

РОЖДЕНИЕ e^+e^- -ПАРЫ ФОТОНОМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОНЕ ВСТРЕЧНОГО ПУЧКА

БЛИНОВ А. Е., БОНДАРЬ А. Е., БУКИН А. Д., ВОРОБЬЕВ А. И.,
 ГРОШЕВ В. Р., ЖОЛЕНЦ А. А., КИСЕЛЕВ В. А., КЛИМЕНКО С. Г.,
 МИШНЕВ С. И., ОНУЧИН А. П., ПАНИН В. С., ПЕТРОВ В. В.,
 ПРОТОПОПОВ И. Я., СИДОРОВ В. А., СКОВПЕНЬ Ю. И., ТАЮРСКИЙ В. А.,
 ТЕЛЬНОВ В. И., ТИХОНОВ Ю. А., ТУМАЙКИН Г. М., УНДРУС А. Е.,
 ШАМОВ А. Г., ЭЙДЕЛЬМАН Ю. И.

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 26 мая 1986 г.)

Бете-гайтлеровский процесс рождения e^+e^- -пары впервые наблюдался в столкновении фотона синхротронного излучения с электроном встречного пучка. Эксперимент выполнен с помощью детектора МД-1 на накопителе ВЭПП-4 при энергии $2 \times 5,14$ ГэВ. При этой энергии скорость счета сравнима со скоростью счета реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Данные эксперимента находятся в согласии с расчетом по КЭД.

1. Введение

Фотообразование e^+e^- -пары в поле электрона [1] относится к типу процессов, изученных Бете и Гайтлером еще в начале 30-х годов [2]. Рождение e^+e^- -пары фотонами в поле атомных электронов изучалось в экспериментах с камерами Вильсона, пузырьковыми и стримерными камерами

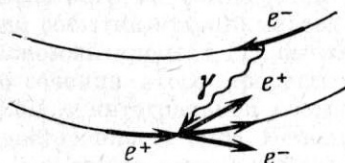


Рис. 1. Схематическое изображение процесса $\gamma e^- \rightarrow e^+e^-$

[3, 4]. Сечение этого процесса в основном измерялось в экспериментах по поглощению фотонов в веществе [3].

Данный эксперимент проведен на накопителе ВЭПП-4 с помощью детектора МД-1 [5], магнитное поле которого направлено перпендикулярно орбите пучков. Это приводит к тому, что электроны пучка в детекторе дают фотоны синхротронного излучения (СИ), которые сталкиваются с частицами встречного сгустка в области встречи пучков. Возникающее при этом рассеяние СИ на электронах было использовано для измерения поляризации пучков [6] в экспериментах по прецизионному измерению масс Υ -мезонов [7–9].

Взаимодействие СИ со встречным пучком вызывает также процесс Бете – Гайтлера

$$\gamma e^- \rightarrow e^+e^-, \quad (1)$$

измерению которого и посвящена данная работа. В отличие от проводившихся ранее экспериментов здесь реакция идет на свободных электронах.

Однако в данной постановке эксперимента (рис. 1) есть другая проблема: значительная часть фотонов СИ формируется внутри «мишени» – встречного сгустка электронов. При этом фотон может вступить в бете-гайтлеровский процесс (или в процесс комптоновского рассеяния [10]), когда его формирование еще не кончилось. Насколько нам известно, в такой постановке эксперимента задача расчета сечения процесса еще не

решена. Естественно, отличие от случая с реальными фотонами зависит от соотношения длины формирования фотона l_{coh} (длины когерентности) [11], которая в условиях нашего эксперимента $l_{coh} \leq 0,4$ см, и характерного расстояния, которое фотон проходит до встречи с электроном [12],

$$l_0 = \sqrt{2R\sigma_r},$$

где R — радиус орбиты, σ_r — среднеквадратичный размер пучка по радиусу.

В нашем эксперименте $l_0 \approx 14$ см, поэтому при точности эксперимента $\sim 10\%$ наблюдение вклада от взаимодействий с расстоянием $\sim l_{coh}$ не представляется возможным.

Однако возможна ситуация, как, например, на ВЛЭПП [13], когда l_{coh} становится порядка длины сгустка (при $\omega < 10$ эВ). Тогда в процессах взаимодействия фотонов СИ с электронами встречного пучка и друг с другом, являющихся основными источниками квантовоэлектродинамического фона [14], обсуждаемый эффект должен играть заметную роль.

