СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 9903

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАССЕЯНИИ "ВПЕРЕД"

1976

P4 - 9903

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАССЕЯНИИ "ВПЕРЕД"

§1. Введение. Общие формулы

В работе [1] были рассмотрены свойства мягкого тормозного излучения, сопровождающего упругое рассеяние в области перекрывающихся резонансов. В настоящей статье речь пойдет о некоторых особенностях этого излучения, возникающих при рассеянии “вперед“.

Как и в [1], будем считать, что энергия γ-кванта и суммарная энергия рассеивающихся частиц в системе центра инерции E связаны условием

$$\epsilon/E \ll 1. \qquad /1/$$

Пусть далее

$$\epsilon R/\hbar c \ll 1, \quad \epsilon\tau/\hbar \ll 1, \qquad /2/$$

где R - характерный размер области взаимодействия рассеивающихся частиц, а τ - характерная длительность столкновения. Тогда для эффективного сечения тормозного излучения, сопровождающего упругое рассеяние на произвольный угол θ, справедливо соотношение [2,3]

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} |f(E,\theta)|^2 \, |[(\vec{A} - \vec{B}), \vec{n}]|^2, \qquad /3/$$

в котором $f(E,\theta)$ - амплитуда рассеяния, $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении вылета фотона, do - элемент телесного угла в этом направлении, $d\Omega$ - элемент телесного угла в направлении рассеяния. Что касается векторов $\vec{A}$ и $\vec{B}$, то они определяются по формулам классической электродинамики:

$$\vec{A} = \sum_{i=1,2} \frac{e_i \vec{v}_i}{c - \vec{v}_i \vec{n}}, \quad \vec{B} = \sum_{f=1,2} \frac{e_f \vec{v}_f}{c - \vec{v}_f \vec{n}}. \qquad /4/$$

Здесь индексы i и f относятся к начальным и конечным частицам, e - заряды частиц, $\vec{v}$ - их скорости в с.ц.и. По своему смыслу вектор $\vec{A}$ описывается классическое электромагнитное излучение при мгновенной остановке первичных частиц, вектор $\vec{B}$ - аналогичное излучение при мгновенном вылете вторичных частиц.

При выполнении второго из неравенств /2/ амплитуда $f(E,\theta)$ практически не зависит от E; если указанное неравенство нарушается, амплитуда рассеяния быстро изменяется с энергией /4/ .В работах /5,6/ показано, что в этих условиях / при выполнении первого из неравенств /2/, а также неравенства /1//, вместо /3/ следует написать

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} \{ |f(E-\epsilon,\theta)|^2 \vec{a}^{\,2} + |f(E,\theta)|^2 \vec{b}^{\,2} -$$

$$- 2\vec{a}\vec{b}\,\mathrm{Re}\, f(E,\theta) f^*(E-\epsilon,\theta)\}, \qquad /5/$$

где

$$\vec{a} = [\vec{A},\vec{n}], \quad \vec{b} = [\vec{B},\vec{n}].$$

Реально энергию E никогда нельзя считать строго фиксированной, и поэтому сечение /5/ надо усреднять по некоторому интервалу ΔE в окрестности интересующей нас энергии E_0. Эту операцию мы будем обозначать символом $\langle \ \rangle_{E_0}$. Если функция $f(E,\theta)$ достаточно гладкая, такое усреднение практически не влияет на соотношение /5/. Однако нас будет интересовать также случай, когда функция $f(E,\theta)$ быстро изменяется на интервале усреднения /4, 5/. Тогда усредненное сечение уже не описывается формулой /5/. Если выполнено дополнительное условие

$$\epsilon \ll \Delta E \ll E, \qquad /6/$$

то $\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0} \approx \langle |f(E-\epsilon,\theta)|^2 \rangle_{E_0}$, а векторы $\vec{a}$ и $\vec{b}$ на интервале ΔE практически не изменяются. Следовательно,

$$\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \rangle_{E_0} = \qquad /7/$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} \langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0} \{ \vec{a}^{\,2} + \vec{b}^{\,2} - 2\vec{a}\vec{b} \frac{\mathrm{Re} \langle f(E,\theta) f^*(E-\epsilon,\theta) \rangle_{E_0}}{\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0}} \}.$$

§2. *Тормозное излучение при рассеянии “вперед“*

В этом случае

$$\vec{A} = \vec{B}, \quad \vec{a} = \vec{b}, \qquad /8/$$

и формула /5/ принимает более простой вид:

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} |f(E,0) - f(E-\epsilon,0)|^2 \vec{a}^{\,2}. \qquad /9/$$

Если амплитуда $f(E,0)$ медленно изменяется с энергией, т.е. если можно считать, что $f(E-\epsilon,0) \approx f(E,0)$, то тормозные кванты не образуются. Известно, что характер зависимости амплитуды $f(E,\theta)$ от энергии связан с временными характеристиками процесса рассеяния /4-6/ . Слабая зависимость $f(E,\theta)$ от энергии соответствует очень малой временной задержке τ. При выполнении второго из условий /2/ фотоны эту задержку “не замечают“. С другой стороны, при рассеянии “вперед“ направления движения сталкивающихся частиц также не изменяются. Положение, следовательно, такое же, как если бы частицы вообще не рассеивались, а двигались прямолинейно и равномерно. Естественно, что тормозное излучение в этих условиях отсутствует.

$$\vec{A} = \sum_{i=1,2} \frac{e_i \vec{v}_i}{c - \vec{v}_i \vec{n}}, \quad \vec{B} = \sum_{f=1,2} \frac{e_f \vec{v}_f}{c - \vec{v}_f \vec{n}}. \qquad /4/$$

Здесь индексы i и f относятся к начальным и конечным частицам, e - заряды частиц, $\vec{v}$ - их скорости в с.ц.и. По своему смыслу вектор $\vec{A}$ описывается классическое электромагнитное излучение при мгновенной остановке первичных частиц, вектор $\vec{B}$ - аналогичное излучение при мгновенном вылете вторичных частиц.

При выполнении второго из неравенств /2/ амплитуда $f(E,\theta)$ практически не зависит от E; если указанное неравенство нарушается, амплитуда рассеяния быстро изменяется с энергией /4/ . В работах /5,6/ показано, что в этих условиях / при выполнении первого из неравенств /2/, а также неравенства /1//, вместо /3/ следует написать

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} \{ |f(E-\epsilon,\theta)|^2 \vec{a}^{\,2} + |f(E,\theta)|^2 \vec{b}^{\,2} -$$

$$- 2\vec{a}\vec{b}\, \mathrm{Re}\, f(E,\theta) f^*(E-\epsilon,\theta)\}, \qquad /5/$$

где

$$\vec{a} = [\vec{A},\vec{n}], \quad \vec{b} = [\vec{B},\vec{n}].$$

Реально энергию E никогда нельзя считать строго фиксированной, и поэтому сечение /5/ надо усреднять по некоторому интервалу ΔE в окрестности интересующей нас энергии E_0. Эту операцию мы будем обозначать символом $\langle\ \rangle_{E_0}$. Если функция $f(E,\theta)$ достаточно гладкая, такое усреднение практически не влияет на соотношение /5/. Однако нас будет интересовать также случай, когда функция $f(E,\theta)$ быстро изменяется на интервале усреднения /4, 5/. Тогда усредненное сечение уже не описывается формулой /5/. Если выполнено дополнительное условие

$$\epsilon \ll \Delta E \ll E, \qquad /6/$$

то $\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0} \approx \langle |f(E-\epsilon,\theta)|^2 \rangle_{E_0}$, а векторы $\vec{a}$ и $\vec{b}$ на интервале ΔE практически не изменяются. Следовательно,

$$\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} \rangle_{E_0} = \qquad /7/$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} \langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0} \{ \vec{a}^{\,2} + \vec{b}^{\,2} - 2\vec{a}\vec{b} \frac{\mathrm{Re} \langle f(E,\theta) f^*(E-\epsilon,\theta) \rangle_{E_0}}{\langle |f(E,\theta)|^2 \rangle_{E_0}} \}.$$

§2. *Тормозное излучение при рассеянии "вперед"*

В этом случае

$$\vec{A} = \vec{B}, \quad \vec{a} = \vec{b}, \qquad /8/$$

и формула /5/ принимает более простой вид:

