

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С324.18
А-958

2386a/2-76

28/1-76
P2 - 9587

А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин

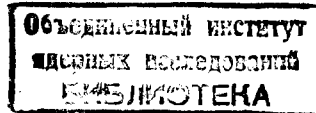
О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ "ТЯЖЕЛОГО ФОТОНА"

1976

P2 - 9587

А.А.Ахундов,* Д.Ю.Бардин

О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ "ТЯЖЕЛОГО ФОТОНА"



* Азербайджанский государственный университет
им. С.М.Кирова.

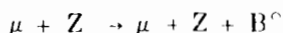
1. Введение

В ряде работ /1-3/ рассматривалось образование гипотетического массивного нейтрального векторного бозона V^0 в реакции



Существование этого бозона - "тяжелого фотона" - предполагают многие схемы единой перенормируемой теории слабых и электромагнитных взаимодействий. В этих работах были вычислены полное сечение процесса /1/, а также некоторые угловые распределения. Расчеты проводились в низшем порядке теории возмущений и учитывалось лишь тормозное излучение "тяжелого фотона" лептоном. При этом рассматривались различные варианты взаимодействия лептона с векторной частицей.

Так, в работе /1/ вычислено полное сечение реакции



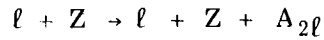
в широком интервале энергий мюона /50-2000 ГэВ/ для различных значений массы гипотетического бозона /5-50 ГэВ/ в случае ℓV^0 -связи векторного типа: $e\bar{\mu}\gamma_\lambda\mu V_\lambda^0$.

Для ℓV^0 -взаимодействия, являющегося произвольной суперпозицией V- и A-вариантов, тормозное рождение V^0 в лептон-адронных столкновениях было рассмотрено в работах /2, 3/.

В случае образования "тяжелого фотона" на точечной мишени и связи векторного типа полное сечение было вычислено в работе /4/.

В настоящей работе вычислен энергетический спектр тормозного излучения лептоном "тяжелого фотона" в процессе /1/ в случае векторного варианта ℓV^0 -взаимодействия. Этот вопрос представляется актуальным при рассмотрении одного из возможных методов генерации пучков позитрониев /5/. Сущность этого метода заключается в бомбардировке электронами ядер мишени; при этом виртуальные γ -кванты, образующиеся при тормозном излучении, конвертируются в атомы позитрония. Как показано в работе /5/, электронные ускорители /кольцевые и линейные/ являются источниками достаточно интенсивных и хорошо сформированных пучков позитрониев. Расчет энергетического спектра позитрониев, генерированных на электронных ускорителях, необходим для будущих экспериментов.

В работе /5/ было показано, что энергетический спектр атомов $A_{2\ell}^*$ в реакции



равен

$$\frac{d\sigma^{at}}{dk_0} = 0,3a^4 \frac{d\sigma^{hbr}}{dk_0},$$

где a - постоянная тонкой структуры, а $d\sigma^{hbr}/dk_0$ - энергетический спектр тормозного излучения "тяжелого фотона", масса которого равна массе атома $A_{2\ell}$.

В разделе 2 этой работы подробно рассмотрена кинематика процесса



В разделе 3 вычислен энергетический спектр "тяжелых фотонов" γ^h реакции /2/. Расчет проведен в обычном приближении, т.е. при вычислении сечения процесса /2/ учитывались только диаграммы рис. 1.

* Символом $A_{2\ell}$ обозначено связанное состояние: $(\ell^+ \ell^-)$ -атом.

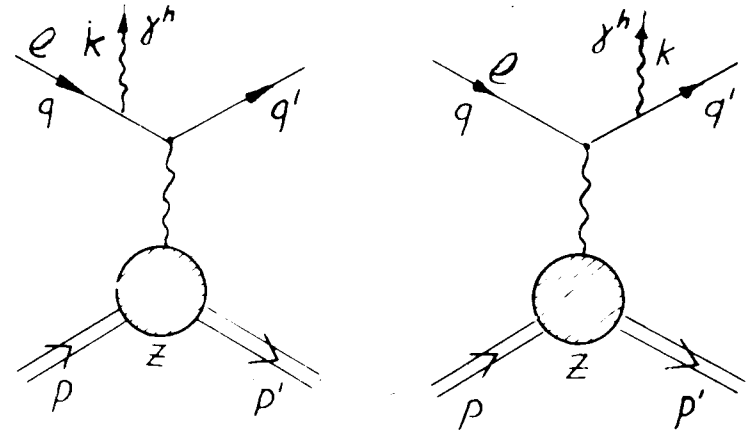


Рис. 1. Диаграммы, дающие основной вклад в процесс тормозного излучения "тяжелого фотона" /2/.

