где рассматривается тормозное излучение, но совсем по другим поводам.

Тем не менее мы сначала упомянем ряд интересных современных работ, в которых в той или иной степени затрагиваются вопросы по тормозному излучению [8 - 15], чтобы лучше была понятна специфика настоящей статьи.

В работе [8] рассматривается рождение фотонов при столкновениях протонов с ядрами при высоких энергиях и рассчитывается соответствующее сечение при некоторых предположениях. При этом диаграммы тормозного излучения, связанные с сильным взаимодействием, становятся доминирующими по сравнению с фотонными диаграммами и отмечается, в частности, чувствительность результатов к эффектам глюонного насыщения в ядрах.

В [9] рассматривается рождение фотонов в неравновесной кварк-глюонной плазме, которая

образуется при столкновениях тяжелых ионов (ядер) высокой энергии. Здесь, как и в [8], безусловно будут «замешаны» как электромагнитные, так и сильные взаимодействия. Мы же в нашей работе ограничим себя такими условиями, когда будут играть роль только электромагнитные взаимодействия и когда справедливы будут формулы КЭД хотя бы для рассматриваемого в работе случая.

В [10] изучается образование кварк-антикварковых пар при высоких энергиях столкновения протонов с ядрами, когда играют роль и сильные (прежде всего), и электромагнитные взаимодействия.

В теоретической работе [11] исследуется процесс тормозного излучения при столкновении высокоэнергетических электронов с тяжелыми атомами и вычисляется соответствующее сечение. При этом используются квазиклассические электронная функция Грина и волновые функции во внешнем электромагнитном поле. (Это уже несколько ближе по тематике к нашей работе.) Показано, что кулоновские поправки к дифференциальному сечению весьма чувствительны к экранированию. Но кулоновские поправки к сечению, просуммированные по конечным электронным состояниям, уже не зависят от экранировки атомных электронов. Рассмотрено также тормозное излучение электронного пучка конечных размеров в поле тяжелых ядер и получены формулы для соответствующих сечений. Подобный метод был использован ранее при исследовании процессов фоторождения при высоких энергиях [12]. Здесь применялись традиционные методы КЭД, как в работах [11] и [13].

В [14] исследуется интересное явление электромагнитного излучения, генерируемого столкновениями частиц, имеющих сложную внутреннюю деформированную структуру из положительно и отрицательно заряженных субобъектов. Такая деформация одной или обоих сталкивающихся сложных частиц индуцирует мультипольные, главным образом дипольные, электрические моменты, которые и являются источниками в определенной степени «искаженного» излучения. Соответствующее тормозное излучение, в частности атомное излучение, обладает некоторыми необычными свойствами, что и обсуждается в статье [14].

В нерелятивистской по содержанию работе [15] изучалось тормозное излучение туннелирующей заряженной частицы при зависящем от времени состоянии. В частности, исследовалось тормозное излучение во время протекания α -распада нестабильных ядер и показаны отклонения строгих численных результатов от квази-

классических оценок. Стандартное допущение об образовании α -частицы внутри материнского ядра обычно приводит к большим по величине колебаниям в направлениях тормозной эмиссии. Эти направления вылета α -частиц соответствуют квантовым колебаниям внутренней части волновой функции во время туннелирования, что является, по-видимому, результатом интерференции соседних резонансов в открытой потенциальной яме. Вопрос – в какой момент происходит при этом тормозное излучение – остается, однако, до некоторой степени открытым. Но эта тема уже довольно далека от рассматриваемых в настоящей работе фундаментальных вопросов.

Прежде чем исследовать тормозное излучение при рассеянии векторных заряженных частиц (дейтронов) в кулоновском поле ядер с учетом релятивистских эффектов (поправок), остановимся сначала коротко на упругом рассеянии векторных частиц, поскольку, как будет видно далее, сечение тормозного излучения представляется в виде произведения сечения упругого рассеяния частицы и вероятности излучения ею фотона [1, 16].

Упругое рассеяние

Вопросы, затронутые во введении, связаны с исследованиями взаимодействий пучков дейтронов различных энергий с атомными ядрами, в том числе ведущимися и запланированными в ИЯИ НАН Украины в Киеве. Дейтрон имеет спин 1 и при энергиях уже в несколько сот мегаэлектрон-вольт сечение его рассеяния на различных ядрах может существенно зависеть от величины спина дейтрона.