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c} |f(E,0) - f(E-\epsilon,0)|^2 \vec{a}^{\,2}. \qquad /9/$$

Если амплитуда $f(E,0)$ медленно изменяется с энергией, т.е. если можно считать, что $f(E-\epsilon,0) \approx f(E,0)$, то тормозные кванты не образуются. Известно, что характер зависимости амплитуды $f(E,\theta)$ от энергии связан с временными характеристиками процесса рассеяния /4-6/ . Слабая зависимость $f(E,\theta)$ от энергии соответствует очень малой временной задержке τ. При выполнении второго из условий /2/ фотоны эту задержку "не замечают". С другой стороны, при рассеянии "вперед" направления движения сталкивающихся частиц также не изменяются. Положение, следовательно, такое же, как если бы частицы вообще не рассеивались, а двигались прямолинейно и равномерно. Естественно, что тормозное излучение в этих условиях отсутствует.

Из сказанного вытекает, что при рассеянии "вперед" постоянный фон, отвечающий "мгновенному рассеянию" любой природы /например, потенциальному рассеянию/, не вносит вклада в эффективное сечение тормозного излучения; генерация достаточно мягких γ-квантов связана только с той частью амплитуды $f(E,0)$, которая быстро изменяется с энергией. Это обстоятельство позволяет при экспериментальном исследовании резонансов или других сходных образований /например, пороговых аномалий* / полностью освободиться от фона и от интерференции с фоном даже в тех случаях, когда исследуемые особенности ответственны только за малую часть эффективного сечения рассеяния.

Подчеркнем, что при рассеянии "вперед" такое положение возникает для произвольных направлений импульса фотона **.

§3. *Изолированный резонанс*

В качестве примера рассмотрим многоканальное резонансное рассеяние. Пусть изолированный резонанс имеет угловой момент ℓ , а фон соответствует чисто упругому потенциальному рассеянию. Тогда амплитуда упругого рассеяния "вперед", удовлетворяющая условию унитарности, описывается известной формулой /см., например, /7//:

*Мы благодарны Л.И.Лапидусу за участие в обсуждении вопроса о пороговых аномалиях.

**При рассеянии на угол $\theta \neq 0$ также можно добиться того, чтобы постоянная часть амплитуды рассеяния никак не влияла на тормозное излучение/6/. Для этого надо регистрировать не все γ-кванты, а только те, которые вылетают в направлении, параллельном вектору $(\vec A - \vec B)$. Легко видеть, что тогда $\vec a = \vec b$, и эффективное сечение тормозного излучения пропорционально $|f(E,\theta) - f(E-\epsilon,\theta)|^2$.

$$f(E,0) = \frac{1}{2ik}\sum_L (2L+1)(e^{2i\delta_L} - 1) + \frac{2\ell+1}{2ik}\,\frac{\Gamma_e e^{2i\delta_\ell}}{E_0 - E - i\frac{\Gamma}{2}}. \qquad /10/$$

Здесь k - волновое число, δ_L и δ_ℓ - фазы потенциального рассеяния, которые можно считать не зависящими от энергии, E_0 - положение резонанса, Γ_e и Γ - его упругая и полная ширины.

Подставляя амплитуду /10/ в формулу /9/ и считая $\Gamma \ll E$ и $\epsilon \ll E$, получаем

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} = \frac{\Gamma_e^2}{(2\pi)^2 \hbar c}\left(\frac{2\ell+1}{2k_0}\right)\left|\frac{1}{E_0 - E - \frac{i\Gamma}{2}} - \frac{1}{E_0 - E + \epsilon - \frac{i\Gamma}{2}}\right|^2 \vec a^{\,2}, \qquad /11/$$

где k_0 - волновое число, соответствующее энергии E_0. Для узкого резонанса вектор $\vec a$ может считаться практически не зависящим от энергии. Одно из конкретных применений формулы /11/ может быть связано с выделением γ-квантов достаточно большой энергии, когда $\epsilon \gg \Gamma$. В этом случае существуют две области энергии первичных частиц, в которых вероятность образования γ -квантов относительно велика; их положение определяется условиями

$$|E - E_0| \sim \Gamma, \quad |E_0 + \epsilon - E| \sim \Gamma. \qquad /12/$$

Для первой из этих областей правая часть перестает зависеть от ϵ, и имеет место формула

$$\epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar c}\left(\frac{2\ell+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2 \vec a^{\,2}}{(E_0 - E)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \qquad /13/$$

с помощью которой можно определить положение резонанса, а также ширины Γ и Γ_e, причем для E_0 и Γ достаточны относительные измерения. Регистрируемые γ-кванты могут отбираться в достаточно широком энергетическом интервале, углы вылета также могут быть произвольными, так как угловая зависимость связана только с множителем $\vec{a}^2$ и может быть легко учтена* .