2. Кинематика процесса

Реакция /2/ характеризуется пятью независимыми инвариантными переменными, в качестве которых в рассматриваемой задаче удобно выбрать следующие:

$$\begin{aligned} s &= -(q+p)^2, \quad t = (p'-p)^2, \\ x &= -2pk, \quad y = -2qk + k^2, \quad z = -2q'k - k^2. \end{aligned} \quad /3/$$

В дальнейшем часто будет использоваться кинематическая функция /6/

$$\begin{aligned} \lambda(x, y, z) &= x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz = \\ &= (x - y - z)^2 - 4yz = \\ &= [x - (\sqrt{y} + \sqrt{z})^2][x - (\sqrt{y} - \sqrt{z})^2]. \end{aligned} \quad /4/$$

Из последнего представления λ -функции следует

$$\lambda((\sqrt{y} \pm \sqrt{z})^2, y, z) = 0. \quad /5/$$

Используя вторую формулу /4/, нетрудно показать, что в системе $\vec{p}_A = 0$

$$\lambda(-(p_A + p_B)^2, -p_A^2, -p_B^2) \Big|_{\vec{p}_A = 0} = 4M_A^2 |\vec{p}_B|^2, \quad /6/$$

и в силу этого является неотрицательной. Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda(-(p+q)^2, -p^2, -q^2), & \lambda_x &= \lambda(-(p+k)^2, -p^2, -k^2), \\ \lambda_q &= \lambda(-(p+q')^2, -p^2, -q'^2), & \lambda_t &= \lambda(-(p+p')^2, -p^2, -p'^2), \\ \lambda_y &= \lambda(-(p+\Lambda)^2, -p^2, -\Lambda^2), \end{aligned} \quad /7/$$

где $\Lambda = q - k$.

Тогда в соответствии с формулой /6/ для модулей векторов в л.с. имеем

$$\begin{aligned} |\vec{q}| &= \frac{1}{2M} \sqrt{\lambda}, & |\vec{k}| &= \frac{1}{2M} \sqrt{\lambda_x}, & |\vec{q}'| &= \frac{1}{2M} \sqrt{\lambda_q}, \\ |\vec{p}'| &= \frac{1}{2M} \sqrt{\lambda_t}, & |\vec{\Lambda}| &= \frac{1}{2M} \sqrt{\lambda_y}, \end{aligned} \quad /8/$$

где M - масса ядра.

Таким образом, каждому модулю импульса в л.с. ставится в соответствие релятивистски инвариантная кинематическая функция λ .

Используя представление /4/, можно выразить введенные λ -функции /7/ через инвариантные переменные /3/:

$$\begin{aligned} \lambda &= s'^2 - 4m^2 M^2, & \lambda_x &= x^2 - 4\mu^2 M^2, & \lambda_q &= (s_x - t)^2 - 4m^2 M^2, \\ \lambda_t &= t(t + 4M^2), & \lambda_y &= 4M^2(y - m^2) + s_x^2, \end{aligned} \quad /9/$$

где m и μ - массы лептона и "тяжелого фотона", $s_x = s' - x$, $s' = s - m^2 - M^2$.

После перехода к инвариантным переменным /3/ фазовый объем процесса /2/ принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \int \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{d^3 q'}{2q'_0} \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta(k + q' + p' - q - p) = \\ &= \frac{\pi}{4\sqrt{\lambda}} \int dx dt dy \frac{dz}{\sqrt{R_z}}, \end{aligned} \quad /10/$$

где $R_z = A_z \cdot z^2 + 2B_z \cdot z + C_z$ - положительно определенный квадратный трехчлен;

$$\begin{aligned} A_z &= -\lambda_y, & B_z &= 2M^2 y^2 + E_y \cdot y + F_y, \\ -C_z &= \Lambda_y \cdot y^2 + 2B_y \cdot y + C_y. \end{aligned} \quad /11/$$

