

9
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

И Я Ф 16 - 71

В.Н.Байер, В.С.Фадин

ПРОЦЕСС ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПАР
В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Новосибирск

1971

В.Н.Байер, В.С.Фадин

ПРОЦЕСС ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПАР В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

АННОТАЦИЯ

Сечение образования пар частиц при столкновении электрона и позитрона (электрона) высокой энергии вычислено с однологарифмической точностью. Процесс электроорождения на встречных пучках обсуждается в связи с современной экспериментальной ситуацией.

Важная роль в этом процессе принадлежит процессу рождения пар частиц с малыми углами рассеяния. В этом случае можно использовать однологарифмическое приближение. В работе вычислено сечение рождения пар частиц при столкновении электрона и позитрона (электрона) высокой энергии. Процесс электроорождения на встречных пучках обсуждается в связи с современной экспериментальной ситуацией.

$$\sigma_{\text{пар}}^{(2)} = \frac{2\pi^2}{3} \left[g_2^{(1)} L_2(\beta^2) - g_2^{(2)} L_2(\beta^2) - g_2^{(3)} L_2(\beta^2) \right] \quad (1)$$

где $L_2 = L_2(\beta^2/m^2)$, $L_2 = L_2(\beta^2/\mu^2)$, $L_2(\beta^2) = \int_0^{\beta^2} \ln \frac{\beta^2 + \mu^2 - \mu^2 \cos \theta}{\beta^2 + \mu^2 + \mu^2 \cos \theta} d\theta$ (масса электрона, μ — масса позитрона).

PROCESS OF PAIR ELECTROPRODUCTION IN
COLLIDING BEAMS EXPERIMENTS

V.N. Baier, V.S. Fadin

A b s t r a c t

Cross section of pair production in collision of high energy electron and positron (electron) is calculated in one-logarithmic approximation. Process of electroproduction with colliding beams has been discussed in connection with to day experimental situation.

Процесс электророждения в опытах на встречных пучках ($e^{\pm} + e^{-} \rightarrow e^{\pm} + e^{-} + \nu$) многократно обсуждался в последнее время, в частности на Киевской конференции / 1-3 /. В области реальных энергий (в обозримом будущем $\varepsilon < 5$ Гэв) будут, по-видимому, доминировать процессы электророждения пар ($\pi^{+}\pi^{-}, K^{+}K^{-}$ и т.д.), которые наиболее просто поддаются теоретическому анализу (процесс электророждения $e^{+}e^{-}$

пары на большие углы наблюдался недавно при $\varepsilon = 500$ Мэв в Новосибирске / 4, 5 /). Для оценки полных сечений в / 1, 2 / использованы варианты метода эквивалентных фотонов, а в / 3 / аналитические выражения для сечений в случае произвольных масс вычислены в дваждылогарифмическом приближении. В настоящей работе проведен более полный анализ процесса электророждения пар с тем, чтобы сопоставить его с результатами последних опытов на встречных пучках.

В низшем порядке теории возмущений по электромагнитному взаимодействию процесс электророждения представляется двумя типами диаграмм: 1) конечные состояния рождаются двумя фотонами (двухфотонные); 2) конечные состояния рождаются одним фотоном (тормозные). К этим же типам принадлежат обменные (для $e^{-}e^{-}$ - соударений) и аннигиляционные (для $e^{+}e^{-}$ - соударений) диаграммы, которые мы рассмотрим отдельно.

Вклад двухфотонных диаграмм является доминирующим, с однологарифмической точностью при $\varepsilon \gg \mu$ он имеет вид:

$$\sigma_{\text{III}}^{(s_f)} = \frac{\alpha^4}{27\pi\mu^2} \left[g_1^{(s_f)} L_P (L^2 - \frac{L_P^2}{3}) - g_2^{(s_f)} (L^2 - L_P^2) - g_3^{(s_f)} L L_P + g_4^{(s_f)} L + g_5^{(s_f)} L_P \right] \quad (1)$$

где $L = \ln(4\varepsilon^2/m^2)$, $L_P = \ln(4\varepsilon^2/\mu^2)$, $\varepsilon(m)$ энергия (масса) начальной частицы, $\mu(s_f)$ - масса (спин) частиц рожденной пары,

$$g_1^{(0)} = 6, \quad g_2^{(0)} = 5\frac{1}{2}, \quad g_3^{(0)} = 19,$$

$$g_4^{(0)} = \frac{569}{6} - 4\pi^2, \quad g_5^{(0)} = -\frac{979}{6} + \pi^2; \quad (2)$$

$$g_1^{(1/2)} = 42, \quad g_2^{(1/2)} = 192, \quad g_3^{(1/2)} = 178,$$

$$g_4^{(1/2)} = \frac{5255}{6} - 28\pi^2, \quad g_5^{(1/2)} = -\frac{6925}{6} + 7\pi^2$$