2. Сечение процесса

Скорость счета процесса Бете — Гайтлера выражается через светимость электрон-фотонных пучков и сечение. Однако, чтобы иметь возможность сравнивать скорость счета рассматриваемого процесса с другими процессами в e^+e^- -столкновениях, удобно ввести сечение, связанное с электрон-позитронной светимостью привычным для встречных пучков соотношением $\dot{N} = \mathcal{L} \sigma_{obs}$. Это сечение, далее называемое «наблюдаемым», равно

$$\sigma_{obs} = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \frac{dN}{d\omega dt} \frac{l_{ef}(\omega)}{c} \sigma(E, \omega) d\omega, \quad (2)$$

где $dN/d\omega dt$ — спектр СИ, ω_{min} , ω_{max} — пределы по энергии СИ, определяемые условиями регистрации, $l_{ef}(\omega)$ — эффективная длина траектории пучка, фотоны СИ с которой дают вклад в скорость счета, $\sigma(E, \omega)$ — сечение рассматриваемого процесса, E , ω — энергия электрона и фотона СИ соответственно.

При вертикальном разведении пучков l_{ef} возрастает, что приводит к росту «наблюдаемого» сечения (но не скорости счета).

Для пучков, разведенных в вертикальном направлении на Δz , можно получить следующую формулу для $l_{ef}(\omega)$:

$$l_{ef}(\omega) = l_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dW}{d\psi} d\psi \int_0^{\infty} d\tau \frac{\exp\{-\tau^4/4 + g(\psi, \tau)\}}{\sqrt{h(\tau)}}, \quad (3)$$

где $dW/d\psi$ — функция углового распределения СИ относительно плоскости орбиты [11], ψ — угол излучения фотона СИ, отсчитываемый от плоскости орбиты,

$$g(\psi, \tau) = 0,25 \left[n^2 - \frac{(n + p\tau\psi)^2}{h(\tau)} \right], \quad h(\tau) = 0,5p^2\sigma_\beta^2\tau^2 + 1, \quad n = \Delta z/\sigma_z, \quad p = l_0/\sigma_z,$$

$\sigma_\beta = \sigma_z/\beta_z$ — среднеквадратичный угловой разброс пучка в вертикальном направлении, σ_z — размер пучка в вертикальном направлении, β_z — β -функция накопителя по вертикали. При $\omega \rightarrow \infty$ для $\Delta z = 0$ $l_{ef} \rightarrow 1,28l_0$.

При выводе формулы (3) предполагалось, что распределение плотности пучков является гауссовым и не учитывалось угловое распределение СИ и угловой разброс электронов в плоскости орбиты, так как ширина этих распределений много меньше, чем характерный угол l_0/R , связанный с геометрией столкновения.

В эксперименте пучки электронов и позитронов поддерживались в неполяризованном состоянии. При взаимодействии СИ с неполяризованным

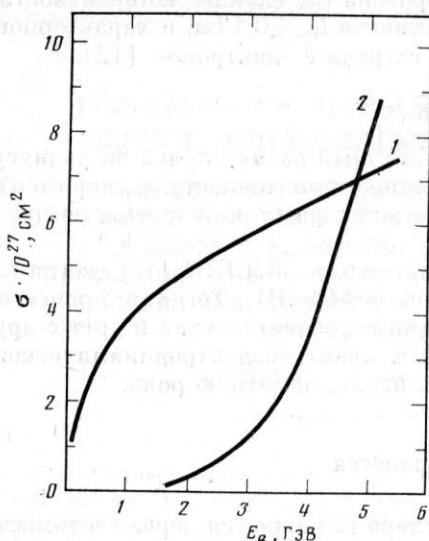


Рис. 2

Рис. 2. Сечения процессов $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ (кривая 2) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (кривая 1) в зависимости от энергии пучка