Здесь коэффициенты E_y , F_y , Λ_y , B_y и C_y являются функциями только переменных x и t :

$$\begin{aligned} E_y &= s' s_x - t(s' + x + 2M^2) + 2M^2(\mu^2 - 2m^2), \\ F_y &= t[s_x(x + \mu^2) + 2(m^2 x + \mu^2 M^2)], \\ A_y &= (s' - t)^2 - 4m^2 M^2, \\ B_y &= t[(t - s')(x + \mu^2) + 2(m^2 x + \mu^2 M^2)], \\ C_y &= t^2[(x + \mu^2)^2 - 4\mu^2 s] + 4t[\mu^2 s' s_x + m^2 x + \mu^2 M^2(\mu^2 - 4m^2)]. \end{aligned} \quad /12/$$

Дискриминант квадратного трехчлена R_z равен

$$D_z = B_z^2 - A_z C_z = \frac{1}{64M^4} \lambda(\lambda_y, \lambda, \lambda_x) \cdot \lambda(\lambda_y, \lambda_t, \lambda_q) \cdot /13/$$

Используя неравенство треугольника для модулей импульсов /8/, можно показать, что

$$\lambda(\lambda_y, \lambda, \lambda_x) \leq 0, \quad \lambda(\lambda_y, \lambda_t, \lambda_q) \leq 0, \quad \text{т.е. } D_z \geq 0.$$

Учитывая положительную определенность инварианта z и то, что $A_z < 0$, имеем $B_z > 0$, $-C_z > 0$.

Выясним теперь область интегрирования в /10/, которая является физической областью изменения x, t, y и z при фиксированном s .

С этой целью рассмотрим четырехугольник импульсов процесса /2/ в л.с. /рис. 2/. Длины его сторон и диагональ, соответствующая импульсу $\vec{\Lambda} = \vec{q} - \vec{k} = \vec{q}' + \vec{p}'$, определяются по формулам /8/. Как следует из определения инвариантов /3/, при фиксированных x, t и y инвариант z задает угол $(\vec{q}' \hat{=} \vec{k})$. Таким образом, выбранные инвариантные переменные /3/ полностью определяют пространственную конфигурацию четырехугольника импульсов в л.с. Поэтому задача об определении пределов изменения x, t, y и z может быть сведена к задаче о всевозможных конфигурациях четырехугольника импульсов.

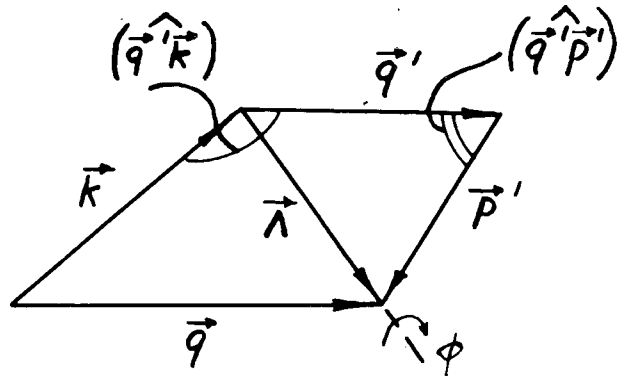


Рис. 2. Четырехугольник импульсов процесса /2/ в л.с.

Очевидно, что если фиксированы инварианты x, t и y , то фиксирован и угол $(\vec{q}' \hat{=} \vec{p}')$. Отсюда следует, что изменение z при постоянных x, t и y соответствует вращению пары векторов \vec{q}' и \vec{p}' как целого вокруг вектора $\vec{\Lambda}$ /рис. 2/. Это вращение можно характеризовать углом поворота ϕ , изменяющимся в пределах $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Соответствие между инвариантом z и углом ϕ позволяет определить пределы изменения z , которые оказываются корнями трехчлена R_z :

$$z_{\min, \max} = \frac{-B_z \pm \sqrt{D_z}}{A_z} \quad /14/$$

В дальнейшем удобно вместо переменной y рассматривать линейно связанный с ней инвариант λ_y /9/, т.к. пределы изменения по λ_y выглядят проще.

Определим теперь физическую область изменения инвариантов x, t и λ_y .