В частности, для 4π-геометрии в формуле /13/ вместо $\vec{a}^2$ следует после интеграции по углу подставить

$$\int \vec{a}^2 do = 2\pi\{\frac{e_1^2}{\beta_1}(2\ln\frac{1+\beta_1}{1-\beta_1} - 4\beta_1) + \frac{e_2^2}{\beta_2}(2\ln\frac{1+\beta_2}{1-\beta_2} - 4\beta_2)\} -$$

$$-4\pi e_1 e_2\{\frac{\beta_2}{\beta_1(\beta_1+\beta_2)}[2\beta_1-(1-\beta_1^2)\ln\frac{1+\beta_1}{1-\beta_1}] +$$

$$+\frac{\beta_1}{\beta_2(\beta_1+\beta_2)}[2\beta_2-(1-\beta_2^2)\ln\frac{1+\beta_2}{1-\beta_2}]\}, \qquad /14/$$

где $\beta_1 = v_1/c$, $\beta_2 = v_2/c$. Если $\beta_1, \beta_2 \ll 1$, то выражение /14/ упрощается и переходит в

$$\int \vec{a}^2 do = \frac{8\pi}{3}(e_1\beta_1 - e_2\beta_2)^2 . \qquad /14'/$$

Если резонанс слишком узок, а энергия первичных частиц фиксирована с плохой точностью, то формулу /13/ следует проинтегрировать по некоторому интервалу ΔE, удовлетворяющему условиям

$$\epsilon \gg \Delta E \gg \Gamma .$$

Результат имеет вид

$$\int \epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} dE = \frac{1}{2\pi\hbar c}\left(\frac{2\ell+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2}{\Gamma}\vec{a}^2 . \qquad /15/$$

Другой возможный способ изучения узких резонансов основан на измерении энергетического спектра тормозных γ-квантов в области $\epsilon \sim \Gamma$. Интеграция формулы /11/ по энергии первичных частиц приводит к выражению

$$\int \epsilon \frac{d^3\sigma}{do\, d\Omega\, d\epsilon} dE = \frac{1}{\pi\hbar c}\left(\frac{2\ell+1}{2k_0}\right)^2 \frac{\Gamma_e^2}{\Gamma} \frac{\epsilon^2}{\epsilon^2+\Gamma^2}\vec{a}^2, * \qquad /16/$$

с помощью которого также можно определить Γ и Γ_e.

Подчеркнем, что соотношения /11/ - /16/ остаются без изменений и при наличии прямых нерезонансных реакций. Можно показать, что в этом случае вместо /10/ следует написать

$$f(E,0) = \frac{1}{2ik_0}\sum_L (2L+1)(S_L-1) + \frac{2\ell+1}{2k_0}\frac{\Gamma_e e^{2i\psi}}{E_0 - E - i\frac{\Gamma}{2}} , \qquad /17/$$

где $|S_L| < 1$, а ψ - постоянная фаза, уже не связанная непосредственно с фазой рассеяния ℓ-волны /см. Приложение/. Однако из сказанного ранее ясно, что при любых конкретных значениях постоянных величин S_L и ψ последние никак не влияют на процесс генерации γ-квантов при рассеянии "вперед". Следовательно, роль фона полностью исключается, и резонансные параметры проявляются в чистом виде.

---

*Последнее замечание не относится, конечно, к упомянутому в предыдущем примечании случаю, когда частицы рассеиваются на угол $\theta \neq 0$, а импульсы регистрируемых γ-квантов параллельны вектору $(\vec{A} - \vec{B})$.