Остановимся сначала коротко на упругом рассеянии дейтронов в кулоновском поле ядер с нулевыми значениями спинов, – это четно-четные ядра, которых примерно столько же, сколько и сложных нечетных (по числу нуклонов) ядер. Будем считать, что параметр соударения превышает радиус ядерного взаимодействия дейтронов с ядром мишени (т.е. он больше суммы их радиусов), что ведет к взаимодействию дейтрона лишь с кулоновским полем ядра и к малым углам рассеяния дейтронов. В этом случае сравнительно больших расстояний между дейтроном и ядром ядерное взаимодействие между ними не будет подключаться, и сталкивающиеся ядра можно считать точечными. Если все же необходимо будет учесть их структуру, то это можно будет сделать феноменологически, введя ядерные структурные форм-факторы [1, 17].

Если падающий (точечный) дейтрон является релятивистским, то дифференциальное сечение

его упругого рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ кулоновским полем тяжелого точечного ядра с нулевым спином будет отличаться от резерфордовского сечения $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ множителем, заметно превышающем единицу [18, 19]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \left(1 + \frac{\bar{p}^4}{\varepsilon^4} \cdot \frac{\varepsilon^2}{m^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{6} \right),$$

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{(\alpha z Z)^2}{4\bar{p}^2 v^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (1)$$

где \bar{p} , ε , v и θ – импульс, энергия, скорость и угол рассеяния дейтрона соответственно, m – его масса; $\alpha = e^2$ – постоянная тонкой структуры ($\hbar = c = 1$); e – заряд протона, ze и Ze – заряды падающей частицы (для дейтрона $z = 1$) и ядра мишени. Напомним, что при рассеянии релятивистского протона с импульсом \bar{p}_p и энергией ε_p в кулоновском поле точечного ядра подоб-

ный множитель $\left(1 - \frac{\bar{p}_p^2}{\varepsilon_p^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$, связанный со спином $1/2$, будет всегда меньше единицы.

Если бы в природе существовало только электромагнитное взаимодействие (см. заключительные замечания), то для рассеяния ультрарелятивистских дейтронов ($\varepsilon \gg m$) отношение

сечений $\frac{d\sigma}{d\sigma_R}$ могло бы стать, согласно спино-

вому множителю в формуле (1), значительно больше единицы даже для малых углов рассеяния. Формула (1) будет справедлива по крайней мере для дейтронных энергий ≤ 1 ГэВ, когда дейтрон и ядро-мишень обмениваются при взаимодействии только фотоном. Заметим, что если подключается и сильное (ядерное) взаимодействие (при уменьшении параметра столкновения), то при релятивистских энергиях будет оставаться заметная зависимость сечения от спина дейтрона, хотя здесь нужно будет при выводе формул для сечений выходить за рамки КЭД.

Более сложная зависимость сечений от спина обнаруживается при рассеянии векторных заряженных частиц на ядрах с отличным от нуля спином. Приведем полученную нами в рамках КЭД в системе центра инерции сечение упругого рассеяния векторной заряженной частицы (дейтрона) кулоновским полем точечного ядра-мишени, но отличного от дейтрона, со спином 1

при «слаборелятивистских» энергиях (≤ 1 ГэВ), когда фактически учитываются лишь релятивистские поправки:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \left[1 + \bar{p}_0^2 \left(\frac{2}{m^2} + \frac{2}{M^2} - \frac{1}{mM} \right) \right] \times$$

$$\times \left[1 - \bar{p}_0^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_0^2} + \frac{1}{E_0^2} - \frac{1 + \cos \theta}{\varepsilon_0 E_0} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь m и M – массы дейтрона и ядра-мишени, $\varepsilon_0 = \sqrt{m^2 + \bar{p}_0^2}$ и $E_0 = \sqrt{M^2 + \bar{p}_0^2}$ – полные энергии сталкивающихся ядер. Из формулы (2) видно, что даже в используемом приближении заметно отклонение энергетической и угловой зависимостей от соответствующих резерфордовских.

Если же сталкиваются два релятивистских дейтрона, то необходимо учитывать их тождественность как двух одинаковых бозонов. Соответствующее выражение для сечения упругого рассеяния дейтрона на дейтроне в рамках КЭД в общем виде было получено нами в [19].

Известно, что кроме дейтронов спин 1 имеют в основном состоянии и другие нечетно-нечетные стабильные ядра, как ^{14}N , а также нестабильные долгоживущие ядра, как, например, ядра ^{12}B , ^{12}N , с временем жизни $\sim 0,01$ с. Такие нестабильные ядра можно использовать в падающих пучках. Но долгоживущих элементарных массивных векторных частиц в природе не обнаружено.