При определенных соотношениях между модулями импульсов возможны следующие предельные конфигурации четырехугольника /рис. 3/:

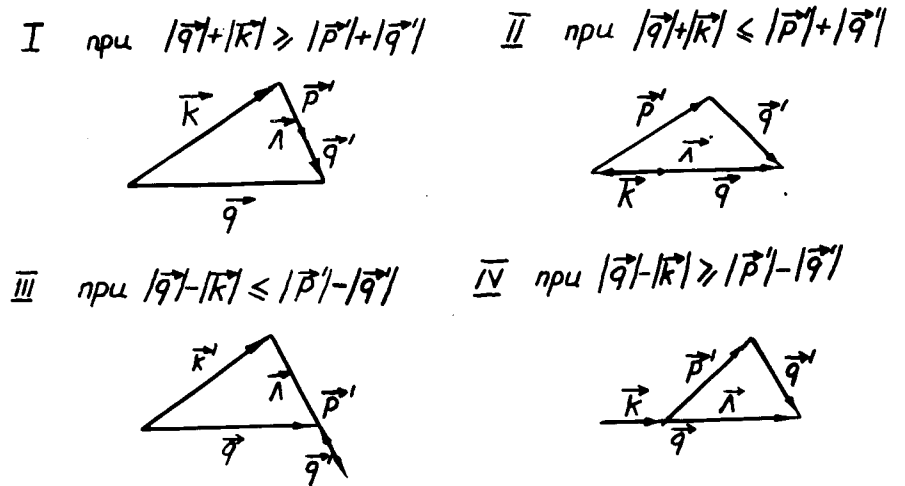


Рис. 3. Предельные конфигурации четырехугольника импульсов.

I и II конфигурации определяют максимум λ_y в различных областях плоскости (x, t) :

$$(\sqrt{\lambda_y})_{\max} = \begin{cases} \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q}, & \text{при } \sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_x} \geq \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q} \\ \sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_x}, & \text{при } \sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_x} \leq \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q}. \end{cases} \quad /15/$$

III и IV конфигурации задают минимум λ_y :

$$(\sqrt{\lambda_y})_{\min} = \begin{cases} \sqrt{\lambda_t} - \sqrt{\lambda_q}, & \text{при } \sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_x} \leq \sqrt{\lambda_t} - \sqrt{\lambda_q} \\ \sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_x}, & \text{при } \sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_x} \geq \sqrt{\lambda_t} - \sqrt{\lambda_q}. \end{cases} \quad /16/$$

Учитывая свойство λ -функции /5/, из /13/, /15/ и /16/ получаем, что дискриминант D_y равен нулю на всех этих пределах. Это важное свойство позволяет существенно упростить процедуру аналитического вычисления интеграла по λ_y в полном фазовом объеме процесса /2/.

Граница области изменения переменных x и t находится из условия

$$(\sqrt{\lambda_y})_{\max} = (\sqrt{\lambda_y})_{\min} \quad /17/$$

Из /15/-/17/ получаем уравнения четырех линий:

$$\sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_x} = \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q}; \quad /18/$$

$$\sqrt{\lambda_q} = 0, \text{ или } x + t = s' - 2mM; \quad /19/$$

$$\sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_x} = \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q}; \quad /20/$$

$$\sqrt{\lambda_x} = 0, \text{ или } x = 2\mu M. \quad /21/$$

которые образуют непрерывную гладкую кривую /рис. 4, линия AB-BC-CDE-EA /.

Таким образом, уравнения /15/, /16/ и /18/-/21/ определяют искомую область изменения инвариантов x , t и λ_y .

Абсциссы точек В и С-точек сопряжения кривых /18/ и /20/ с прямой /19/ определяются из систем уравнений /18/, /19/ и /20/, /19/, которые сводятся к одному квадратному уравнению

$$ax^2 - bx + c = 0, \quad /22/$$

где

$$a = (M - m)(s' - 2mM) + M^3,$$

$$b = \sqrt{\lambda} + 4Ma[a - M(M^2 - \mu^2)],$$

$$c = \mu^2 M \lambda + M[a - M(M^2 - \mu^2)]^2.$$

Тогда решения уравнения /22/ задают координаты точек В и С:

$$x_{C, B} = \frac{b \pm \sqrt{d}}{2a},$$

где

$$d = b^2 - 4ac = \lambda \cdot \lambda(a, \mu^2 M, M^3).$$

В плоскости (x, t) существуют две линии,

$$\sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_x} = \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q} \quad /23/$$

и

$$\sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_x} = \sqrt{\lambda_t} + \sqrt{\lambda_q}, \quad /24/$$

разделяющие область изменения x и t /18/-/21/ на четыре подобласти, в которых нижние и верхние пределы изменения λ_y определяются попарными комбинациями выражений /15/ и /16/ /рис. 4, кривые ВГНЕ и АНС/. Абсцисса точки пересечения H этих линий легко находится из системы уравнений /23/ и /24/:

$$x_H = \frac{1}{2} [s'^2 + 2M^2 - \sqrt{\lambda + 4M^4} + (\mu^2 - m^2) \frac{s'^2 + 2M^2 + \sqrt{\lambda + 4M^4}}{s' + m^2}] .$$

