

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 65, ВЫПУСК 4
 25 ФЕВРАЛЯ, 1997

Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.4, стр.295 - 300

© 1997г. 25 февраля

ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ ИЗОБАРЫ КАК ФОН ОТ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ С ОСТАТОЧНЫМ ГАЗОМ НА
 ϕ -ФАБРИКАХ

*М.Н.Ачасов*¹⁾, Н.Н.Ачасов, В.Б. Голубев*, С.И.Середняков **

*Институт математики им. С.Л.Соболева СО РАН
 630090 Новосибирск, Россия*

**Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 5 января 1997 г.

Показано, что при взаимодействии пучков с остаточным газом на ϕ -фабриках идет реакция электророжения изобары $\Delta(1232)$, распад которой дает в течение эффективного года (10^7 с) на длине взаимодействия один метр $\sim 10^7$ пионов с резонансным распределением по энергии с пиком около 265 МэВ и шириной 120 МэВ, летящих преимущественно поперек оси пучков. Приводятся формулы для распределений по переданному импульсу, углам, энергиям и импульсам продуктов распада, необходимые для моделирования обсуждаемого процесса.

PACS: 07.77.Ka, 13.60.-g.

Цель ϕ -фабрик – ДАФНЕ во Фраскати, которая должна начать работу в 1997 г. [1], и создаваемой в настоящее время в Новосибирске [1, 2] – провести прецизионные измерения важнейших физических величин, в первую очередь, ϵ'/ϵ [3].

Для того чтобы осуществить эту программу, необходимо хорошо знать установку, все наиболее существенные фоны. Одним из таких источников фона является взаимодействие пучков с остаточным газом.

В настоящей работе мы покажем, что сечение электророжения изобары $\Delta(1232)$ с $I(J^P) = \frac{3}{2} \left(\frac{3}{2}^+ \right) [1]$ на нуклоне при энергии электрона (позитрона) 509.5 МэВ (энергии ϕ -фабрик) составляет 3 мкб, что приводит при полном токе пучков 1.3 \rightarrow 5.2 А и давлении остаточного газа ~ 1 нторр (что планируется на ДАФНЕ [4]) к рождению в течение эффективного года (10^7 с) $\sim 10^7$ изобар

¹⁾ e-mail: achasov@math.nsc.ru

на остаточном газе. В результате распада изобары ($\Delta(1232) \rightarrow \pi N$ и γN) рождаются π -мезоны с резонансным распределением по энергии вблизи 265 МэВ и шириной пика 120 МэВ, летящие преимущественно поперек оси пучков, и фотоны с резонансным распределением по энергии вблизи 257 МэВ и шириной пика 120 МэВ, разлетающиеся более изотропно.

Характерной чертой обсуждаемого процесса являются возникающие от распада изобары протоны и нейтроны с очень узким (ширина пика 30 МэВ) резонансным распределением по энергии вблизи 970 МэВ, летящие преимущественно поперек оси пучков.

Мы приводим распределения по переданному электроном (позитроном) импульсу, по углам распадных пионов (нуклонов) и фотонов (нуклонов) в системе покоя изобары, по энергиям пионов, нуклонов и фотонов в системе покоя изобары, а также по импульсу пиона (нуклона) в системе покоя изобары, то есть все необходимое для моделирования и выделения обсуждаемого фона.

Феноменологический лагранжиан, описывающий взаимодействие изобары с нуклоном и фотоном (магнитный дипольный переход) [5]

$$L_{em} = e \frac{\mu}{m_N} F^{\nu\rho}(x) (\bar{\psi}_\nu(x) \gamma_\rho \gamma_5 \psi(x) + \text{h.c.}), \quad (1)$$

где e - заряд электрона, $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, $m_N = 0.94$ ГэВ - масса нуклона, $F^{\nu\rho}(x) = \partial^\nu A^\rho(x) - \partial^\rho A^\nu(x)$ - электромагнитное поле, $\psi_\nu(x)$ - спинорно-векторное поле изобары и $\psi(x)$ - спинорное поле нуклона.

Ширина радиационного распада $\Delta \rightarrow \gamma N$

$$\Gamma(\Delta \rightarrow \gamma N, m_\Delta) = \alpha \left(\frac{\mu}{m_N} \right)^2 \omega^3(m_\Delta) \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{m_N}{m_\Delta} \right)^2 \right), \quad (2)$$

где $\omega(m_\Delta) = m_\Delta (1 - m_N^2/m_\Delta^2) / 2 = 0.257$ ГэВ - энергия фотона, $m_\Delta = 1.232$ ГэВ.