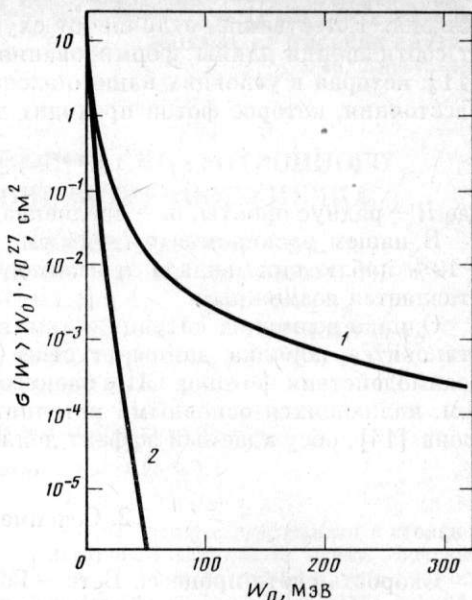


Рис. 3

Рис. 3. Сечения процессов $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ (кривая 2) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (кривая 1) при эффективной массе пары больше некоторой. $E_B = 5,14$ ГэВ

пучком линейная поляризация фотонов приводит к азимутальной асимметрии продуктов реакции (1) [15] (от циркулярной поляризации фотонов сечение не зависит). Но в данном эксперименте эта асимметрия не существенна, так как углы вылета пары к оси столкновения очень малы — $\approx 10^{-2}$ рад. Поэтому расчеты сечения проводились для неполяризованных фотонов и электронов.

Для монте-карловского генератора событий использовалось дифференциальное сечение, рассчитанное по основным диаграммам. Мы проверили, что при этом сечение (2) отличается от расчета с использованием всех диаграмм третьего порядка по α [1] менее чем на 1%. Также мал должен быть вклад радиационных поправок [3].

Основным физическим фоном в эксперименте, кинематически неотделимым от (1), является процесс, впервые рассчитанный Ландау и Лифшицем [16]:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^- \quad (\text{процесс Ландау — Лифшица}). \quad (4)$$

Впервые этот процесс наблюдался на установке ВЭПП-2 [17]. Он хорошо изучен теоретически [18] и измерялся на многих детекторах [19], в том числе и на МД-1 [20].

На рис. 2 приведено расчетное «наблюдаемое» сечение процесса $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ в зависимости от энергии пучка E_B . Здесь же приведено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Как видно из рисунка, при энергии около 5 ГэВ сечения этих процессов сравниваются.

На рис. 3 приведены сечения процессов Бете — Гайтлера и Ландау — Лифшица при эффективной массе родившейся пары больше некоторой для $E_B = 5,14$ ГэВ. Как видно из рисунка, наблюдаемое сечение процесса $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ быстро падает с ростом W , что связано с экспоненциальным спадом интенсивности СИ при энергиях фотонов, больших критической.

Расчет процесса Ландау — Лифшица выполнялся с учетом основных диаграмм при помощи программы [21]. Моделирование работы детектора проводилось по программе [22].

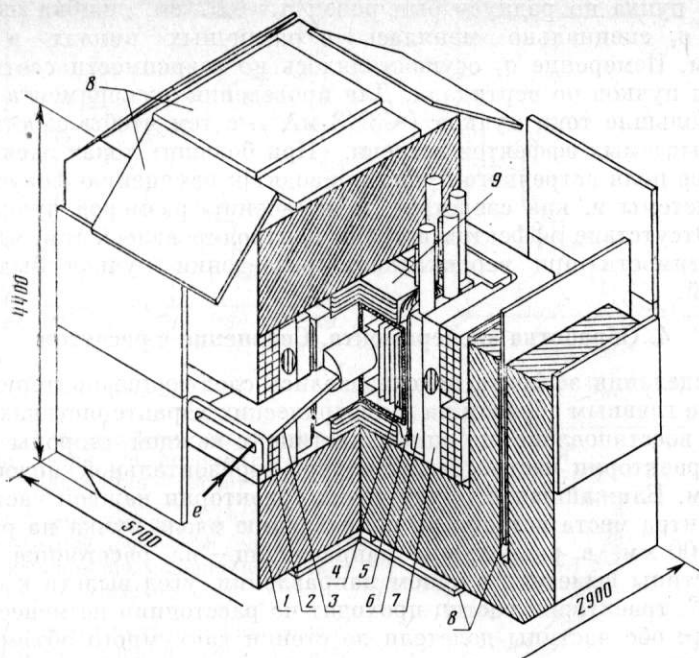


Рис. 4. Общий вид детектора МД-1. 1 — ярмо магнита, 2 — медная обмотка, 3 — вакуумная камера, 4 — координатные камеры, 5 — сцинтилляционные счетчики, 6 — газовый черенковский счетчик, 7, 9 — ливнево-пробежные камеры, 8 — мюнные камеры

3. Аппаратура. Эксперимент

Эксперимент был выполнен при энергии $2 \times 5,14$ ГэВ. Величина магнитного поля в детекторе составляла 12,5 кГс.