Сечение $\sigma_{III}^{(s)}$ приведено на рис., где учтены также члены, содержащие M/E . При высоких энергиях ($E > 3$ ГэВ для μ, π мезонов) применима непосредственно (1). Существенно, что в (1) кубичные по L, L_p члены в значительной мере компенсируются квадратичными (при $E = 5$ ГэВ сечение $\sigma_{III}^{(0)}$ в два раза меньше, чем кубичный член^{x)}). В довольно широкой области у порога ($E \lesssim 5\mu$) разложение сечения по степеням L, L_p не является адекватным (так же, как в задаче фоторождения), впрочем в этой области сечения малы. В случае рождения π, K мезонов сечение $\sigma_{III}^{(0)}$ следует рассматривать как модельное, т.к. в нём учтён только борновский член. Однако, поскольку основной вклад даёт область, где инвариантная масса родившейся пары $\Delta^2 = (p_+ + p_-)^2 \sim 4\mu^2$, то вполне возможно, что этот член удовлетворительно описывает физическую ситуацию. Большой интерес представляет исследование взаимодействия между родившимися адронами в конечном состоянии (C - чётное, $C = +1$), информацию о котором можно получить из сравнения наблюдаемого сечения с вычисленным при фиксированном Δ^2 , для которого опуская члены, линейные по L_p имеем:

x) Приведенное в /2/ сечение $\sigma_{III}^{(0)}$ соответствует члену $L_p L^2$ в (1) и имеет неправильный численный коэффициент. Сечения σ_{III} для $\mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$, изображенные на рис., отличаются от соответствующих сечений в /2/ в 1,5 - 2,5 раза.