*См. также работы /5,6/. Заметим, что при $\epsilon \gg \Gamma$ выражение /16/ вдвое превышает результат /15/. Для согласования обеих формул нужно к /15/ добавить такой же интеграл по области $|E_0 + \epsilon - E| \sim \Gamma$

§4. Эриксоновские флуктуации

Обратимся теперь к тормозному излучению, связанному с эриксоновскими флуктуациями /1,5/. Исходная формула /7/ переходит при рассеянии "вперед" в

$$\left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle_{E_o} = \frac{2\vec{a}^2}{(2\pi)^2 \hbar c} \{ \langle |f(E,0)|^2 \rangle_{E_o} - \operatorname{Re}\langle f(E,0) f^*(E-\epsilon, 0) \rangle_{E_o} \} . \qquad /18/$$

Пусть амплитуда рассеяния содержит, кроме флуктуирующей части, еще и постоянное слагаемое. Тогда, как показано в работе /1/, при рассеянии на угол $\theta \neq 0$ величина $\left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle_{E_o}$ также содержит дополнительное слагаемое, не зависящее от ϵ. В принципе, это не мешает измерению параметров эриксоновских флуктуаций, но может привести к необходимости сильного увеличения статистики, если указанный член достаточно велик. Рассеяние "вперед" обладает в этом смысле преимуществом, поскольку величина $\left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle_{E_o}$ в данном случае рассматриваемой постоянной компоненты не содержит.

Предположим, что имеется изолированный резонанс со сравнительно большой шириной Γ и с угловым моментом ℓ на фоне множества более узких и очень сильно перекрывающихся резонансов с угловыми моментами, отличными от ℓ. Что можно тогда сказать о тормозных γ-квантах, образующихся при рассеянии "вперед"? В этом случае, амплитуда рассеяния

$$f(E,0) = f_1(E,0) + f_2(E,0),$$

где $f_1(E,0)$ - брейт-вигнеровская амплитуда, а $f_2(E,0)$ - амплитуда рассеяния на перекрывающихся резонансах, содержащая в соответствии с /1, 4/ некоторое постоянное слагаемое, соответствующее дифракционному рассеянию, и слагаемое с быстро изменяющейся случайной фазой. В эффективное сечение тормозного излучения постоянное слагаемое, как ясно из /9/, не входит. Из формулы /18/ следует, что в рассматриваемых условиях

$$\left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle_{E_o} = \left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle^{(1)}_{E_o} + \left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle^{(2)}_{E_o}, \qquad /19/$$

причем первый член соответствует излучению, связанному только с изолированным резонансом, а второй - только с перекрывающимися резонансами. Обе компоненты тормозного излучения просто складываются, интерференция отсутствует*. Пусть энергия регистрируемых γ-квантов ϵ сопоставима с величиной интервала корреляции Δ; тогда

$$\epsilon \ll \Gamma, \; f_1(E,0) \approx f_1(E-\epsilon,0) \text{ и } \left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle^{(1)}_{E_o} \approx 0 .$$

Следовательно, в этих условиях генерация γ-квантов обусловлена только перекрывающимися узкими резонансами. Для более жестких γ-квантов, когда $\Delta \ll \epsilon \sim \Gamma$, член $\left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle^{(1)}_{E_o} \neq 0$, а второй член $\left\langle \epsilon \frac{d^3\sigma}{d o d\Omega d\epsilon} \right\rangle^{(2)}_{E_o}$ перестает зависеть от энергии ϵ, поскольку в этом случае $\langle f_2(E,0) f_2^*(E-\epsilon,0) \rangle_{E_o} = |\langle f_2(E,0) \rangle_{E_o}|^2$. В итоге выясня-

*При обычном рассеянии /без генерации γ-квантов/ имеет место интерференция между рассеянием на изолированном резонансе и дифракционной часть рассеяния на перекрывающихся резонансах. Сходная интерференция возникает и при генерации γ-квантов, если речь идет о рассеянии на угол $\theta \neq 0$. Однако при рассеянии "вперед" интерференции нет просто потому, что постоянная дифракционная компонента вообще отсутствует.

ется возможность раздельного изучения обеих компонент γ-излучения.