Используя экспериментальные данные [1] $\Gamma(\Delta \rightarrow \gamma N, m_\Delta) = BR(\Delta \rightarrow \gamma N, m_\Delta) \cdot \Gamma_\Delta(m_\Delta) = 0.58 \cdot 10^{-2} \cdot 0.12$ ГэВ = $0.7 \cdot 10^{-3}$ ГэВ, получаем $\mu^2/m_N^2 = 4.7$ ГэВ⁻².

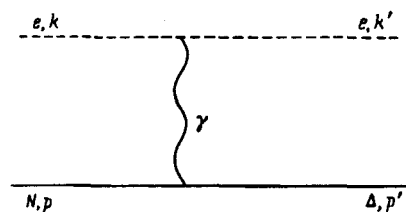


Рис.1. Диаграмма, описывающая электророжде-
ние

Теперь можно рассчитать амплитуды электророждеия изобары ($e^- N \rightarrow e^- \Delta$), см. рис.1. Удобно использовать спиральные амплитуды в системе центра масс реакции $A_{\lambda_\Delta \lambda_N}^{\lambda_e \lambda_e'}$, где $\lambda_N, \lambda_\Delta, \lambda_e$ и λ_e' - спиральности нуклона, изобары, начального и рассеянного электронов, соответственно. Амплитуды рождеия изобары позитроном отличаются от соответствующих амплитуд электророждеия только знаком.

Выпишем существенные для нашего рассмотрения амплитуды:

$$A_{3/2 \ 1/2}^{-1/2 \ -1/2} = A_{-3/2 \ -1/2}^{1/2 \ 1/2} = e^2 \frac{\mu}{m_N} \sqrt{2(t - t_{\min}(m))} (s - m_N^2) \frac{f(t)}{t},$$

$$A_{3/2\ 1/2}^{1/2\ 1/2} = A_{-3/2\ -1/2}^{-1/2\ -1/2} = e^2 \frac{\mu}{m_N} \sqrt{2(t - t_{\min}(m))} (s - m_N^2) \left(1 - \frac{m^2 - m_N^2}{s - m_N^2}\right) \frac{f(t)}{t}, \quad (3)$$

и

$$A_{1/2\ -1/2}^{-1/2\ -1/2} = A_{-1/2\ 1/2}^{1/2\ 1/2} = e^2 \frac{\mu}{m} \sqrt{\frac{2}{3}(t - t_{\min}(m))} (s - m_N^2) \frac{f(t)}{t},$$

$$A_{1/2\ -1/2}^{1/2\ 1/2} = A_{-1/2\ 1/2}^{-1/2\ -1/2} = e^2 \frac{\mu}{m} \sqrt{\frac{2}{3}(t - t_{\min}(m))} (s - m_N^2) \left(1 - \frac{m^2 - m_N^2}{s - m_N^2}\right) \frac{f(t)}{t}, \quad (4)$$

где m – масса изобары (инвариантная масса состояний πN или γN , в которые распадается изобара), $t = -(k - k')^2 = -(p' - p)^2$, $s = (k + p)^2 = (k' + p')^2$, p, p', k и k' – 4-импульсы нуклона, изобары, начального и конечного электронов (позитронов), соответственно, см. рис.1, $f(t) = 1/(1 + 2t)^2$ – “дипольный” формфактор электромагнитного перехода $N \rightarrow \Delta$ (см., например, [6, 7]) и цитированную там литературу). Здесь и далее t выражено в ГэВ².

Мы пренебрегли амплитудами $A_{1/2\ 1/2}^{\lambda\lambda}$, $A_{-1/2\ -1/2}^{\lambda\lambda}$, $A_{3/2\ -1/2}^{\lambda\lambda}$ и $A_{-3/2\ 1/2}^{\lambda\lambda}$, которые пропорциональны t , и пропорциональными t вкладками в амплитудах (3), (4). Величина всех опущенных вкладов в полное сечение процесса порядка 1%.