Вероятность тормозного излучения мягких фотонов

Тормозное излучение электронов при их рассеянии в кулоновском поле атомных ядер довольно хорошо изучено в рамках КЭД [1, 20, 21]. Однако рассеяние релятивистских заряженных массивных частиц со спином 1 на ядрах с излучением тормозных фотонов практически не исследовано в КЭД (см. еще заключительные замечания и выводы). Как будет видно, в частности из результатов и настоящей работы, поведение вероятности тормозного излучения и сечения всего процесса тормозного излучения, как и сечения упругого рассеяния, может существенно зависеть от спина рассеиваемой на ядре заряженной частицы.

Здесь на основе КЭД будет получена общая формула для дифференциального сечения рассеяния векторных заряженных частиц в кулоновском поле бесспиновых ядер, сопровождающегося излучением мягких (длинноволновых)

тормозных фотонов, величина импульсов которых \vec{k} значительно меньше импульсов падающих \vec{p}_1 и рассеянных \vec{p}_2 векторных частиц. Заметим, что такое излучение всегда имеет место при рассеянии (в том числе и упругом) одних заряженных частиц в кулоновском поле других частиц (ядер). Это сечение будет включать в себя, как множитель, и вероятность излучения фотонов, о которой сделаем здесь только одно замечание для очень малых значений частот (энергий) ω образующихся фотонов.

Вероятность тормозного излучения при малых энергиях будет обратно пропорциональна частоте ω излучаемого фотона, поэтому полная (интегральная) вероятность излучения будет логарифмически расходиться при $\omega \rightarrow 0$ (инфракрасная катастрофа), что в общем-то связано с необоснованностью использования теории возмущений при $\omega \rightarrow 0$ (ведь вероятность при этом стремилась бы к бесконечности). Однако, как показано, например, в [1], вероятность излучения фотонов, энергия которых неопредельно мала, может определяться и при этом с использованием обычной теории возмущений. Но полученную таким образом формулу для вероятности необходимо трактовать не как вероятность излучения одного фотона, а как вероятность w испускания произвольного (очень большого) числа мягких фотонов с частотами $\omega \rightarrow 0$. При этом в действительности для вероятности w излучения одного фотона $\lim_{\omega \rightarrow 0} w = 0$.

В дальнейшем используются обозначения и метрика монографии [1].

Сечение тормозного излучения

Учитывая внешнее электромагнитное поле безспинового ядра, действующее на падающую векторную частицу с зарядом ze , методами теории возмущений нахождение вероятности тормозного излучения сводится, как известно из КЭД [1, 20, 21], к вычислению элемента матрицы рассеяния второго порядка $S^{(2)}$. Такому процессу (в низшем порядке теории возмущений) соответствует две диаграммы Фейнмана, каждая с двумя внешними фотонными линиями, одна из которых относится к излученному фотону с 4-импульсом $k(\vec{k}, i\omega)$ и 4-поляризацией s , а вторая – q -компоненте Фурье внешнего поля с 4-потенциалом $A_\mu^{(e)}(q)$, зависящим от 4-импульса $q(\vec{q}, iq_0)$. Тогда, согласно общим правилам КЭД, матричный элемент для процесса тормозного излучения векторной заряженной частицы может быть записан в виде

$$S_{i \rightarrow f}^{(2)} = -\frac{iz^2 e^2}{\sqrt{2\omega}} \bar{\psi}(p_2) \times \\ \times \left\{ \hat{s} \frac{i(\hat{p}_2 + \hat{k})i(\hat{p}_2 + \hat{k} + im) + m^2 \kappa_1}{m^3 \kappa_1} \hat{A}^{(e)}(q) + \right. \\ \left. + \hat{A}^{(e)}(q) \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k})i(\hat{p}_1 - \hat{k} + im) + m^2 \kappa_2}{m^3 \kappa_2} \hat{s} \right\} \times \\ \times \psi(p_1), \quad (3)$$

где $p_1(\vec{p}_1, i\varepsilon_1)$ и $p_2(\vec{p}_2, i\varepsilon_2)$ есть 4-импульсы рассеиваемой частицы с массой m в начальном и конечном состояниях; $\psi(p_1)$ и $\psi(p_2)$ – соответствующие им 10-компонентные амплитуды волновых функций; $m^2 \kappa_1 = 2p_2 k$, $m^2 \kappa_2 = -2p_1 k$, $q = p_2 - p_1 + k$ ($-q$ есть 4-импульс, получаемый ядром). Здесь введены еще обозначения $\hat{k} = k_\mu \beta_\mu \equiv \sum_{\mu=1}^4 k_\mu \beta_\mu$ и аналогично для других 4-векторов, где β_μ – десятирядные матрицы Даффина - Кеммера [1, 4, 5], являющиеся аналогами четырехрядных γ_μ -матриц Дирака, которые вводятся для спинорных частиц.