§5. Дополнительные замечания

Сказанное об излучении γ-квантов при рассеянии "вперед" следовало бы дополнить оценкой величины поправочных членов, возникающих при рассеянии на малый угол $\theta \neq 0$. Однако такую оценку нельзя произвести в общем виде, поскольку она сильно зависит от различных конкретных обстоятельств. Сейчас мы заметим только, что после усреднения по азимутальному углу обсуждаемые поправки пропорциональны θ^2, т.е. могут быть сделаны достаточно малыми даже при не очень малых θ.

Можно надеяться, что изложенные выше соображения способны послужить основой для соответствующих экспериментов как в области ядерной физики, так и в физике элементарных частиц. В частности, речь может идти об уточнении положений и ширин резонансов, возникающих при рассеянии частиц высокой энергии, каковые параметры известны сейчас в ряде случаев с плохой точностью. Специально можно указать на исследование т.н. "ядерных изобар" /см., напр., /8–13/ /, поскольку в процессах без тормозного излучения их образование обычно сопровождается очень большим нерезонансным фоном.

В связи с возможными применениями в области традиционной ядерной физики остановимся также кратко на роли электронной оболочки атомов /5/. В момент своего возникновения компаунд-ядро мгновенно получает импульс, равный импульсу первичной частицы, такой же по величине импульс теряется при последующем распаде компаунд-ядра. Каждый из этих двух последовательных толчков мог бы, в принципе, привести к ионизации атома за счет "стряхивания" какого-то количества электронов /14/. Однако в интересующих нас условиях этот эффект практически не проявляется. В самом деле, при поглощении протона, имеющего кинетическую энергию $E_p \approx 10$ *МэВ*, ядром с атомным номером $A \approx 100$ последнее приобретает скорость $v \approx 1{,}4 \cdot 10^{-3}$ *С*. Эта величина мала по сравнению

со скоростью даже внешних атомных электронов, и "стряхивания" практически не происходит.

При $A \approx 10$ скорость ядра уже достаточно велика, и "стряхивание" могло бы иметь место, но здесь следует иметь в виду, что время жизни легких компаунд-ядер очень мало по сравнению с временами, характерными для их электронных оболочек. В этих условиях два обсуждаемых последовательных толчка сливаются в единый толчок с суммарной передачей импульса, которая велика при рассеянии на большой угол, но равна нулю при рассеянии "вперед" /15/. Следовательно, и в этом случае никакого "стряхивання" нет.

В результате мы приходим к заключению, что в генерации тормозных γ-квантов участвует не ядро само по себе, а весь атом в целом. Отсюда следует, что в формулах /4/ заряд ядра Ze следует заменить на величину $e(Z - F(\epsilon))$, в которой $F(\epsilon)$ - атомный формфактор. Если речь идет об изучении эриксоновских флуктаций, то эксперименты с тормозным излучением могут дать новую информацию при энергии γ-квантов порядка нескольких *КэВ*, когда традиционные методы перестают быть эффективными. В этих условиях атомный формфактор $F(\epsilon)$ близок к Z, т.е. тормозное излучение вызывается только первичными заряженными частицами.

Излучение γ-кванта сопровождается отдачей, которая может привести к ионизации атома, если импульс отдачи передается одному из электронов. Вероятность этого процесса стремится к нулю, когда $F(\epsilon) \to Z$, т.е. для достаточно мягких γ-квантов с ним можно не считаться. Ионизация может быть также вызвана непосредственным кулоновским взаимодействием первичной заряженной частицы с электронами того атома, на ядре которого произошел акт упругого рассеяния. По порядку величины соответствующая вероятность равна $\left(\frac{e^2}{hv}\right)^2 Z$, где v - скорость частицы; для не слишком больших Z эта величина мала, и в первом приближенни ею можно пренебречь.

Основное затруднение в экспериментах с тормозными γ-квантами обусловлено малой величиной эффективного сечения. Однако в настоящее время такие эксперименты вполне реальны, более того - они уже проводились как в физике элементарных частиц /см., напр., /16//, так и в ядерной физике /17/, хотя и без специального выделения событий, связанных с рассеянием "вперед".

