21

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 58 - 73

В.Н.Байер, В.М.Катков, Э.А.Кураев, В.С.Фадин

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА НА ДВА ФОТОНА В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ

Новосибирск

1973

В.Н.Байер, В.М.Катков, Э.А.Кураев, В.С.Фадин

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА НА ДВА ФОТОНА В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ

АННОТАЦИЯ

Сечение расщепления фотона в кулоновском поле ядра, найденное с логарифмической точностью, сравнивается с недавним экспериментом в DESY Констатируется противоречие между опытом и теорией - экспериментальное значение сечения превосходит теоретическое приблизительно в 100 раз.

PHOTON SPLITTING INTO TWO PHOTONS IN A COULOMB FIELD

V.N.Baier,V.M.Katkov,E.A.Kuraev,V.S.Fadin

A b s t r a c t

Photon splitting in a Coulomb field cross-section has been found within logarithmic accuracy (see Fig.3 and Eqs.(4),(5),(6) where photon-photon scattering amplitudes one can find in Ref./4/ and in case $r, |s|, |t| \gg m^2$ explicit form of the amplitudes is given in Eq.(6),see Fig.2; see also Eq.(8) for total cross-section).This cross-section has been compared with recent DESY experiment /5/.The result obtained is quite shocking one - theoretical cross-section is nearly two order of magnitude lower than experimental one.

Процесс расщепления фотона на два фотона в поле ядра, изображаемый диаграммой на рис.1, является одним из нелинейных эффектов квантовой электродинамики, обусловленных рассеянием

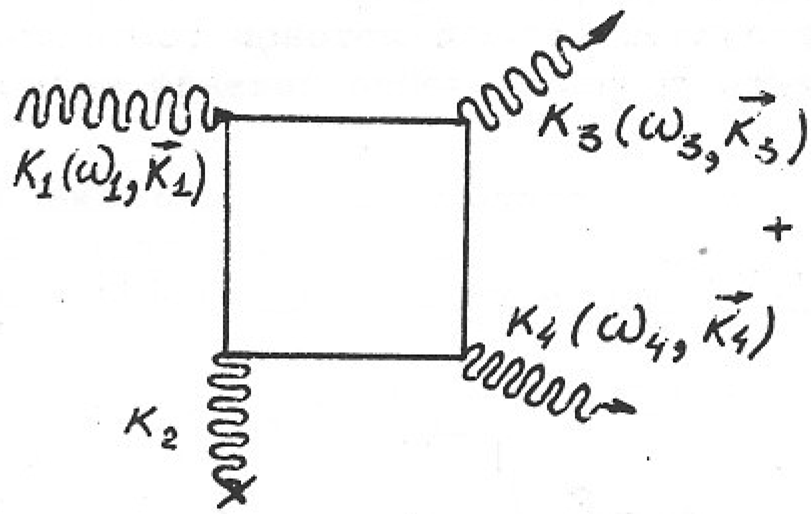


Рис.1

света на свете. В области высоких энергий фотона ω_1 ($\omega_1 \gg m$, m – масса электрона) полное сечение этого процесса оценивалось по порядку величины в работах [1,2]. В работах [3,4] в низшем порядке теории возмущений найдено явное (весьма громоздкое) выражение для полностью дифференциального сечения процесса $d^5\sigma/d^3k_3 d\Omega_4$ в борновском приближении по взаимодействию с кулоновским полем ($\backsim Z^2\alpha^5$). Ни один из этих результатов не может быть сопоставлен с недавним экспериментом по расщеплению фотонов с энергией несколько Гэв, проведенным[x)] на DESY [5], в котором измерялось сечение $\omega_3^2\, d^3\sigma/d^3k_3$. В данной работе с логарифми-

x) Основной целью эксперимента было наблюдение рассеяния света на кулоновском поле (дельбрюковского рассеяния).

ческой точностью найдено сечение, непосредственно измерявшееся на опыте, а также полное сечение процесса. Эксперимент [5] разительно противоречит теории - опытное значение сечения приблизительно на два порядка превышает теоретическое.