Считая внешнее кулоновское поле покоящегося ядра мишени статическим, отличной от нуля будет только четвертая компонента 4-вектора поля $A_\mu^{(e)}(q)$, а именно $A_4^{(e)}(q) = iA_0^{(e)}(\vec{q}) = i\frac{Ze}{\vec{q}^2}$, где Ze есть заряд ядра. Для дифференциального сечения тормозного излучения будем тогда иметь

$$d^5 \sigma_1 = \frac{z^4 e^4}{24m^2 \omega} \cdot \frac{Z^2 e^2}{\vec{q}^4} \cdot \frac{|\vec{p}_2|}{|\vec{p}_1|} SpF \frac{\omega^2 d\omega d\omega_k d\omega_2}{(2\pi)^5}, \quad (4)$$

где $d\omega_k$ и $d\omega_2$ – элементы телесных углов, в которых лежат импульсы \vec{k} и \vec{p}_2 , а величина F , согласно формуле (3), принимает в использованном приближении мягких тормозных фотонов ($|\vec{k}| = \omega \ll |\vec{p}_1|, |\vec{p}_2|$) такой вид:

$$F = Q i \hat{p}_1 (i \hat{p}_1 - m) \bar{Q} i \hat{p}_2 (i \hat{p}_2 - m), \quad (5) \\ Q = \hat{s} \frac{i \hat{p}_2 (i \hat{p}_2 - m)}{m^3 \kappa_1} \beta_4 + \beta_4 \frac{i \hat{p}_1 (i \hat{p}_1 - m)}{m^3 \kappa_2} \hat{s}, \\ \bar{Q} = (2\beta_4^2 - 1) Q^+ (2\beta_4^2 - 1). \quad (6)$$

Так как $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 + \omega$, то при $\omega \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2$ можно считать $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$. В знаменателях в формулах

(4) и (6) мы, однако, во избежание расходимостей считаем $\omega \neq 0$. Множитель $\frac{Z^2 e^2}{\bar{q}^4}$ в формуле (4) пропорционален резерфордскому сечению $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$.

Когда $\omega \ll \varepsilon$, $|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$ и длина волны фотона значительно превосходит классический радиус рассеиваемой заряженной частицы $\frac{z^2 e^2}{m}$, то, как известно [1, 16, 21], движение частицы в кулоновском поле ядра можно считать заданным и при выводе сечения тормозного излучения вообще можно пользоваться классической электродинамикой. Это относится в значительной мере и к нашему случаю, где почти везде движение частицы можно считать квазиклассическим. Однако мы используем квантовомеханическое рассмотрение, чем несколько увеличиваем область применимости полученных конечных формул для сечений.

При взятии шпуров от суммы произведений β_μ -матриц Даффина - Кеммера в формулах (4) - (6) можно воспользоваться приемами, описанными, например, в работах [19, 22]. Но поскольку в формулах (5) и (6) встречаются произведения, содержащие иногда больше 10 β_μ -матриц-сомножителей, то рациональнее преобразовать их еще до взятия шпуров, используя непосредственно соотношения, которым удовлетворяют β_μ -матрицы:

$$\beta_\mu \beta_\nu \beta_\lambda + \beta_\lambda \beta_\nu \beta_\mu = \delta_{\mu\nu} \beta_\lambda + \delta_{\lambda\nu} \beta_\mu, \quad (7)$$

$$\mu, \nu, \lambda = 1, 2, 3, 4.$$

Тогда можно существенно упростить выражения, стоящие под шпурами, понизив число β_μ -матриц во всех произведениях, встречающихся в формулах (4) - (6):

$$\hat{p}^3 = -m^2 \hat{p}, \quad \hat{p} \hat{s} \hat{p} = (sp) \hat{p}, \quad \beta_4 \hat{p} \beta_4 = i\varepsilon \beta_4, \quad (8)$$

$$\hat{p}^2 \hat{s} \hat{p}^2 = -m^2 (sp) \hat{p},$$

где p это или $p_1(\vec{p}_1, i\varepsilon)$, или $p_2(\vec{p}_2, i\varepsilon)$. С использованием формулы (8) сразу получаем для встречающихся, например, наиболее сложных шпуров такие выражения:

$$Sp(\hat{s} \hat{p}_2^2 \beta_4 \hat{p}_1^2 \beta_4 \hat{p}_2^2 \hat{s} \hat{p}_2^2) =$$

$$= -m^2 (sp_2)^2 Sp(\hat{p}_2^2 \beta_4 \hat{p}_1^2 \beta_4) =$$

$$-2m^2 (sp_2)^2 [\varepsilon^4 + m^2 \varepsilon^2 + m^4 - (\vec{p}_1 \vec{p}_2)^2], \quad (9)$$

$$Sp(\hat{s} \hat{p}_2^2 \beta_4 \hat{p}_1 \beta_4 \hat{p}_2 \hat{s} \hat{p}_2^2) =$$

$$= -im^2 \varepsilon (sp_2)^2 Sp(\hat{p}_2 \beta_4) = 6m^2 \varepsilon^2 (sp_2)^2, \quad (10)$$

где мы еще использовали инвариантность шпуров при циклической перестановке стоящих под ними матриц.