Приложение

Для обоснования формулы /17/ воспользуемся общим выражением для амплитуды рассеяния "вперед"

$$f(E,0)=\frac{1}{2ik}\sum_L(2L+1)(S_L(E)-1). \qquad /I/$$

Здесь $S_L(E)$ - диагональный элемент S-матрицы, отвечающий входному каналу с угловым моментом $L(|S_L(E)|\le 1)$. В резонансной области мы можем пренебречь зависимостью фона от энергии и выделить брейт-вигнеровкий член. При этом

$$f(E,0)=\frac{1}{2ik}\sum_{L\neq\ell}(2L+1)(S_L-1)+\frac{2\ell+1}{2ik}(\tilde S_\ell(E)-1), \qquad /II/$$

где $\tilde S_\ell(E)$ - диагональный элемент S-матрицы, имеющей структуру

$$\hat S_\ell(E)=\hat S_\ell+i\frac{\hat G}{E_0-E-i\frac{\Gamma}{2}}. \qquad /III/$$

Матрицы $\hat S_\ell$ и $\hat G$, входящие в /III/, не зависят от энергии, причем матрица $\hat G$ факторизуется, т.е. имеет ранг I /18/. Из требования T-инвариантности следует, что обе матрицы $\hat S_\ell$ и $\hat G$ симметричны. С учетом свойства факторизуемости элементы $\hat G$ имеют вид:

$$G_{mn}=A_m A_n, \qquad /IV/$$

где A_m и A_n - комплексные величины. Условие унитарности приводит к тому, что фоновая матрица $\hat S_\ell$ является

унитарной, а величины A_m и A_n удовлетворяют равенствам /19/

$$\sum_n|A_n|^2=\sum_n\Gamma_n=\Gamma,\quad A_n=\sum_m A^*_m(\hat S_\ell)_{nm}. \qquad /V/$$

Ясно, что A_m и A_n имеют смысл амплитуд распада резонанса по каналам m и n, соответственно. Квадраты модуля амплитуд, очевидно, совпадают с парциальными ширинами распада резонанса. Таким образом,

$$\frac{1}{i}(\tilde S_\ell(E)-1)=\frac{1}{i}(S_\ell-1)+\frac{\Gamma_e e^{2i\psi}}{E_0-E-i\frac{\Gamma}{2}}, \qquad /VI/$$

где Γ_e - парциальная ширина распада по входному каналу /упругая ширина/, а ψ - фаза амплитуды распада по входному каналу, связанная с взаимодействием в конечном состоянии. Если это взаимодействие сводится к потенциальному рассеянию, то $\psi\equiv\delta_\ell$ /см. формулу /10//. С учетом /VI/ сразу получается выражение /17/ для амплитуды рассеяния вперед".

Литература

1. *Г.И.Копылов, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. Сообщение ОИЯИ, Р2-9688, Дубна, 1976.*
2. *А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий, Квантовая электродинамика, §29, М., Наука, 1969.*
3. *В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория. §95, М., Наука, 1968.*
4. *В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 24, 214 /1976/.*
5. *H.Feshbach, D.R.Yennil. Nucl. Phys., 37, 150 (1962).*
6. *R.M.Eisberg, D.R.Yennie, D.H.Wulkinson. Nucl. Phys., 18, 338 (1960).*
7. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, §142, М., ГИФМЛ, 1963.*
8. *И.М.Граменицкий, М.И.Подгорецкий, О.А.Хрусталев. Сообщение ОИЯИ, Р-699, Дубна, 1961.*
9. *В.Г.Гришин, М.И.Подгорецкий. Сообщение ОИЯИ, Р-1508, Дубна, 1964.*
10. *Г.А.Лексин. Труды 3-й зимней школы по физике высоких энергий и теории ядра. Ленинград, 1968.*

11. Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. ЯФ, 12, 401 /1970/.
12. В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 11, 543 /1970/.
13. В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 61, 2185 /1971/.
14. А.Б.Мигдал. Качественные методы квантовой теории, стр. 89. М., Наука, 1975.
15. G.Ciocchetti et al. Nuovo Cimento, 29, 1261 (1963).
16. M.Arman et al. Phys. Rev. Lett., 29, 962 (1972).
17. A.Cristallini et al. Phys.Rev.Lett., 56B, 245 (1975).
18. M.Simonius. Nucl. Phys., 218A, 53 (1974).
19. K.W.McVoy. Ann. of Phys., 54, 552 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1976 года.