Дифференциальное по m и t сечение процесса $e^{\mp} N \rightarrow e^{\mp} \Delta \rightarrow e^{\mp} \pi N$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dm dt} &= 4\alpha^2 \left(\frac{\mu}{m_N}\right)^2 \frac{t - t_{\min}(m)}{t^2} (f(t))^2 \times \\ &\times \left(1 + \frac{m_N^2}{3m^2}\right) \left[1 - \frac{m^2 - m_N^2}{s - m_N^2} + \frac{(m^2 - m_N^2)^2}{2(s - m_N^2)^2}\right] \frac{m^2 \Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m)}{|D_{\Delta}(m)|^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где пропагатор изобары и ее зависящая от массы ширина имеют вид

$$D_{\Delta}(m) = m^2 - m_{\Delta}^2 + im\Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m),$$

$$\Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m) = \Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m_{\Delta}) \frac{m_{\Delta}}{m} \left(\frac{1 + m_N/m}{1 + m_N/m_{\Delta}}\right)^2 \frac{2(q(m)/q(m_{\Delta}))^3}{1 + (q(m)/q(m_{\Delta}))^2},$$

$$q(m) = \frac{1}{2m} \sqrt{(m^2 - (m_N + m_{\pi})^2)(m^2 - (m_N - m_{\pi})^2)}, \quad (6)$$

$m_{\pi} = 0.14$ ГэВ – масса пиона, $q(m_{\Delta}) = 0.225$ ГэВ. В (6) мы положили $\Gamma_{\Delta}(m) = \Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m)$, $\Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m_{\Delta}) = 0.12$ ГэВ. Проинтегрированное по всему интервалу $t_{\min}(m) \leq t \leq t_{\max}(m)$ распределение по m имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dm} &= \sigma(m) = 4\alpha^2 \left(\frac{\mu}{m_N}\right)^2 \left(\ln \frac{t_{\max}(m)(1 + 2t_{\min}(m))}{t_{\min}(m)(1 + 2t_{\max}(m))} - 1 + \frac{t_{\min}(m)}{t_{\max}(m)} - \right. \\ &\left. - \frac{11 + 24t_{\min}(m) + 24t_{\min}^2(m)}{6(1 + 2t_{\min}(m))^3} + \frac{11 + 24t_{\max}(m) + 24t_{\max}^2(m)}{6(1 + 2t_{\max}(m))^3}\right) \times \\ &\times \left(1 + \frac{m_N^2}{3m^2}\right) \left[1 - \frac{m^2 - m_N^2}{s - m_N^2} + \frac{(m^2 - m_N^2)^2}{2(s - m_N^2)^2}\right] \frac{m^2 \Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m)}{|D_{\Delta}(m)|^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}
 t_{max}(m) &= -2m_e + \frac{1}{2s} \left\{ (s - m^2 + m_e^2) (s - m_N^2 + m_e^2) + \right. \\
 &+ \left. \sqrt{(s - (m - m_e)^2) (s - (m + m_e)^2) (s - (m_N - m_e)^2) (s - (m_N + m_e)^2)} \right\}, \\
 t_{min}(m) &= -2m_e + \frac{1}{2s} \left\{ (s - m^2 + m_e^2) (s - m_N^2 + m_e^2) - \right. \\
 &- \left. \sqrt{(s - (m - m_e)^2) (s - (m + m_e)^2) (s - (m_N - m_e)^2) (s - (m_N + m_e)^2)} \right\} \quad (8)
 \end{aligned}$$

$m_e = 0.51 \cdot 10^{-3}$ ГэВ - масса электрона для $s = 1.842$ ГэВ² (энергия электрона равна $m_\phi/2$). Проинтегрированное по всему интервалу $m_\pi + m_N \leq m \leq \sqrt{s} - m_e$ полное сечение $\sigma = 2.95$ мкб.²⁾ Такая большая величина сечения обусловлена "большим" логарифмом в (8): $\ln(t_{max}(m_\Delta)/t_{min}(m_\Delta)) = 13.11$, где $t_{max}(m_\Delta) = 0.169$, $t_{min}(m_\Delta) = 1.29 \cdot m_e^2 = 0.336 \cdot 10^{-6}$. Конкурентов у изобары $\Delta(1.232)$ в этой области энергий нет.