На пути от места встречи до регистрирующих элементов детектора (рис. 4) частицы пересекают вакуумную камеру толщиной 0,085X. Для регистрации заряженных частиц и измерения их импульса использовалась система из 38 пропорциональных камер с максимальным размером $0,9 \times 0,9$ м². Анодные проволоочки камер, измеряющих импульс, натянуты с шагом 2 мм, а камер, измеряющих вертикальную координату — 4 мм. Полное число каналов электроники — 12 000. Координатные камеры окружены 24 сцинтилляционными счетчиками, расположенными по граням куба с ребром 1,2 м. На каждой грани установлено четыре счетчика с размером сцинтиллятора $0,6 \times 0,6$ м².

Данные координатных камер и сцинтилляционных счетчиков использовались в триггере и при обработке эксперимента. Для запуска требовалось срабатывание хотя бы одного сцинтилляционного счетчика и нескольких координатных камер с обеих сторон от пучка.

Для измерения светимости использовалось два процесса: однократное тормозное излучение и упругое рассеяние на малые углы. В первом процессе при расчете сечения регистрации учитывалась конечность поперечных размеров пучков [10], а также комптоновское рассеяние фотонов СИ на встречном пучке [7]. Систематическая ошибка в этом методе составляет около 15%. Систематическая ошибка при измерении светимости по e^+e^- -рассеянию составляет 10%. Светимость, измеренная двумя методами, совпадает с точностью 15%.

Набор статистики проводился тремя циклами весной 1983 г. Всего было набрано 74 000 событий для сведенных пучков («эффект $\Delta z=0$ »), 151 000 событий для пучков, разведенных на несколько среднеквадратичных размеров σ_z по вертикали («эффект $\Delta z \neq 0$ »), и 15 000 событий для большого разведения по вертикали («фон»). Время набора эффекта было в 7 раз больше времени набора фона. Набранный интеграл светимости для сведенных пучков составил 46 мкбн^{-1} .

Размер пучка по радиусу был равен $\sigma_r=0,07$ см, ошибка около 10%. Величина σ_z специально менялась в различных циклах в пределах 12–16 мкм. Измерение σ_z осуществлялось по зависимости светимости от разведения пучков по вертикали. Для проведения эксперимента были выбраны небольшие токи пучков ($\approx 3 \times 3$ мА²), с тем чтобы работать вдали от так называемых эффектов встречи. (При больших токах электрическое и магнитное поля встречного пучка приводят к изменению фокусирующих свойств системы и, как следствие, к изменению размеров пучка или его гибели.) Отсутствие эффектов встречи контролировалось тем, что зависимость светимости при вертикальном разведении пучков была близка к гауссовой.

4. Обработка эксперимента. Сравнение с расчетом

Для выделения эффекта использовались следующие критерии отбора, основанные главным образом на геометрических характеристиках событий: в событии восстановлено по одной частице с каждой стороны от места встречи; траектории частиц лежат внутри горизонтальной полосы шириной 140 мм. Ближайшая к пучку точка траектории каждой частицы удалена от центра места встречи по направлению вдоль пучка на расстояние не более 100 мм, в радиальном направлении — на расстояние не более 60 мм; частицы вылетели в одном направлении, угол вылета к оси пучка меньше 12°; траектории частиц проходят на расстоянии не менее 10 мм от края камер; обе частицы долетели до стенки вакуумного объема координатных камер, а на продолжении их траекторий сработал по крайней мере один сцинтилляционный счетчик; частицы в ливневой системе прошли не более четырех камер.

После наложения этих условий отбора событий в измерениях «фон» не осталось, в измерениях «эффект $\Delta z=0$ » осталось 324 события, а в измерениях «эффект $\Delta z \neq 0$ » — 206 событий.