В области высоких энергий ($\omega_1 >> m$) процесс расщепления фотона в поле ядра с указанной выше точностью может быть рассмотрен в рамках метода эквивалентных фотонов (см.напр.[6]), позволяющего выразить сечение процесса через сечение рассеяния на свете:

$$d\sigma_{\gamma\to\gamma\gamma} = \frac{Z^2\alpha}{\pi}\frac{d\tau}{\tau}L\,d\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} \qquad (1)$$

Здесь

$$L = \int\limits_{\Delta^2_{min}}^{\Delta^2_{ef}} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2}\left[1 - F(\Delta^2)\right]^2, \quad \Delta^2 = -k_2^2$$

(2)

$$d\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} = \frac{\alpha^4}{2\pi^2\tau}|M|^2\delta(k_1+k_2-k_3-k_4)\frac{d^3k_3}{\omega_3}\frac{d^3k_4}{\omega_4}$$

Входящие величины зависят от инвариантных переменных

$\tau = \frac{1}{2}k_3k_4$, $s = -\frac{1}{2}k_1k_3$, $t = -\frac{1}{2}k_1k_4$ $(\tau+s+t=0)$ [7], которые в области малых углов в л.системе можно представить в виде

$$\tau = \frac{\omega_1^2\vartheta_3^2 x}{4(1-x)}, \quad s = -\frac{\omega_1^2\vartheta_3^2 x}{4}, \quad t = -\frac{\omega_1^2\vartheta_3^2 x^2}{4(1-x)} \qquad (3)$$

где $\omega_3 = x\omega_1$, $\omega_4 = (1-x)\omega_1$; ϑ_3 - угол между векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_3$; $F(\Delta^2)$- форм-фактор атомных электронов. Процесс рассеяния света на свете удобно описывать в терминах спиральных амплитуд [7,4]: для неполяризованных фотонов

$$|M|^2 \to \overline{|M|^2} = \frac{1}{2}\left[|M_{++++}|^2 + |M_{++--}|^2 + |M_{+-+-}|^2 + |M_{+--+}|^2 + 4|M_{+++-}|^2\right] \qquad (4)$$

Проинтегрировав в (1) δ - функцию (по $\vec{k}_4$ и по углу вектора $\vec{k}_3$) и переходя от $d\tau$ к дифференциалу угла согласно (3), получим измерявшееся на опыте сечение процесса (в [5] приведены данные опыта при x = 0,87 как функции ω_1 и ϑ_3):

$$\frac{d^3\sigma_{\gamma\to\gamma\gamma}}{d\omega_3\, d\Omega_3} = \frac{Z^2\alpha^5}{\pi^3}\,\frac{4(1-x)}{x}\,\frac{L}{\omega_1^3\vartheta_3^4}\,\overline{|M|^2} \qquad (5)$$

Явный вид спиральных амплитуд, входящих в (4) содержится в [4]. Фактически же опыт проводился в области $\tau, |s|, |t| \gg m^2$, где выражения для спиральных амплитуд существенно упрощаются:

$$M_{++++}(x) = 1 + (2x-1)L_2 + \frac{1}{2}\left[x^2+(1-x)^2\right]\left(L_2^2+\pi^2\right)$$

$$M_{+-+-}(x) = 1+\left(1-2/x\right)\left(L_1 - i\pi\right) + \frac{1}{2x^2}\left[1+(1-x)^2\right]\cdot$$

$$\cdot\left(L_1^2 - 2\pi i L_1\right) = M_{++++}\left(1/(x+i0)\right) \qquad (6)$$

$$M_{+--+}(x) = M_{+-+-}(x\to 1-x),\quad M_{+++-} = M_{++--} = -1$$

где $L_1 = \ln\left|\frac{\tau}{s}\right| = \ln\frac{1}{1-x}$, $L_2 = \ln\left|\frac{s}{t}\right| = \ln\frac{1-x}{x}$. Как это видно из (6), в этом предельном случае $\overline{|M|^2}$ оказывается функцией только x (универсальная функция$^{x)}$ $2\,\overline{|M|^2}$ приведена на рис.2). Отметим, что

$$\sigma^{tot}_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma}(\tau\to\infty) = \frac{\alpha^4}{2\pi\tau}\int_0^1 \overline{|M|^2}\,dx =$$

$$= \frac{\alpha^4}{2\pi\tau}\left[\frac{108}{5} + \frac{13}{2}\pi^2 - 8\pi^2\zeta(3) + \frac{148}{225}\pi^4 - 24\zeta(5)\right] \simeq$$

$$\simeq \frac{20\,m^2}{\tau}\,10^{-30}\,\text{см}^2$$

---

x) Случай, когда $\tau\to\infty$, а отношения типа $|\tau/s|$ остаются конечными, принято называть бьеркеновским пределом. Из формул (6), (4), следует, что квадрат амплитуды рассеяния света на свете не содержит в этом пределе членов типа $\ln(\tau/m^2)$, а зависит только от "скэйлинговой" переменной x.