Распределения по энергиям пиона E_π , нуклона E_N и импульсу пиона (нуклона) q в системе покоя изобары имеют вид

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dE_\pi} &= \sigma(E_\pi) = \frac{m(E_\pi)}{\sqrt{m_N^2 + E_\pi^2 - m_\pi^2}} \sigma(m(E_\pi)), \\
 \frac{d\sigma}{dE_N} &= \sigma(E_N) = \frac{m(E_N)}{\sqrt{m_\pi^2 + E_N^2 - m_N^2}} \sigma(m(E_N)) \quad (9) \\
 \frac{d\sigma}{dq} &= \sigma(q) = \frac{qm(q)}{\sqrt{(m_N^2 + q^2)(m_\pi^2 + q^2)}} \sigma(m(q)),
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 m(E_\pi) &= E_\pi + \sqrt{m_N^2 + E_\pi^2 - m_\pi^2}, & m(E_N) &= E_N + \sqrt{m_\pi^2 + E_N^2 - m_N^2}, \\
 m(q) &= \sqrt{m_\pi^2 + q^2} + \sqrt{m_N^2 + q^2}, & q(m(q)) &= q.
 \end{aligned}$$

Распределение $\sigma(E_\pi)$ приведено на рис. 2.

Амплитуды (3) и (4) позволяют построить спиновую матрицу плотности изобары и угловые распределения продуктов распада в спиральной системе, то есть в системе покоя изобары с осью квантования по направлению 3-импульса изобары в системе центра масс реакции.

Для распада $\Delta \rightarrow \pi N$ угловое распределение, проинтегрированное по азимутальному углу,

$$\frac{dW^{\pi(N)}}{d \cos \theta} = \frac{1}{1 + \frac{m_N^2}{3m^2}} \left\{ \frac{3}{4} \left(1 + \frac{m_N^2}{9m^2} \right) \sin^2 \theta + \frac{m_N^2}{3m^2} \cos^2 \theta \right\}, \quad (10)$$

²⁾ Отметим, что обсуждаемое сечение равно 7.74 мкб на с-т-фабриках ($s = 4.644$ ГэВ²) и 11.63 мкб на б-фабриках ($s = 17.8$ ГэВ²).

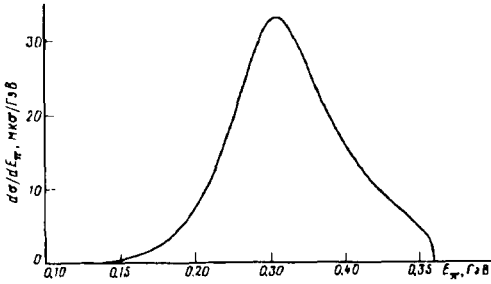


Рис.2. Распределение по энергии пиона $\sigma(E_\pi)$ в системе покоя изобары

где θ – угол между направлением 3-импульса пиона (нуклона) и осью квантования. Для $m = m_\Delta$

$$\frac{dW^{\pi(N)}}{d \cos \theta} = 0.67 \sin^2 \theta + 0.16 \cos^2 \theta. \quad (11)$$

Отметим, что усреднение (10) по m меняет коэффициенты в (11) менее, чем на процент.

При выводе (10) мы использовали феноменологический лагранжиан, описывающий взаимодействие изобары с нуклоном и пионом [5],

$$L = \frac{G}{m_N} (\bar{\psi}_\nu(x) \psi(x) \partial^\nu \phi(x) + \text{h.c.}), \quad (12)$$

где $\phi(x)$ – пионное поле.

В системе центра масс реакции 64% изобар вылетают под углом не большим, чем 10° относительно оси пучков, поэтому ось квантования близка к оси пучков. Если учесть, что импульс изобар невелик (порядка 100 МэВ), то понятно, что преимущественный вылет пионов (нуклонов) поперек оси квантования в системе покоя изобары, см. (10), обуславливает преимущественный их вылет поперек оси пучков.

При распаде $\Delta^+(1.232)$ ($\Delta^0(1.232)$) рождается в два раза больше π^0 -мезонов, чем π^+ (π^-). Это свойство может быть использовано для анализа состава остаточного газа.

Для распада $\Delta \rightarrow \gamma N$ угловое распределение, проинтегрированное по азимутальному углу,

$$\begin{aligned} \frac{dW^{\gamma(N)}}{d \cos \vartheta} &= \frac{1}{\left(1 + \frac{m_N^2}{3m^2}\right)^2} \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{2m_N^2}{m^2} + \frac{m_N^4}{9m^4}\right) \sin^2 \vartheta + \left(1 + \frac{m_N^4}{9m^4}\right) \cos^2 \vartheta \right\} = \\ &= 0.386 \sin^2 \vartheta + 0.728 \cos^2 \vartheta, \end{aligned} \quad (13)$$

где ϑ – угол между направлением 3-импульса фотона (нуклона) и осью квантования.