Для сравнения эксперимента с расчетом нужно учесть вероятности срабатывания сцинтилляционных счетчиков и эффективности координатных камер. Вероятность срабатывания сцинтилляционных счетчиков (неэффективность обусловлена в основном материалом перед ними) в эксперименте составила $(55,3 \pm 2,0)$ %, в моделировании — $(56,7 \pm 1,6)$ %. Эффективность запуска триггера, обусловленная камерами, была равна (90 ± 2) %, а полная вероятность зарегистрировать событие эффекта и восстановить траектории обеих частиц, связанная с эффективностью камер, составила (77 ± 2) %.

На рис. 5 приведены измеренное и расчетное распределения частиц по импульсам. Эти спектры хорошо согласуются друг с другом. На этом рисунке, а также на рис. 6 распределения нормированы на одинаковое число событий. По оси ординат отложено число событий в моделировании. Для эксперимента приведены статистические ошибки.

На рис. 6 показано распределение по «видимой» эффективной массе пары для эксперимента и моделирования. Эксперимент и расчет согласуются друг с другом.

Эффект роста наблюдаемого сечения при вертикальном разведении пучков измерялся во всех трех экспериментальных циклах. На рис. 7 показана зависимость сечения регистрации $\sigma^{vis}(\Delta z) = \sigma_{BH}(\Delta z) + \sigma_{LL}$ от вертикального разведения пучков в одном из циклов. В ошибки экспериментальных точек включены статистические ошибки, погрешность измерения светимости и ошибка в размерах пучка. Заштрихованная область — результат расчета. Ширина полосы (две среднеквадратичные ошибки) обусловлена статистикой моделирования и точностью вычисления сечения для ограниченного фазового объема.

Расчеты для $\Delta z=0$ показали, что сечение процесса слабо зависит от вертикального размера пучка σ_z . Это позволило объединить статистику трех циклов. Полученное сечение регистрации при $\Delta z=0$, с учетом поправки на эффективность камер, равно

$$\sigma^{vis} = 9,1 \pm 1,0 \text{ мкбн.}$$

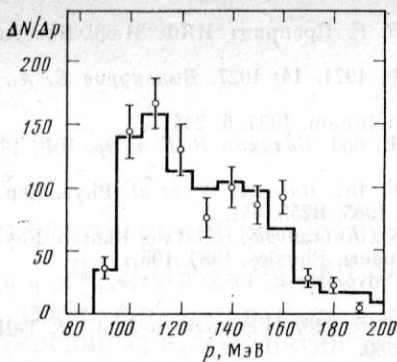


Рис. 5

Рис. 5. Распределение по импульсу частиц. Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет

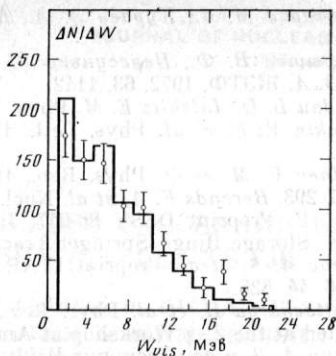


Рис. 6

Рис. 6. Распределение по «видимой» инвариантной массе e^+e^- -пары. Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет

Рис. 7. Зависимость сечения регистрации от разведения пучков по вертикали. $\sigma_z = 13 \pm 0,5$ мкм. \circ — эксперимент. Ширина полосы для расчета — две среднеквадратичные ошибки

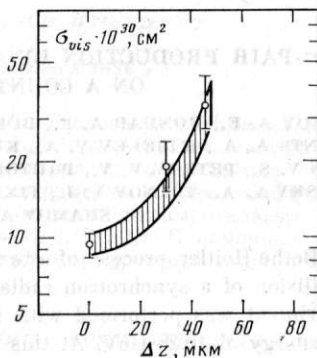


Рис. 7

В приведенную ошибку входит статистическая ошибка, точность измерения светимости и погрешность определения эффективности камер; ошибки сложены квадратично.

Расчетное сечение регистрации процесса Бете — Гайтлера для $\Delta z = 0$ составляет $\sigma_{BH}^{MC} = 7,1 \pm 0,7$ мкбн и процесса Ландау — Лифшица — $\sigma_{LL}^{MC} = 2,5 \pm 0,4$ мкбн. Ошибки обусловлены статистикой и неточностью определения сечения для ограниченного фазового объема, которые сложены квадратично. Полное сечение по моделированию равно

$$\sigma^{MC} = 9,6 \pm 0,8 \text{ мкбн.}$$

Результат расчета находится в согласии с измеренным значением.