Для исследования взаимного расположения кривых /18/, /20/, /23/ и /24/ в плоскости (x, t) разрешим эти уравнения относительно t . Получим квадратное уравнение

$$At^2 - Bt + C = 0, \quad /25/$$

где

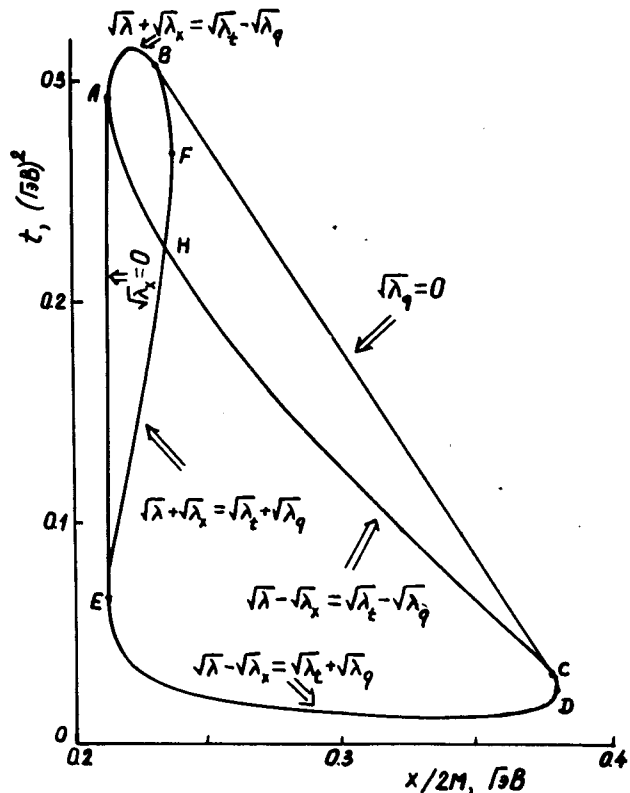


Рис. 4. Физическая область изменения инвариантов x и t /численные значения относятся к реакции $\mu p \rightarrow \mu \gamma^h$ при массе "тяжелого фотона" $\mu = 2m_\mu$ и $q_0 = 0,5$ ГэВ/.

$$A = (s_x + 2M^2)^2 - \Delta^2, \quad B = s_x (\lambda'_x - \Delta^2) + 2M^2 (\lambda'_x + \Delta^2),$$

$$C = \frac{1}{4} (\Delta^2 - \lambda'_x)^2, \quad \lambda'_x = s_x^2 - 4m^2 M^2, \quad \Delta = \sqrt{\lambda} \pm \sqrt{\lambda_x}$$

/в равенстве для Δ плюс относится к уравнениям /18/ и /23/, а минус - к уравнениям /20/ и /24//. Уравнение /25/ имеет два решения

$$t_{1,2} = \frac{B \pm \sqrt{\mathcal{D}}}{2A} \quad /26/$$

$$(\mathcal{D} = B^2 - 4AC = \Delta^2 \lambda (A, 4m^2 M^2, 4M^4)),$$

которые соответствуют на рис. 4 линиям ABF, FHE ($\Delta = \sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_x}$) и AHCD, DE ($\Delta = \sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_x}$). Абсциссы точек D и F находятся из условия равенства нулю дискриминанта \mathcal{D} , т.к. в этих точках ординаты линий /26/ совпадают. Имеем:

$$x_{D,F} = \frac{1}{2s} [(s + M^2 - m^2)(s + \mu^2 - (M + m)^2) \pm \sqrt{\lambda \cdot \lambda(s, \mu^2, (M + m)^2)}]. \quad /27/$$

Координаты /27/ являются кинематически предельными значениями инварианта x , которые соответствуют в с.ц.и. максимальному \vec{k} , направленному по и против импульса налетающего лептона \vec{q} .

На этом завершается исследование области изменения инвариантов x , t , λ_y и z , которое необходимо для вычисления интеграла /10/.

На рис. 4 приведена физическая область изменения переменных x и t . Численные значения относятся к реакции $\mu p \rightarrow \mu \gamma^h$ при массе "тяжелого фотона" $\mu = 2m_\mu$ и $q_0 = 0,5$ ГэВ.