Чтобы получить энергетические и импульсные распределения для процесса $e^{\mp} N \rightarrow e^{\mp} \Delta \rightarrow e^{\mp} \gamma N$, нужно в (5) и (7) сделать подстановку

$$\begin{aligned} \Gamma(\Delta \rightarrow \pi N, m) &\rightarrow \Gamma(\Delta \rightarrow \gamma N, m) = \\ &= BR(\Delta \rightarrow \gamma N, m_\Delta) \cdot \Gamma_\Delta(m_\Delta) \frac{m_\Delta}{m} \left(\frac{1 + m_N^2/3m^2}{1 + m_N^2/3m_\Delta^2} \right) \frac{2\omega(m)^3/\omega(m_\Delta)^3}{1 + \omega(m)^2/\omega(m_\Delta)^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

а в (9) — $E_\pi \rightarrow \omega$, $q \rightarrow \omega$ и $m_\pi \rightarrow 0$, где ω — энергия фотона в системе покоя изобары, $\omega(m) = m(1 - m_N^2/m^2)/2$.

Ожидаемое число рожденных Δ -изобар в единицу времени на единицу длины вакуумной камеры ускорителя

$$N = \frac{2I}{e} n\sigma \left[\frac{1}{\text{м} \cdot \text{с}} \right],$$

где n — плотность нуклонов в вакуумной камере, на которых происходит взаимодействие, I — ток в одном пучке.

Плотность нуклонов n определяется давлением и парциальным составом газа. Давление остаточного газа $p \simeq \simeq 3 \cdot 10^{-9}$ торр [8]. В его состав входят, в основном, H_2 — 50%, CO — 30% и CO_2 — 20% [8]. Плотность молекул можно оценить по формуле

$$p = n_M kT,$$

где k — постоянная Больцмана, $T = 300$ К — температура газа (определяется температурой стенок ускорителя). Тогда получим $n_M \simeq 10^{14} \text{ м}^{-3}$. Эффективное число нуклонов ядра, с которыми взаимодействует электрон в этом процессе, равно $A^{2/3}$, где A — число нуклонов в ядре. С учетом парциального состава газа эффективная плотность нуклонов $n = 7 \cdot 10^{14}$ нуклон/ м^3 .

Итак, при токе $I = 1$ А и сечении $\sigma = 3$ мкб число рожденных изобар в единицу времени на единицу длины $N = 2$ события/м.с. Хотя эта скорость счета мала по сравнению со счетом от ϕ -мезонного резонанса ~ 1 кГц, тем не менее, события этого процесса могут затруднять выделение редких распадов на ϕ -фабрике, поэтому его необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных.

В настоящее время начато изучение процесса электророждения Δ -изобары в экспериментах с детектором СНД на ускорительном комплексе ВЭПП-2М в Новосибирске.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (94-02-05188, 96-02-00548) и INTAS-94-3986.

-
1. Particle Data Group, Phys. Rev. D **54**, 129, 600 (1996).
 2. A.N.Skrinsky, Proc. of Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Eds. R.Baldini et al., LNF, Frascati, Italy, April 7-14, 1995, p.3.
 3. L.Maiani, The Second DAΦNE Physics handbook, v.I, Eds. L.Maiani, G.Pancheri, N.Paver, LNF, Frascati, Italy, 1995, p.3.
 4. J.Lee-Franzini, The Second DAΦNE Physics handbook, v.II, Eds. L.Maiani, G.Pancheri, N.Paver, LNF, Frascati, Italy, 1995. p.761.
 5. С.Газиорович, Физика элементарных частиц, М.: Наука, 1969, стр. 482, 465. [S. Gasiorowicz, Elementary particle physics, John Wiley & Sons, Inc., New York - London - Sydney, Chapters 26, 25].
 6. А.С. Омелаенко, ЯФ **30**, 1504 (1979).
 7. И.Г. Азнаурян, И.А. Трошенкова, ЯФ **43**, 342 (1986).
 8. Физический проект комплекса ВЭПП-5, ГИЦ РФ ИЯФ им. Г.И.Будкера, Новосибирск-1995.