Авторы выражают благодарность коллективу ВЭПП-4 и МД-1, а также многочисленным сотрудникам института, обеспечившим проведение данного эксперимента.

Литература

1. Motz J. W. et al. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 581. Tsai Y.-S. Rev. Mod. Phys., 1974, 46, 815.
2. Bethe H. A., Heitler W. Proc. Roy. Soc. (London), 1934, A146, 83.
3. Mork K. J. Phys. Rev., 1967, 160, 1065.
4. Benaksas D., Morrison R. Phys. Rev., 1967, 160, 1245.
5. Бару С. Е. и др. В кн.: Рабочее совещание по программе экспериментов на встречных пучках. Дубна, 1983, с. 29. Baru S. E. et al. Proc. 2 Intern. Conf. on Instr. for Coll. Beam Physics. Stanford, 1982, p. 241.
6. Blinov A. E. et al. Nucl. Instr. Meth., 1985, A241, 80.
7. Artamonov A. S. et al. Phys. Lett., 1982, 118B, 225.
8. Blinov A. E. et al. Phys. Lett., 1984, 137B, 272.
9. Baru S. E. et al. Z. Phys., 1986, 30, 551.
10. Blinov A. E. et al. Phys. Lett., 1982, 113B, 423.
11. Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применение. М.: Изд. МГУ, 1980.
12. Онучин А. П., Тихонов Ю. А. Препринт ИЯФ 77-77, Новосибирск, 1977.
13. Balakin V. E., Budker G. I., Skrinsky A. N. Preprint IYAF 78-101, Novosibirsk, 1978.

14. Золотарев М. С., Кураев Э. А., Сербо В. Г. Препринт ИЯФ 81-63, Новосибирск, 1981.
15. Болдышев В. Ф., Пересунько Ю. П. ЯФ, 1971, 14, 1027. Винокуров Е. А., Кураев Э. А. ЖЭТФ, 1972, 63, 1142.
16. Landau L. D., Lifshitz E. M. Phys. Zs. Sovietunion, 1934, 6, 244.
17. Balakin V. E. et al. Phys. Lett., 1971, 34B, 663. Балакин В. Е. и др. ЯФ, 1972, 16, 729.
18. Budner V. M. et al. Phys. Rep., 1975, 15C, 181. Baier V. N. et al. Phys. Rep., 1981, 78C, 293. Berends F. A. et al. Nucl. Phys., 1985, B253, 441.
19. Pohl M. Preprint DESY 83-047. June 1983. Kolanovsky H. Two Photon Physics at e^+e^- Storage Rings. Springer Tracts in Modern Physics, 1984, 105.
20. Blinov A. E. et al. Preprint IYAF 85-96, Novosibirsk, 1985. Блинов А. Е. и др. ЯФ, 1986, 44, 626.
21. Bhattacharya R. et al. Phys. Rev., 1977, D15, 3267. Vermaseren J. A. M. Talk, Presented at the 2- γ Workshop at Amiens, 1980.
22. Букин А. Д. и др. Препринт ИЯФ 84-33, Новосибирск, 1984.

e^+e^- -PAIR PRODUCTION BY A SYNCHROTRON RADIATION PHOTON ON A COUNTER BEAM ELECTRON

BLINOV A. E., BONDAR A. F., BUKIN A. D., VOROBIEV A. I., GROSHEV V. R.,
ZHOLENTS A. A., KISELEV V. A., KLIMENKO S. G., MISHNEV S. I., ONUCHIN A. P.,
PANIN V. S., PETROV V. V., PROTOPOPOV I. Ya., SIDOROV V. A., SKOVPEN Yu. I.,
TAYURSKY V. A., TELNOV V. I., TIKHONOV Yu. A., TUMAIIKIN G. M., UNDRUS A. E.,
SHAMOV A. G., EIDELMAN Yu. I.

The Bethe-Heitler process of e^+e^- -pair production was observed for the first time in the collision of a synchrotron radiation photon on the electron of the counter beam. The experiment was performed with the detector MD-1 at the storage ring VEPP-4 at the c.m. energy of 10.28 GeV. At this energy the counting rate is comparable with that of the reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. The data are consistent with the QED expectations.