3. Энергетический спектр

Матричный элемент процесса /2/ соответственно диаграммам рис. 1 можно записать в следующем виде:

$$\langle f|S|i\rangle = \frac{Ze^3}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{m^2}{2k_0q_0q'_0}\right)^{1/2} \frac{\epsilon_\alpha}{t} \bar{u}(q') M_{\alpha\mu} u(q) \langle p'|J_\mu(0)|p\rangle \times \\ \times \delta(k + q' + p' - q - p). \quad /28/$$

Здесь ϵ_α - 4-вектор поляризации "тяжелого фотона"; $\langle p'|J_\mu(0)|p\rangle$ - матричный элемент оператора электромагнитного тока между состояниями ядра;

$$M_{\alpha\mu} = \frac{1}{y} \gamma_\mu (2q_\alpha - \hat{k} \gamma_\alpha) - \frac{1}{z} (2q'_\alpha + \gamma_\alpha \hat{k}) \gamma_\mu.$$

Вследствие условия сохранения электромагнитного тока должны выполняться соотношения

$$k_\alpha \cdot M_{\alpha\mu} = 0, \quad /29/$$

$$Q_\mu \langle p'|J_\mu(0)|p\rangle = 0, \quad /30/$$

где $Q = p' - p$.

При суммировании по состояниям поляризации γ^h возникает сумма

$$\sum_\lambda \epsilon_\alpha^\lambda \epsilon_\beta^\lambda = \delta_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{\mu^2},$$

второй член которой выпадет при вычислении вероятности процесса из-за условия /29/.

Определим комптоновский тензор, описывающий фотообразование "тяжелого фотона" на лептоне равенством

$$S_{\alpha\beta; \mu\nu} = \frac{1}{4} \text{Sp}(\hat{q}' + im) M_{\alpha\mu} (\hat{q} + im) M_{\beta\nu}, \quad /31/$$

где

$$\bar{M}_{\beta\nu} = \gamma_4 M_{\beta\nu} \gamma_4.$$

Излучение фотона ядром описывает тензор

$$A_{\mu\nu} = A_E(t) P_\mu P_\nu + t A_M(t) \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{Q_\mu Q_\nu}{t} \right), \quad /32/$$

где $A_E(t)$ и $A_M(t)$ - обобщенные зарядовый и магнитный формфакторы ядра; $P = p + p'$. В случае протона они имеют вид:

$$A_E(t) = \frac{G_M^2(t)t + 4M^2 G_E^2(t)}{t + 4M^2}, \quad A_M(t) = G_M^2(t).$$

Здесь $G_M(t)$ и $G_E(t)$ - магнитный и зарядовый формфакторы протона; M - масса протона.

Просуммированное по конечным и усредненное по начальным поляризациям дифференциальное сечение тормозного излучения "тяжелого фотона" принимает следующий вид:

$$d\sigma^{hbr} = \frac{Z^2 a^3}{2\pi\lambda} S_{\mu\nu} A_{\mu\nu} \frac{dx dt dy dz}{t^2 \sqrt{R_z}}, \quad /33/$$

где

$$S_{\mu\nu} = S_{\alpha\beta; \mu\nu} \cdot \delta_{\alpha\beta} = \\ = -\delta_{\mu\nu} [(\mu^2 + 2m^2)t \left(\frac{1}{z^2} + \frac{1}{y^2}\right) - \left(\frac{y}{z} + \frac{z}{y}\right) + \\ + \frac{2t}{yz} (y - z - t + \mu^2 - 2m^2)] - \\ - 4q_\mu q_\nu [(\mu^2 + 2m^2) \frac{1}{z^2} - \frac{t}{yz}] - 4q'_\mu q'_\nu [(\mu^2 + 2m^2) \frac{1}{y^2} - \frac{t}{yz}] + \\ + 4(q_\mu q'_\nu + q'_\mu q_\nu)(\mu^2 + 2m^2) \frac{1}{yz}. \quad /34/$$

В формуле /34/ при вычислении шпура /31/ было учтено условие сохранения электромагнитного тока /30/.