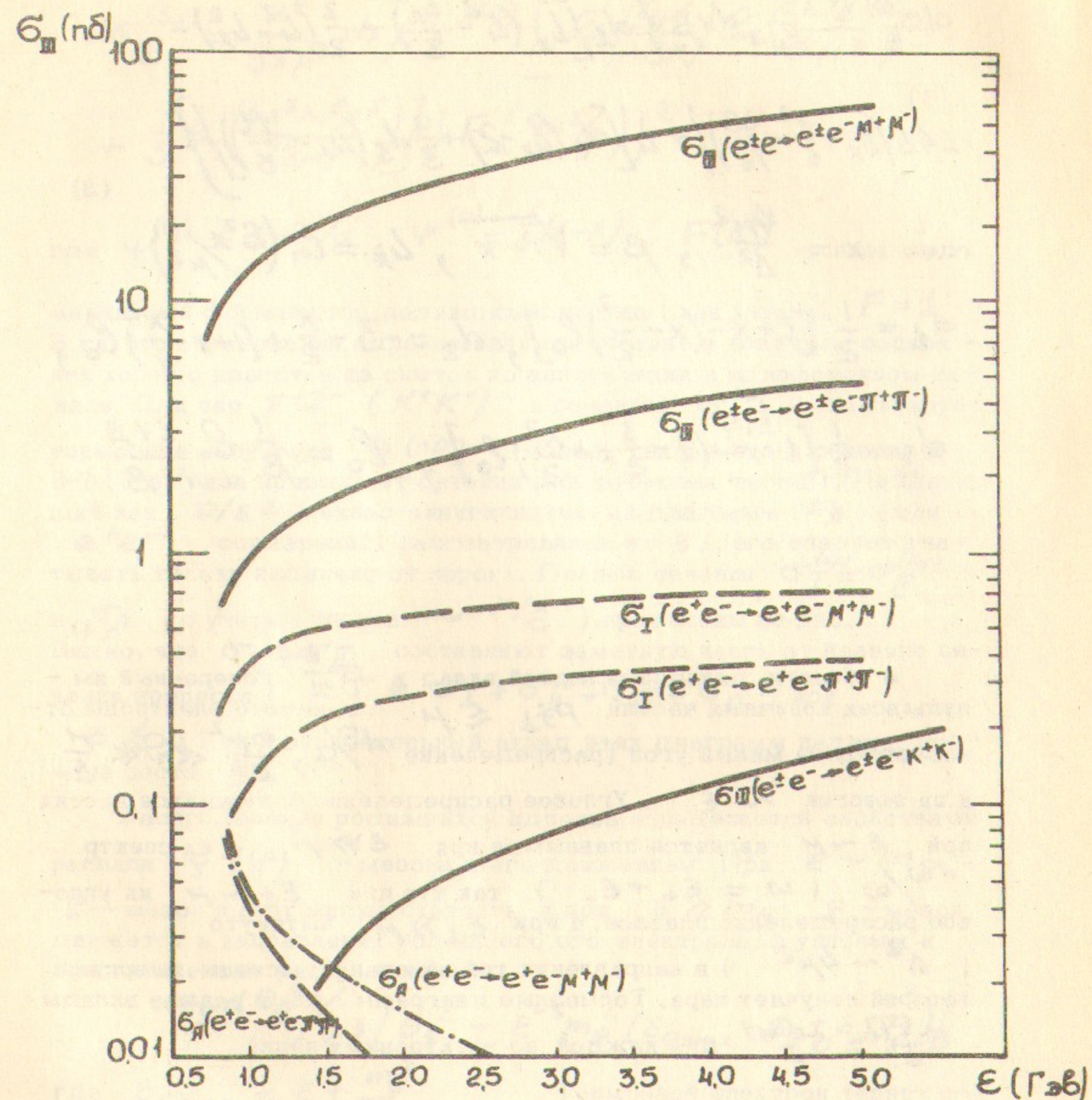


Рис.

$$d\sigma_{III}^{(0)} = \frac{\alpha^4}{\pi\mu^2} dx\beta \left\{ d_1 \left[L_x \left(L^2 - \frac{L_x^2}{3} \right) - \frac{3}{2} (L^2 - L_x^2) - 4L \left(L_x + \frac{\pi^2}{6} - \frac{39}{16} \right) \right] + L \left[d_2 (L_x - 2) + \frac{2}{3} d_3 \left(L_x - \frac{11}{6} \right) \right] \right\} \quad (3)$$

где $x = \frac{4\mu^2}{\Delta^2}$, $\beta = \sqrt{1-x}$, $L_x = \ln(\epsilon^2 x / \mu^2)$

$$d_1 = \frac{1}{2} \left[1+x - \left(x - \frac{x^2}{2}\right) \ell_0 \right], \quad d_2 = -3 - \frac{x}{2} + \left(1+x - \frac{x^2}{4}\right) \ell_0,$$

$$d_3 = \frac{1}{2} \left[1-x - \left(1 - \frac{3}{2}x + \frac{x^2}{2}\right) \ell_0 \right], \quad \ell_0 = \frac{1}{\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \quad (4)$$

В области, дающей основной вклад в $\sigma_{III}^{(0)}$ поперечный импульс всех конечных частиц $p_{\perp} \lesssim \mu$, конечные электроны отклоняются на малый угол (распределение $d^3g/g, \frac{m\mu^2}{\epsilon^3} \ll g \ll \frac{\mu}{\epsilon}$), а их энергия $\sim \epsilon$. Угловое распределение родившихся частиц при $\epsilon \sim \mu$ является плавным, а при $\epsilon \gg \mu$ их спектр

$d\omega/\omega$ ($\omega = \epsilon_+ + \epsilon_-$), так что при $\epsilon_{\pm} \sim \mu$ их угловое распределение плавное, а при $\epsilon_{\pm} \gg \mu$ вытянуто

($\Delta^2 \sim 4\mu^2$) в направлении той начальной частицы, энергию которой получает пара. Тормозные диаграммы дают равные вклады

$$\sigma_I^{(s_f)} = \sigma_{II}^{(s_f)} \quad \text{для каждой из электронных линий}$$

$$d\sigma_I^{(s_f)} = \frac{\alpha^4}{9\pi\mu^2} dx\beta \Psi^{(s_f)} \left[\ln\left(\frac{4\mu^2}{m^2 x}\right) \ln\left(\frac{2\epsilon^4 x^{3/2}}{m\mu^3}\right) + \frac{1}{3} \ln\left(\frac{4\epsilon^2 m^8 x^5}{(2\mu)^{10}}\right) \right] |F(4\mu^2/x)|^2 \quad (5)$$

где $\Psi^{(1/2)} = 1 + x/2$, $\Psi^{(0)} = \frac{1}{4}(1-x)$, $F(\Delta^2)$ - электро-

магнитный формфактор родившихся частиц (для мюонов $F=1$).

В случае образования адронов взаимодействие в конечном состоянии хорошо известно из опытов по аннигиляции в однофотонном канале. Для пар $\pi^+\pi^-$ (K^+K^-) в сечениях $\sigma_{I,II}^{(0)}$ доминирует

тормозное излучение $\mathcal{S}(\varphi)$ мезона (вклад его в сечение в 6-7 (3-4) раза превышает сечение для точечных частиц). Падающий как $1/\epsilon^2$ вклад аннигиляционных диаграмм σ_A (для e^+e^- соударений) рассматривался в / 8 /, его следует учитывать только недалеко от порога. Полные сечения $\sigma_I^{(s_f)} = \sigma_{II}^{(s_f)}$

и σ_A (с учётом членов $\sim \mu/\epsilon$) приведены на рис.