Окончательное выражение для дифференциального сечения тормозного излучения мягких фотонов при рассеянии векторной заряженной частицы в кулоновском поле ядра приобретает вид

$$\frac{d^5 \sigma_1}{d\omega d\omega_k d\omega_2} = \frac{2z^4 Z^2 \alpha^3 \omega}{3\pi^2 m^2 \bar{q}^4} \left[\bar{s} \left(\frac{\vec{p}_2}{m^2 \kappa_1} + \frac{\vec{p}_1}{m^2 \kappa_2} \right) \right]^2 \times$$

$$\times [\varepsilon^4 + 4m^2 \varepsilon^2 + m^4 - (\vec{p}_1 \vec{p}_2)^2], \quad (11)$$

где $(\vec{p}_1 \vec{p}_2) = |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta$, а θ есть угол рассеяния векторной частицы. Общие формулы (4) и (11) справедливы для слаборелятивистских падающих векторных заряженных частиц, так как учитывается при их выводе только электромагнитное взаимодействие.

Частные случаи

В нерелятивистском приближении ($\varepsilon \rightarrow m$; $|\vec{p}_1|, |\vec{p}_2| \ll m$) будем иметь $m^2 \kappa_1 \rightarrow -2\omega m$, $m^2 \kappa_2 \rightarrow 2\omega m$, и формула (11) сводится в этом случае к такому предельному выражению [16]:

$$\frac{d^5 \sigma_1^n}{d\omega d\omega_k d\omega_2} = \frac{z^4 Z^2 \alpha^3}{\pi^2 \omega \bar{q}^4} [\bar{s} (\vec{p}_1 - \vec{p}_1)]^2, \quad (12)$$

которое не зависит от спина падающей частицы. А в ультрарелятивистском пределе ($\varepsilon \gg m$) получаем

$$\frac{d^5 \sigma_1^u}{d\omega d\omega_k d\omega_2} = \frac{2z^4 Z^2 \alpha^3 \omega}{3\pi^2 m^2 \bar{q}^4} \times$$

$$\times \left[\bar{s} \left(\frac{\vec{p}_2}{m^2 \kappa_1} + \frac{\vec{p}_1}{m^2 \kappa_2} \right) \right]^2 \varepsilon^4 \sin^2 \theta. \quad (13)$$

Такое сечение можно было бы наблюдать, если бы в природе существовало только электромагнитное поле.

Если образующиеся тормозные фотоны неполяризованы, то сечения надо усреднить по поляризации фотонов. При этом множитель

$\left[\bar{s} \left(\frac{\vec{p}_2}{m^2 \kappa_1} + \frac{\vec{p}_1}{m^2 \kappa_2} \right) \right]^2$ в формулах (11) и (13) заменяется на величину

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\vec{p}_2}{m^2 \kappa_1} + \frac{\vec{p}_1}{m^2 \kappa_2} \right)^2 - \left(\frac{\vec{k} \vec{p}_2}{\omega m^2 \kappa_1} + \frac{\vec{k} \vec{p}_1}{\omega m^2 \kappa_2} \right)^2 \equiv \\ & \equiv \left[\frac{\vec{k}}{\omega} \times \left(\frac{\vec{p}_2}{m^2 \kappa_1} + \frac{\vec{p}_1}{m^2 \kappa_2} \right) \right]^2 \approx \frac{4\varepsilon^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{m^4 |\kappa_1 \kappa_2|}, \end{aligned} \quad (14)$$

а множитель $[\bar{s}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)]^2$ в (12) заменяется на величину

$$\begin{aligned} & (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 - \left[\frac{\vec{k}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)}{\omega} \right]^2 \equiv \\ & \equiv \left[\frac{\vec{k}}{\omega} \times (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \right]^2 \approx 4\varepsilon^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Сравнение с рассеянием скалярных и спинорных частиц