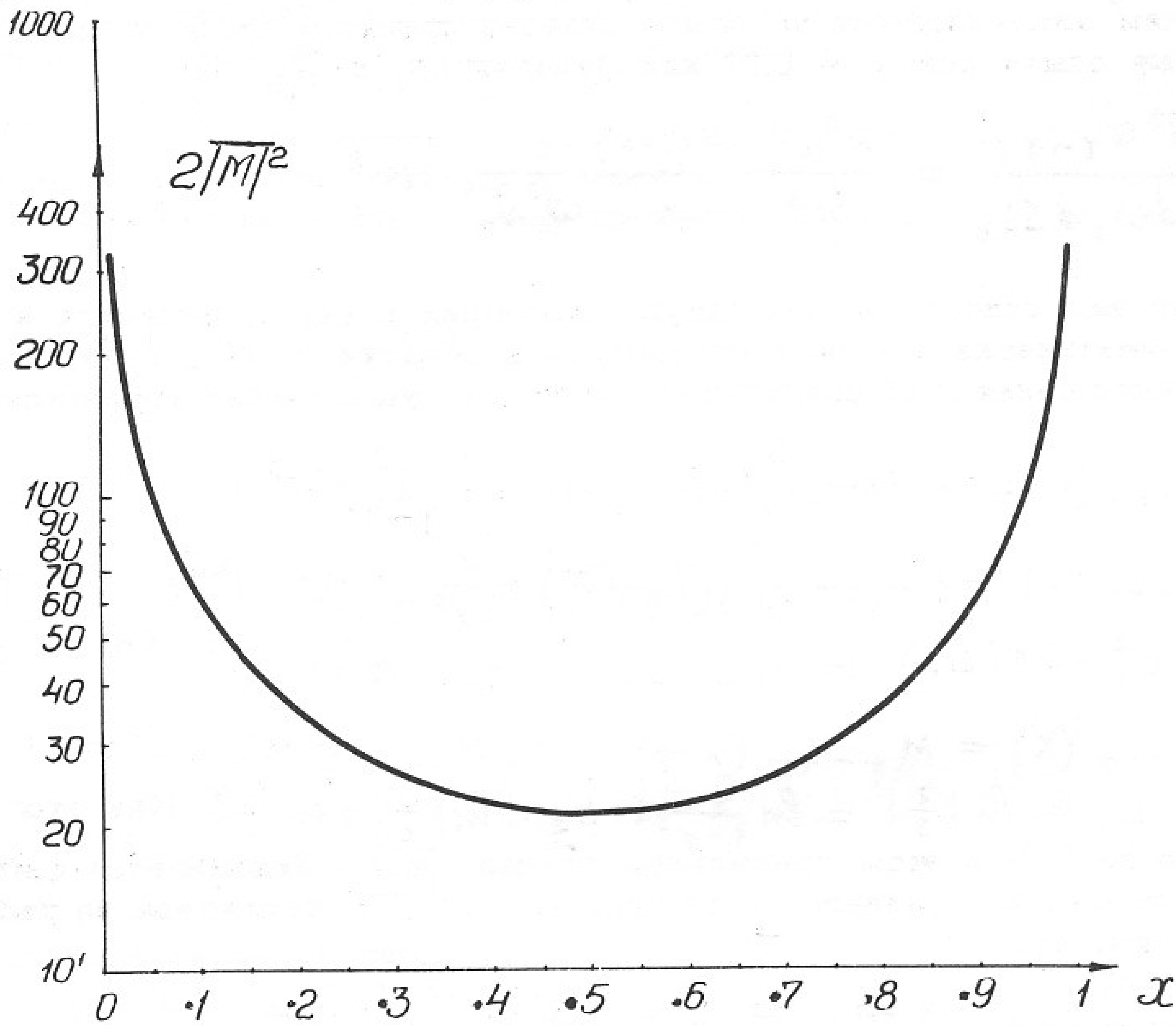