Видно, что $\sigma_I + \sigma_{II}$ составляют заметную часть от полного сечения процесса ($\sigma = \sigma_I + \sigma_{II} + \sigma_{III} + \sigma_A$) при

$\epsilon \lesssim 1$ Гэв и относительный вклад этих диаграмм падает по мере роста ϵ .

Распределение родившихся адронов определяется свойствами распада $\mathcal{S}(\varphi)$ - мезона и его движением. При $\epsilon \sim m_{\mathcal{S}}$

\mathcal{S} -мезон имеет малую скорость, а при $\epsilon \gg m_{\mathcal{S}}$ \mathcal{S} -мезон движется в направлении родившего его электрона, с угловым и энергетическим распределением

$$d\epsilon_{\mathcal{S}} d\theta_{\mathcal{S}}^2 / \epsilon^3 \left[\theta_{\mathcal{S}}^2 + \epsilon^{-3} m_{\mathcal{S}}^2 (\epsilon_{\mathcal{S}\max} - \epsilon_{\mathcal{S}} + \epsilon \frac{m_{\mathcal{S}}^2}{m_{\mathcal{S}}^2}) \right]^2$$

где $\epsilon_{\mathcal{S}\max} = \epsilon + \frac{m_{\mathcal{S}}^2}{4\epsilon}$. Тормозной электрон теряет почти всю энергию (распределение $d\epsilon_b/\epsilon_b + \frac{m_{\mathcal{S}}^2}{m_{\mathcal{S}}^2} \epsilon$), а элек-

трон отдачи теряет энергию $\sim \frac{mg^2}{\epsilon}$ и вылетает в угол

$$\lesssim \frac{mg}{\epsilon}$$

Заметим, что проводя анализ распределения родившихся частиц можно отождествить процесс и без наблюдения конечных электронов, как это было сделано в / 4 /.

На Киевской конференции было сообщено, что в опытах на встречных e^+e^- - пучках в Новосибирске и Фраскати при $0,6136 < \epsilon < 1,136$ наблюдались события, в которых импульсы конечных частиц неколлинеарны и угол между плоскостями рождения (угол некопланарности) $\varphi_{nc} > 5 \div 20^\circ$. Эти события интерпретируются как множественное рождение частиц / 7, 8 /. Полное сечение для этих событий $\sigma_m \sim 10^{-32} \text{ см}^2$, их источником могли бы быть процессы электророждения. Однако из полученных результатов видно (см. рис.), что полные сечения электророждения в несколько раз меньше, чем это требуется для объяснения эксперимента, не говоря уже о том, что сечение на большие углы для некопланарных событий существенно меньше полного и содержит только первую степень $4/5$. Остается обсудить процессы, имитирующие рождение адронов. Прежде всего это процесс электророждения e^+e^- пар на большие углы, для которого сечение имитации (т.е. сечение при реальных углах, энергетических порогах регистрации и т.д., пересчитанное в полное по аналогии с экспериментальным) $\sigma_{e^+e^-} \sim 10^{-32} \text{ см}^2 / 5 /$. Сечение процесса электророждения двух e^+e^- пар, когда две или более из частиц имеют энергию $\epsilon_i > \epsilon_0$ и вылетают под большим углом не превышает $(m/\epsilon_0)^2 \sigma_{tot}$ (в области основного вклада все поперечные импульсы $\lesssim m$). По этой причине сечение имитации $\sigma_2(e^+e^-) < 10^{-34} \text{ см}^2$, что отвергает объяснение, предложенное в работе / 8 /, где часть наблюдаемых событий приписана этому процессу.

Авторы благодарны А.Онучину за обсуждение экспериментальной ситуации и С.Эйдельману за помощь в численных вычислениях.

Л и т е р а т у р а

1. В.Е.Балакин, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Киевская конференция (август, 1970).
Письма в ЖЭТФ, 11, 559, 1970.
2. S.Brodsky, T.Kinoshita, H.Terasawa.
Киевская конференция (август 1970). Phys.Rev.Lett. 25, 972, 1970.
3. V.N.Baier, V.S.Fadin. Киевская конференция (август 1970). Lett.Nuovo Cimento 5, № 10, 1971.
4. V.Balakin, A.Bukin, E.Pachtusova et al. Phys.Lett. (in print)
5. V.N.Baier, V.S.Fadin. Phys.Lett. (in print)
6. В.Н.Байер, В.А.Хозе, В.С.Фадин. ЖЭТФ 50, 156, 1966 г.
7. В.Е.Балакин, Г.И.Будкер, И.Б.Вассерман и др. Киевская конференция (август 1970).
8. B.Bartoly et al, G.Barbellini et al,
Киевская конференция (август 1970).
9. J.Sakurai. Acta Phys.Hung. (in print).

Ответственный за выпуск В.С.Фадин

Подписано к печати 4. II. 1971 г.

Усл. 0,8 печ.л., тираж 250 экз.

Заказ №16 , бесплатно. ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.