Представляет интерес сравнить полученные зависимости (11) - (13) с соответствующими сечениями $\frac{d^5 \sigma_0}{d\omega d\theta_k d\theta_2}$ и $\frac{d^5 \sigma_{1/2}}{d\omega d\theta_k d\theta_2}$ тормозного излучения скалярной и спинорной заряженных частиц в кулоновском поле ядра [1, 21, 23]. Приведем отношения сечения (11) к упомянутым сечениям мягкого тормозного излучения, считая для упрощения одинаковыми массы и заряды частиц и что $|\vec{p}_2| \approx |\vec{p}_1|$ при $\omega \ll |\vec{p}_1|$

$$\frac{d^5 \sigma_1}{d^5 \sigma_0} = \frac{\varepsilon^4 + 4m^2 \varepsilon^2 + m^4 - \vec{p}_1^4 \cos^2 \theta}{6m^2 \varepsilon^2}, \quad (16)$$

$$\frac{d^5 \sigma_1}{d^5 \sigma_{1/2}} = \frac{\varepsilon^4 + 4m^2 \varepsilon^2 + m^4 - \vec{p}_1^4 \cos^2 \theta}{6m^2 \left(\varepsilon^2 - \vec{p}_1^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)}. \quad (17)$$

Видно, что даже в слабoreлятивистской области энергетические и угловые зависимости сечений могут быть существенно различными для падающих частиц с разными спинами.

В абстрактно ультрарелятивистском (если бы КЭД была здесь справедлива) пределе ($\varepsilon \gg m$) такие отношения сечений будут иметь вид

$$\frac{d^5 \sigma_1^u}{d^5 \sigma_0^u} = \frac{\varepsilon^2}{6m^2} \sin^2 \theta, \quad (18)$$

$$\frac{d^5 \sigma_1^u}{d^5 \sigma_{1/2}^u} = \frac{\varepsilon^2}{3m^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}. \quad (19)$$

Здесь обращает на себя внимание сильное увеличение (при не очень малых углах рассеяния) сечения тормозного излучения векторной частицы по сравнению с соответствующими сечениями при рассеянии скалярной и спинорной частиц (ведь $\varepsilon \gg m$!).

В нерелятивистском пределе ($\varepsilon \rightarrow m$) имеем

$$\frac{d^5 \sigma_1^n}{d^5 \sigma_0^n} = \frac{d^5 \sigma_1^n}{d^5 \sigma_{1/2}^n} = 1, \quad (20)$$

т.е. сечения тормозного излучения не зависят в этом случае от спина рассеиваемой частицы, как и должно быть.

Заключительные замечания

Обсуждая поведение сечений упругого рассеяния и тормозного излучения релятивистских векторных заряженных частиц в кулоновском поле ядер, в статье делалось ограничение на значения энергии падающих массивных векторных частиц (дейтронов) величиной порядка (или несколько меньшей) их собственной энергии ~ 1 ГэВ, когда частицы являются слабoreлятивистскими. Это связано с тем, что при таких энергиях взаимодействие можно еще описывать диаграммой Фейнмана с обменом фотоном, т.е. находиться в рамках перенормируемой теории, какой является КЭД.

С увеличением же энергии массивных векторных частиц, особенно находясь в ультрарелятивистской области, действительная картина взаимодействий становится весьма сложной, так как здесь уже будет участвовать не только электромагнитное взаимодействие. С точки зрения «высокой теории» изучаемые в конце 60-х годов процессы в КЭД с массивными векторными частицами до «эры стандартной модели» еще представляли интерес для любых энергий при исследовании вопроса о перенормируемости теории с такими частицами.

Приблизительно до 70 - 80-х годов прошлого столетия, т.е. до появления стандартной модели в теории элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий, считалось, что все формулы КЭД справедливы для всех энергий фотонов и заряженных частиц, в том числе и ультрарелятивистских. Однако в конце XX ст. стало ясно и было доказано экспериментально, что при высоких энергиях все взаимодействия природы взаимно связаны. Например, высокоэнергетический фотон (реальный или виртуальный) при энерги-

ях ~ 1 ГэВ может с заметной вероятностью превратиться в другой бозон, а именно уже в сильновзаимодействующую частицу со спином 1 и отрицательной четностью – в нейтральный по всем зарядам псевдовекторный ρ -мезон (с массой ~ 780 МэВ), имеющий, как и фотон, отрицательную зарядовую четность (это один из случаев так называемого явления векторной доминантности). То есть теперь нельзя уже считать, что при таких энергиях строго справедливы формулы КЭД, особенно в ультррелятивистской области.

Это относится и к нашему случаю тормозного излучения такой векторной частицы, как, например, дейтрон в кулоновском поле ядра. И полученные в настоящей работе формулы в рамках КЭД для дейтронов будут справедливы лишь при низких и «слаборелятивистских» энергиях (≤ 1 ГэВ), когда при взаимодействии между дейтроном и ядром мишени будет происходить обмен только фотоном. При этом в случае «слаборелятивистских» дейтронов будет сказываться зависимость результатов от величины спина падающей частицы.