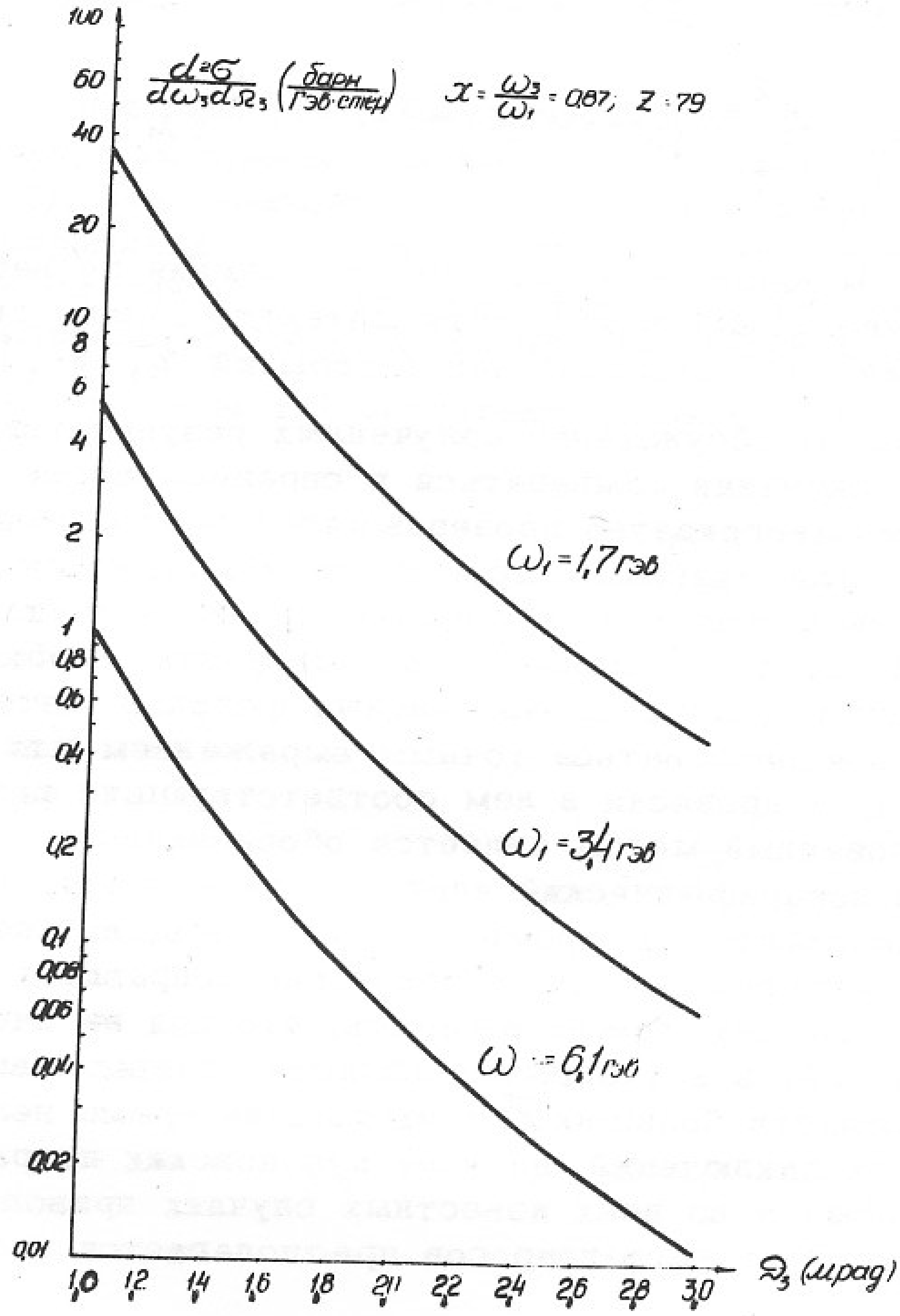