Из /34/ и /32/ получаем для свертки

$$S \equiv \frac{1}{4} S_{\mu\nu} A_{\mu\nu} = A_F(t) S_0 + t A_M(t) S_1, \quad /35/$$

где

$$\begin{aligned} -S_0 = & (\mu^2 + 2m^2) \left[\frac{1}{z^2} (s'^2 - t(s' + M^2)) + \frac{1}{y^2} (s_x^2 - t(s_x + M^2)) \right] + \\ & + \frac{1}{yz} [t^2(s' + s_x + 2M^2 - \mu^2) - t(s'^2 + s_x^2 - (\mu^2 + 2m^2)(s' + s_x) + \\ & + 2M^2(\mu^2 - 2m^2)) - 2(\mu^2 + 2m^2)s' \cdot s_x] + \\ & + t \left[\frac{1}{z} (s_x - t - 2M^2) + \frac{1}{y} (s' + 2M^2) \right] + M^2 \left(\frac{y}{z} + \frac{z}{y} \right); \\ -S_1 = & (\mu^2 + 2m^2) \left(\frac{t}{2} - m^2 \right) \left(\frac{1}{z^2} + \frac{1}{y^2} \right) + [t - (\mu^2 + 2m^2)] \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{y} \right) - \\ & - [(t - \mu^2)^2 - 4m^4] \frac{1}{yz} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{z} + \frac{z}{y} \right). \end{aligned}$$

Из кинематики следует, что при некоторых массах и энергиях минимальная величина t оказывается настолько малой, что необходим учет эффекта экранирования ядра полем атомных электронов. Такой учет проводился нами посредством умножения дифференциального сечения /33/ на атомный формфактор $F(t)$ в модели Томаса-Ферми.

Тогда, интегрируя по инварианту z в пределах /14/ и переходя от переменной u к λ_y , из /33/ и /35/ получаем следующее выражение для инвариантного энергетического спектра тормозного излучения "тяжелого фотона":

$$\frac{d\sigma^{hbr}}{dx} = \frac{\bar{\Phi}}{2\lambda} \cdot \frac{m_e^2}{M^2} \int F(t) \frac{dt}{t^2} \int d\lambda_y S(\lambda_y), \quad /36/$$

где $\bar{\Phi} = r_e^2 Z^2 \alpha / r_e$ - классический радиус электрона/;

$$S(\lambda_y) = \frac{1}{\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{R_z}} S = A_E(t) S_0(\lambda_y) + t A_M(t) S_1(\lambda_y);$$

$$\begin{aligned} -S_0(\lambda_y) = & (\mu^2 + 2m^2) \left[\frac{B_z}{(-C_z)^{3/2}} (s'^2 - t(s' + M^2)) + \right. \\ & + \left. \frac{1}{y^2 \sqrt{\lambda_y}} (s_x^2 - t(s_x + M^2)) \right] + \\ & + \frac{1}{y \sqrt{-C_z}} [t^2(s' + s_x + 2M^2 - \mu^2) - \\ & - t(s'^2 + s_x^2 - (\mu^2 + 2m^2)(s' + s_x) + 2M^2(\mu^2 - 2m^2)) - \\ & - 2(\mu^2 + 2m^2)s' \cdot s_x] + \\ & + t \left[\frac{1}{\sqrt{-C_z}} (s_x - t - 2M^2) + \frac{1}{y \sqrt{\lambda_y}} (s' + 2M^2) \right] + \\ & + M^2 \left(\frac{y}{\sqrt{-C_z}} + \frac{B_z}{y \lambda_y^{3/2}} \right); \\ -S_1(\lambda_y) = & (\mu^2 + 2m^2) \left(\frac{t}{2} - m^2 \right) \left[\frac{B_z}{(-C_z)^{3/2}} + \frac{1}{y^2 \sqrt{\lambda_y}} \right] + \\ & + [t - (\mu^2 + 2m^2)] \left(\frac{1}{\sqrt{-C_z}} - \frac{1}{y \sqrt{\lambda_y}} \right) - \\ & - [(t - \mu^2)^2 - 4m^4] \frac{1}{y \sqrt{-C_z}} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sqrt{-C_z}} + \frac{B_z}{y \lambda_y^{3/2}} \right). \end{aligned}$$

Используя найденные в разделе 2 пределы изменения λ_y /формулы /15/ и /16// и тот факт, что дискриминант $D = 0$ на этих пределах, легко вычислить интеграл по λ_y в формуле /36/. Однако из-за громоздкости получа-

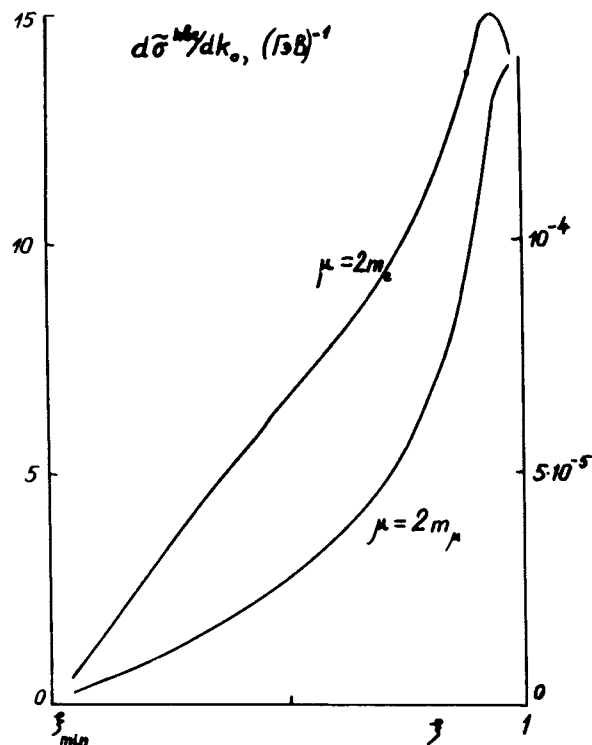


Рис. 5. Энергетический спектр "тяжелого фотона" в реакции $e\gamma \rightarrow e\gamma^h$ при двух значениях его массы; $q_0 = 1 \text{ ГэВ}$. Здесь $\xi = k_0/k_0^{\text{max}}$ ($\xi_{\text{min}} = \mu/k_0^{\text{max}}$); верхняя и нижняя кривые даны в масштабах левой и правой шкалы.

ющего выражения мы не приводим его здесь. Последнее интегрирование по t проводилось на ЭВМ.

Результаты вычислений энергетического спектра тормозного излучения "тяжелого фотона" в л.с. $d\tilde{\sigma}^{\text{hbr}}/dk_0 = \Phi^{-1} d\sigma^{\text{hbr}}/dk_0$ для вольфрамовой мишени в широком интервале энергий налетающего электрона $q_0/2 - 10^4 \text{ МэВ}$ при $\mu = 2m_e$ приведены нами в работе^{/5/}. Там же рассчитаны интенсивности позитрониевых пучков, которые могут быть получены на кольцевых и линейных ускорителях электронов.

Здесь мы приведем энергетический спектр $d\tilde{\sigma}^{\text{hbr}}/dk_0$ в реакции $e\gamma \rightarrow e\gamma^h$ только для $q_0 = 1 \text{ ГэВ}$, но при двух

значениях массы "тяжелого фотона": $\mu = 2m_e$ и $\mu = 2m_\mu$, соответствующих образованию позитрония и атома $A_{2\mu}$ /рис. 5/.

Как видно из рис. 5, энергетический спектр $d\tilde{\sigma}^{\text{hbr}}/dk_0$ растет с увеличением энергии "тяжелого фотона" и достигает максимума вблизи $k_0^{\text{max}}/k_0^{\text{max}} = x_D/2M$, где x_D - максимальное значение инварианта x , определяемое формулой /27//. Кроме того, вероятность образования атомов $A_{2\mu}$ оказывается подавленной относительно вероятности рождения позитрониев приблизительно в $10^5 \div 10^6$ раз.

В заключение отметим, что, поскольку приведенные формулы получены без использования каких-либо приближений, то они пригодны для вычисления энергетического спектра тормозного образования лептоном нейтральной векторной частицы V^0 любой массы за счет векторного варианта ℓV^0 -взаимодействия.

Авторы выражают искреннюю благодарность Л.Л.Неменову за постановку задачи и полезные обсуждения рассмотренных вопросов, а также Г.В.Мицельмахеру и Н.М.Шумейко за обсуждение некоторых вопросов.

Литература

1. R.Linsker. *Phys.Rev.*, D5, 1709 (1972).
2. В.Г.Зима. *ЯФ*, 20, 514 /1974/.
3. L.V.Gordon, R.W.Brown. *Phys.Rev.*, D12, 2851(1975).
4. В.Н.Байер, В.С.Фадин. *ЖЭТФ*, 61, 476 /1971/.
5. А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин, Л.Л.Неменов. *Препринт ОИЯИ, P2- 9565*, Дубна, 1976.
6. Е.Бюклинг, К.Каянти. *Кинематика элементарных частиц. М., "Мир", 1975, стр. 35.*

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1976 года.