Л. Д. Фаддеевым, В. Н. Поповым, Е. С. Фрадким и И. В. Тютиным было показано, что чистая теория Янга - Миллса с безмассовыми частицами может быть перенормируема. Однако массы частиц в такую теорию вводили искусственно («руками»). Но через некоторое время положение было исправлено [24].

В работах [24, 25] и других было показано, что гладкого перехода по массе векторных частиц не происходит и для произвольных векторных частиц амплитуда рассеяния ведет себя как четвертая степень энергии. В этих случаях амплитуды нарушают унитарность и поэтому такие теории перенормируемы. Векторные частицы могут приобретать конечную по величине массу за счет (гипотетического пока) эффекта Хиггса [26, 27]. И тогда дополнительная диаграмма с обменом хиггсовским бозоном восстанавливает унитарность, как показано, в частности, в работах [28, 29].

Чтобы не связывать себя с «высокими», но в чем-то гипотетическими теориями, в данной статье и введено ограничение на энергию падающих массивных векторных частиц (≤ 1 ГэВ), когда частицы (ядра) могут быть слаборелятивистскими. Нам необходимы более или менее надежные общие формулы для сечений, чтобы описывать эксперименты по упругому рассеянию и тормозному излучению дейтронов и других ядер со спином 1 в кулоновском поле ядер при энергиях в сотни мегаэлектрон-вольт.

Бытует еще мнение, что «механические» вычисления «древесных» (безпетлевых) сечений «вручную» уже теряют смысл, так как существует компьютерная программа comNEP, с помощью которой можно вычислять сечения практически любых процессов в древесном приближении в любой теории. Но этим пока, однако, не многие пользуются.

Выводы

1. Впервые в рамках КЭД получена в явном виде общая формула для дифференциального сечения мягкого тормозного излучения релятивистских векторных заряженных частиц в кулоновском поле атомных ядер, а также рассмотрены ее частные случаи. (Подобные формулы в случае рассеяния релятивистских скалярных и спинорных заряженных частиц были получены еще в середине прошлого века.)

2. Впервые также в явном виде показано, что угловые и энергетические распределения продуктов процесса неупругого рассеяния релятивистских векторных заряженных частиц ядрами с излучением мягких фотонов сильно отличаются (при сравнении) от соответствующих распределений при рассеянии скалярных и спинорных частиц с такими же по величине массами и зарядами, как у векторных частиц.

3. Установлены пределы применимости формул КЭД, описывающих тормозное излучение, которые справедливы, например, для падающих дейтронов, если их кинетическая энергия не превышает приблизительно 1 ГэВ.

4. Полученные формулы можно использовать, таким образом, для описания мягкого тормозного излучения при рассеянии на ядрах, например дейтронов, пучки которых получают с энергиями в десятки и сотни мегаэлектрон-вольт, например в изохронных циклотронах как в ИЯИ НАН Украины в Киеве, так и в других ускорителях. Эти энергии дейтронов как раз соответствуют области применимости полученных в настоящей работе формул для сечения тормозного излучения, так как при сформулированных в работе условиях еще не будут подключаться сильные взаимодействия и будут справедливы соответствующие формулы КЭД.

Автор искренне благодарен А. И. Ахизеру, предложившему еще много лет назад выполнить данную работу, и В. В. Давидовскому за помощь при компьютерном поиске современных статей, касающихся процессов тормозного излучения.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. - М.: Физматгиз, 1959; Наука, 1969; Наука, 1981.
2. *Ахиезер А.И., Алексин В.Ф., Волков Д.В.* О некоторых эффектах, обусловленных взаимодействием электромагнитного поля с вакуумом скалярных заряженных частиц // ДАН СССР. - 1955. - Т. 104. - С. 830.
3. *Алексин В.Ф.* Применение S-матрицы к вычислению некоторых эффектов скалярной квантовой электродинамики // Тр. физ.-мат. ф-та ХГУ. - 1958. - Т. 7. - С. 97.
4. *Duffin R.J.* On the characteristic matrices of covariant systems // Phys. Rev. - 1938. - Vol. 54. - P. 1114.
5. *Kemmer N.* The particle aspect of meson theory // Proc. Roy. Soc. - 1939. - Vol. 173A. - P. 91.
6. *Velo G., Zwanziger D.* Noncausality and other effects of interaction lagrangians for particles with spin one and higher // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 188, No. 5. - P. 2218.
7. *Богущ А.А.* Введение в полевую теорию элементарных частиц. - Минск: Наука и техника, 1981.
8. *Gelis F., Jalilian-Marian J.* Photon production in high energy proton-nucleus collisions // Phys. Rev. - 2002. - Vol. D 66, 014021. [arXiv: hep-ph/0205037 V1 3 May 2002].
9. *Gelis F., Niemi H., Ruuskanen P.V. et al.* Photon production from non-equilibrium QGP in heavy ion collisions // Journ. Phys. - 2004. - Vol. G 30, S1031. [arXiv: nucl-th/0403040 V1 15 Mar 2004].
10. *Blaizot J.-P., Gelis F., Venugopalan R.* High energy pA collisions in the color glass condensate approach II. Quark production // Nucl. Phys. - 2004. - Vol. A 743. - P. 57. [arXiv: hep-ph/0402257 V1 24 Feb 2004].
11. *Lee R.N., Milstein A.I., Strakhovenko V.M. et al.* Coulomb corrections to bremsstrahlung in electric field of heavy atom at high energies // ЖЭТФ. - 2005. - Т. 127. - С. 5.
12. *Lee R.N., Milstein A.I., Strakhovenko V.M.* High-energy expansion of Coulomb corrections to the e^+e^- photoproduction cross section (11 pages) // Phys. Rev. - 2004. - Vol. C 69, 022708.
13. *Olsen H.A.* Differential bremsstrahlung and pair production cross sections at high energies // Phys. Rev. - 2003. - Vol. D 68, 033008.
14. *Amusia M.Ya.* "Atomic Bremsstrahlung": Retrospectives, current status and perspectives // Radiation Physics and Chemistry. - 2006. - Vol. 75, No. 10. - P. 1232.
15. *Bertulani C.A., de Paula D.T., Zelevinsky V.G.* Bremsstrahlung radiation by a tunneling particle: A time-dependent description // Phys. Rev. C. - 1999. - Vol. C 60, 031602.
16. *Ахиезер А.И.* Атомная физика. - К.: Наук. думка, 1988.
17. *Ахиезер А.И., Ситенко А.Г., Тартаковский В.К.* Электродинамика ядер. - К.: Наук. думка, 1989.
18. *Тартаковский В.К., Чередниченко В.А.* Упругое рассеяние векторных заряженных частиц в кулоновском поле ядра // Изв. вузов СССР. Физика. - 1991. - № 11. - С. 126.
19. *Тартаковский В.К., Чередниченко В.А.* Рассеяние заряженной векторной частицы тождественной векторной частицей // ЯФ. - 1996. - Т. 59, № 1. - С. 128.
20. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. - М.: Изд. ИЛ, 1956.
21. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980.
22. *Тартаковский В.К.* Принцип Гюйгенса для векторных волн и дифракционное рассеяние частиц со спином 1 // Вестн. Киев. ун-та. - 1977. - Вып. 18. - С. 71.
23. *Хелзен Ф., Мартин А.* Кварки и лептоны. - М.: Мир, 1987.
24. *т'Хоофт Г.* Калибровочные теории сил между элементарными частицами // УФН. - 1981. - Т. 135. - С. 479.
25. *Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Новиков В.А., Шифман М.А.* Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс // ЭЧАЯ. - 1982. - Т. 13. - С. 542.
26. *Higgs P.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. B. - 1964. - Vol. 12. - P. 132.
27. *Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А.* Хиггсовские частицы // УФН. - 1980. - Т. 131. - С. 537.
28. *Quigg Ch., Rosner J.L.* Quantum mechanics with applications to quarkonium // Phys. Rep. - 1979. - Vol. 56. - P. 167.
29. *Quigg Ch.* Elementary particles and forces // Sci. Am. - 1985. - Vol. 252. - P. 64.

**ГАЛЬМОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ М'ЯКИХ ФОТОНІВ ПРИ РОЗСІЯННІ
ВЕКТОРНИХ ЧАСТИНОК У ПОЛІ ЯДЕР**

В. К. Тартаковський

Одержано загальний вираз для диференціального перерізу непружного розсіяння релятивістських векторних заряджених частинок (дейтронів) у кулонівському полі ядер із випромінюванням м'яких фотонів. Розглянуто граничні випадки та здійснено порівняння з перерізами гальмового випромінювання при розсіянні скалярних і спінових частинок.

**THE SOFT-PHOTON BREMSSTRAHLUNG IN SCATTERING
OF VECTOR PARTICLES IN THE FIELD OF NUCLEI****V. K. Tartakovsky**

General expression for the differential cross-section of the inelastic scattering of the relativistic charged vector particles (deuterons) in the Coulomb field of nuclei accompanied by the soft-photon radiation is obtained. Limiting cases are considered, and comparison with the cross-sections for bremsstrahlung in scattering of scalar and spinor particles is made.

Поступила в редакцию 02.10.07,
после доработки – 21.12.07.