Рис.2

где $\overline{|M|^2}$ дается формулами (4), (6); $\zeta(n)$ – дзета-функция Римана, $\zeta(3) = 1,202...$, $\zeta(5) = 1,037$. Рассмотрим теперь интеграл L . В изучавшейся ситуации (Z =79; ω_1 = 1,7 Гэв, 3,4 Гэв, 6,1 Гэв, $\vartheta_3 \sim 1,5 \div 3$мрад) необходимо учитывать экранирование, т.е. форм-фактор $F(\Delta^2)$, который брался согласно модели Томаса-Ферми (см., например, [6]); $\Delta^2_{min} = \left(\omega_1 \vartheta_3^2 x / 2(1-x)\right)^2$, $\Delta^2_{ef} = (\omega_1 \vartheta_3 x)^2$

На рис.3 приведено сечение процесса для углов и энергий эксперимента [5]. Это сечение лежит приблизительно на два порядка ниже, чем наблюдавшееся на эксперименте.



Пользуясь формулой (1) можно найти также полное сечение процесса[x)]. В случае полного экранирования имеем:

---

x) Хотя это сечение непосредственно не измеряется, знание его, как объективной характеристики процесса, весьма полезно. Аналогичный подход к вычислению полного сечения использовался в работе [2], но в то время не было известно значение $\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma}(2)$ в области, дающей основной вклад в интеграл в формуле (8).

$$\sigma_{\gamma\to\gamma\gamma} = \frac{2Z^2\alpha}{\pi}\ln(183Z^{-1/3})\int_0^\infty \frac{dz}{z}\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma}(z) = $$

$$= \frac{Z^2\alpha}{\pi}\ln(183Z^{-1/3})\cdot 10^{-29}\,\text{см}^2 \qquad (8)$$

Это сечение меньше, чем интеграл от сечения по наблюдавшейся области, приведенный в [5], хотя детектировалась лишь небольшая доля событий (для основной части событий $z, |s|, |t| \sim m^2$).

Проведем обсуждение полученных результатов. На данном уровне нет оснований сомневаться в справедливости квантовой электродинамики, многократно проверявшейся в этой области параметров (правда для диаграмм другого типа). Поэтому следует проанализировать допущения, сделанные при вычислении сечений (5), (8). Возникновение логарифмической ситуации, необходимой для применимости приближения эквивалентных фотонов нетрудно проследить, если воспользоваться точным выражением для сечения, полученным в [4] и провести в нем соответствующие разложения, так что использованный метод является обоснованным. Он позволяет найти старший логарифмический член в сечении, наряду с которым имеется еще константа ~ 1, кроме того при больших значениях Z становятся существенными т.н. кулоновские поправки к борновскому приближению. Поэтому можно ожидать, что при не очень больших сечения (5), (8) в изучавшейся области справедливы с точностью $\sim 10\%$. Об области больших Z в настоящее время нельзя сделать определенных заключений, но учет кулоновских поправок не затрагивает логарифма и во всех известных случаях приводит к уменьшению сечения. Этот круг вопросов предполагается исследовать в дальнейшем.

Если обратиться к эксперименту, то необходимо учесть, что авторы работы [5] приняли в качестве гипотезы, что наблюдавшийся избыток фотонов с частотой, меньшей предельной обусловлен процессом расщепления фотона. Фактически доказательства этого работа [5] не содержит. Измеренную зависимость сечения от Z^2, которую можно было бы рассматривать как подтверждение указанной гипотезы, имеют также основные фоновые процессы. Исходя из отмечавшегося выше противоречия с теорией следует признать, что принятая в [5] гипотеза несправедлива и наблюдавшийся избыток фотонов не имеет никакого отношения к процессу расщепления фотона.

Мы хотим подчеркнуть, в заключение, что для процесса расщепления фотона, как отмечалось выше, существенна область малых $|K_2^2|$ (рис.1), что отличает его от дельбрюковского рассеяния при конечных передачах импульса. Поэтому эксперимент по его изучению является фактически прямым наблюдением рассеяния света на свете и представляет, по нашему мнению, значительный интерес.

Авторы благодарны В.Сысолетину за помощь в численных расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Bolsterli.Phys.Rev.94,367,1954
2. А.П.Бухвостов, В.Я.Френкель, В.М.Шехтер, ЖЭТФ, 43,362, 1962.
3. Y.Shima.Phys.Rev.142,944,1966
4. V.Costantini,B.De Tollis.G.Pistoni.Nuovo Cimento 2A,733,1971
5. G.Jarlskog,L.Jonsson,S.Prünster et al. Препринт DESY 73/4,1973.
6. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.С.Фадин. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат, Москва, 1973.
7. B.De Tollis.Nuovo Cimento 32,757,1964;35,1182,1965

Ответственный за выпуск С.Н.Родионов
Подписано к печати 13.7.73. № МН 08373
Усл. 0,5 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно
Заказ № 58

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР