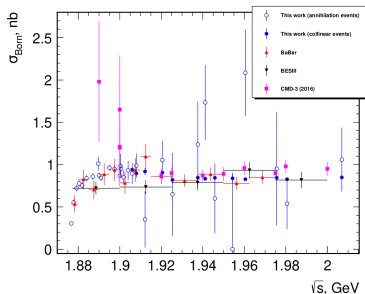


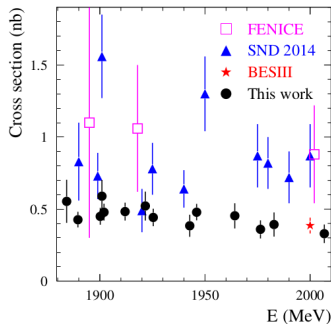
Изучение тонкой структуры сечений
 $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ вблизи порога на
эксперименте ВЭПП-6

Александр Бобров
ИЯФ СО РАН НГУ

- 1 Введение
- 2 Особенности измерений сечений вблизи порога
- 3 Изучение сечение $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по угловому распределению
- 4 Приближенное аналитическое решение
- 5 Уравнение движения заряженной частицы в статических однородных полях
- 6 Реконструкция инвариантной массы $N\bar{N}$ с измерением времени
- 7 Схема 'МЁД' для изучения $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$
- 8 Параметры ВЭПП-6, детектора и сечения для моделирования
- 9 Моделирование
- 10 Результаты
- 11 Заключение

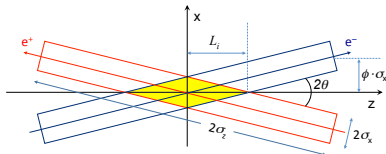


Д.Р. Иванов. Изучение
процесса рождения
протон-антипротон ной пары
при аннигиляции
электрон-позитронной пары с
детектором КДМ-3.
Дипломная работа (маг).
ИЯФ. 2025.



Achasov, M. N. and others
Experimental Study of the
 $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ Process at the
VEPP-2000 Collider with the SND
Detector. Phys. Part. Nucl. **54** 4
624-629 (2023)

Особенности измерений сечений вблизи порога



Смеха столкновений Crab Waist $\theta \sim 0.025$, $v_{c.m.s.} = \sin \theta = 0.025$

$$W = \sqrt{(P_0 + \delta P)^2} = W_0 + (P_0; \delta P_{\parallel})/W_0 + (\delta P_{\perp}^2 + \delta P_{\parallel}^2)/2W_0 = \\ W_0 + (P_0; \delta P_{\parallel})/W_0 + O(\delta P^2)$$

$$v_{c.m.s.} = \frac{P_0 + \delta P_{\parallel} + \delta P_{\perp}}{\sqrt{(P_0 + \delta P_{\parallel} + \delta P_{\perp})^2}} = v_{c.m.s.}^0 + \frac{\delta P_{\perp}}{W_0}$$

Приближение: W инвариантная масса изменяется, но скорость нет.

Особенности измерений сечений вблизи порога

$$p_{e^+} = \begin{pmatrix} E_+ \\ 0 \\ E_+ \sin \theta \\ -E_+ \cos \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 e^{-\xi} \\ 0 \\ E_0 e^{-\xi} \sin \theta \\ -E_0 e^{-\xi} \cos \theta \end{pmatrix} p_{e^-} = \begin{pmatrix} E_- \\ 0 \\ E_- \sin \theta \\ E_- \cos \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 e^{\xi} \\ 0 \\ E_0 e^{\xi} \sin \theta \\ E_0 e^{\xi} \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$E_0 = \sqrt{E_+ E_-} \quad \xi = \log(E_-/E_+)/2 \quad E_+ = E_0 e^{-\xi} \quad E_- = E_0 e^{\xi}$$

$$W^2 = (p_{e^+} + p_{e^-})^2 = 4E_0^2 \cos^2 \theta \quad u^\alpha = \frac{p_{e^+}^\alpha + p_{e^-}^\alpha}{\sqrt{(p_{e^+} + p_{e^-})^2}}$$

$$u(\xi) = \cosh \xi \begin{pmatrix} \cos^{-1} \theta \\ 0 \\ \tan \theta \\ 0 \end{pmatrix} + \sinh \xi \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \cosh \xi \begin{pmatrix} \cosh \psi \\ 0 \\ \sinh \psi \\ 0 \end{pmatrix} + \sinh \xi \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$D(\xi) = \frac{\sigma_E^2}{2E^2}, \quad \sigma_\xi \sim 10^{-3}, \quad \delta\xi \sim 10^{-4}, \quad \frac{\sigma_W}{W} = \frac{\sigma_E}{\sqrt{2}E_b}$$

$\sinh \psi = \tan \theta = 0.025 = v_{c.m.s.}/\sqrt{1 - v_{c.m.s.}^2}$, ξ фиксированна, $E_0(W)$ свободна. $p_{e^+}^\alpha + p_{e^-}^\alpha = W(\xi = \bar{\xi})u^\alpha(\xi = \bar{\xi})$

Особенности измерений сечений вблизи порога

Формула переноса ошибок

$$D(f(x)) = \begin{cases} \left[\frac{\partial f(x)}{\partial x} \right]^2 \Big|_{x=\bar{x}} D(x) \frac{\partial f(x)}{\partial x} \Big|_{x=\bar{x}} \neq 0 \\ \left[\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} \right]^2 \Big|_{x=\bar{x}} (x - \bar{x})^4 \frac{\partial f(x)}{\partial x} \Big|_{x=\bar{x}} = 0 \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} \Big|_{x=\bar{x}} \neq 0 \end{cases}$$

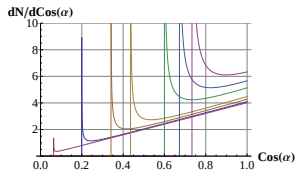
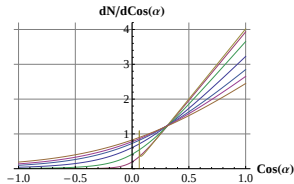
$$W = 2m_n(2 + \vec{v}_{c.m.s.}^2 + O([\vec{v}_{c.m.s.}]^2))$$

$$\frac{\partial W}{\partial \vec{v}_{c.m.s.}} = 2m_n \vec{v}_{c.m.s.} = \vec{0} \Big|_{W=2m_n}$$

На пороге рождения, разрешение по инвариантной массе

должно катастрофически улучшится $\frac{\sigma_W}{W} \propto \frac{\sigma_E^2}{E_b^2}$.

Реконструкция сечения $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$



Bobrov, A. V. and Bondar, A. E. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ Cross Section near the Threshold with a High Energy Resolution. *Phys. Atom. Nucl.* **86** 3 238-245 (2023).

$$W = 2m_n \cosh \beta \quad \sinh \psi = \tan \theta = 0.05 \quad \frac{d\rho(\alpha, \beta)_{\beta \leq \psi}^{iso}}{d \cos \alpha} =$$

$$\frac{\Theta(\arcsin \frac{\sinh \beta}{\sinh \psi} - \alpha)(\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \cosh^2 \beta \tanh^2 \psi)}{\cosh^2 \psi \sinh \beta (1 - \cos^2 \alpha \tanh^2 \psi)^2 \sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha}}$$

$$\frac{d\rho(\alpha, \beta)_{\beta > \psi}^{iso}}{d \cos \alpha} = \frac{(\sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha} + \cos \alpha \cosh \beta \tanh \psi)^2}{2 \cosh^2 \psi \sinh \beta (1 - \cos^2 \alpha \tanh^2 \psi)^2 \sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha}}$$

Аналитическое решение

Найти приближение которое
позволит получить точное
решение?

Как получить из углового
распределения ($\frac{dN}{d\Omega}$)
распределение по
инвариантной массе $\frac{dN}{dW}$?
 $W^* = 2m_n \cosh \psi$

- Угловое разрешение идеальное;
- Скорость системы центра инерции постоянна $D(\xi) = 0$, угловой разброс в пучке отсутствует
- События с $W > W^*$ отсутствуют;
- Радиационные поправки отсутствуют;

$$\frac{dS}{d \cos \alpha} = \int \frac{dN(W)}{dW} K(\cos \alpha, W) dW$$

Интегральное уравнение Фредгольма Новые переменные
 $z = \frac{\sinh \psi}{\sinh \beta} = \frac{2m_n \sinh \psi}{\sqrt{W^2 - 4m_n^2}}. \quad t = \frac{1}{\sin \alpha} z \in [1, \infty) \quad t \in [1, \infty).$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \int_1^t \frac{dN(z)}{dz} \frac{\rho(t, z)_{reg}}{\sqrt{t - z}} dz$$

Аналитическое решение

$$\frac{dS(t)}{dt} = \int_1^t \frac{dN(z)}{dz} \frac{\rho(t, z)_{reg}}{\sqrt{t-z}} dz$$

$\rho(t, z)_{reg}$ это несингулярная часть (с учетом замены переменных), $\rho(t, t)_{reg} > 0$.

Это линейное уравнение Вольтерра первого рода со слабой особенностью.

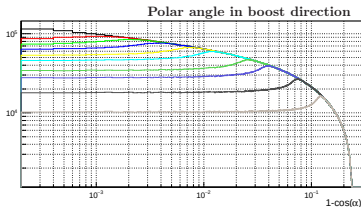
$\int_1^r \frac{dt}{\sqrt{r-t}}$ интегрируем обе части, а затем дифференцируем по r .

$$\begin{aligned} \frac{dN(r)}{dr} = \frac{1}{\pi \rho(r, r)_{reg}} & \left[\frac{\partial}{\partial r} \int_1^r \frac{dS(t)}{dt} \frac{dt}{\sqrt{r-t}} - \right. \\ & \left. - \int_1^r \frac{dN(z)}{dz} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \int_z^r \frac{\rho(t, z)_{reg}}{\sqrt{t-z} \sqrt{r-t}} dt \right\} dz \right] \end{aligned}$$

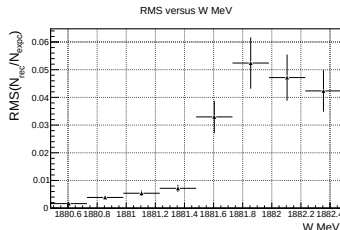
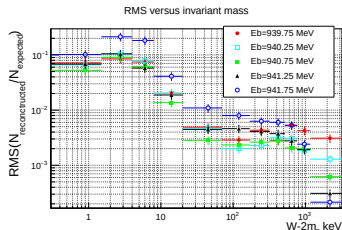
$$\sigma(W) = \frac{dN(W)}{dW} \frac{dW}{d\mathcal{L}} \rho(W_0; W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} e^{\frac{-(W-W_0)^2}{2\sigma_W^2}}$$

$$\frac{d\mathcal{L}}{dW} = \int \frac{d\mathcal{L}(W_0)}{dW_0} \rho(W_0; W) dW_0 \quad \text{Если } \frac{d\mathcal{L}(W_0)}{dW_0} = const, \text{ то } \frac{d\mathcal{L}(W)}{dW} = const$$

Оптимальный сценарий набора светимости?



Точность реконструкции сечения $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$



Сечение рассеяния (1 нб) моделировалось функцией Хевисайда, со скачок на пороге.

Угловое распределение подгонялось линейной функцией.

Минимизировались сечения в интервалах инвариантных масс.

Форма угловых распределений в каждом интервале инвариантных масс были получены из независимого моделирования.

Относительная точность изменялась от ~ 0.1 на масштабе кэВ до $\sim 3 \times 10^{-3}$ на масштабе МэВ.

Точность значительно падает после перехода через критическую инвариантную массу

Уравнение движения заряженной частицы в статических однородных полях

$$m \frac{du^\mu}{d\tau} = z F_\nu^\mu u^\nu$$

$$F_\nu^\mu = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ E_x & 0 & B_z & -B_y \\ E_y & -B_z & 0 & B_x \\ E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda^4 - (\vec{E}^2 - \vec{B}^2)\lambda^2 - (\vec{E}\vec{B})^2 = 0$$

$$u^\alpha(\tau) = \sum_{i=0}^{i=3} c_i u_i^\alpha \exp \lambda_i \tau$$
$$r^\alpha(\tau) = r^\alpha(\tau=0) + \sum_{i=0}^{i=3} c_i u_i^\alpha \begin{cases} [e^{\lambda_i \tau} - 1]/\lambda_i & \text{if } \lambda_i \neq 0 \\ \tau & \text{if } \lambda_i = 0 \end{cases}$$

Если $\vec{E}\vec{B} = 0$ два собственных числа равны 0. 

Классическая схема магнитное поле по оси z

$$u_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad u_+ = \begin{pmatrix} 0 \\ i/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad u_- = \begin{pmatrix} 0 \\ -i/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad u_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_0 = 0, \lambda_+ = iz|B_z|, \lambda_- = -iz|B_z|, \lambda_z = 0, \omega = z|B_z|$$

$$u(\tau = 0) = \begin{pmatrix} \cosh \alpha \\ \sinh \alpha \sin \Theta \cos \phi \\ \sinh \alpha \sin \Theta \sin \phi \\ \sinh \alpha \cos \Theta \end{pmatrix} \quad u(\tau) = \begin{pmatrix} \cosh \alpha \\ \sinh \alpha \sin \Theta \cos(\omega\tau + \phi) \\ \sinh \alpha \sin \Theta \sin(\omega\tau + \phi) \\ \sinh \alpha \cos \Theta \end{pmatrix}$$

$$r(\tau) = \begin{pmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \alpha \tau \\ \sinh \alpha \sin \Theta [\sin(\omega\tau + \phi) - \sin(\phi)]/\omega \\ \sinh \alpha \sin \Theta [-\cos(\omega\tau + \phi) + \cos(\phi)]/\omega \\ \sinh \alpha \cos \Theta \tau \end{pmatrix}$$

$$\sinh \alpha \sin \Theta = \sinh \beta$$

$$\begin{aligned} t^2(\tau) - z^2(\tau) &= \tau^2 [\cosh^2 \alpha - \sinh^2 \alpha \cos^2 \Theta] = \\ &= \tau^2 [\cosh^2 \alpha - \sinh^2 \alpha (1 - \sin^2 \Theta)] = \tau^2 [1 + \sinh^2 \alpha \sin^2 \Theta] = \\ &= \tau^2 [1 + \sinh^2 \beta] = \tau^2 \cosh^2 \beta \end{aligned}$$

Теперь мы можем написать уравнение на β :

$$\begin{aligned} (x^2 + y^2)\omega^2/4 &= \sinh^2 \alpha \sin^2 \Theta \sin^2(\omega\tau/2) = \\ &= \sinh^2 \beta \sin^2(\omega\sqrt{t^2 - z^2}/2 / \cosh \beta) \end{aligned}$$

Решив его, мы окончательно получаем начальные параметры (α, Θ, ϕ) и время аннигиляции τ . Это уравнение можно решать численно. Вычислив начальные параметры можно реконструировать все событие $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$.

Схема с магнитным и электрическим полями "мёд"

$$u_0 = \begin{pmatrix} \cosh \psi \\ 0 \\ \sinh \psi \\ 0 \end{pmatrix} u_+ = \begin{pmatrix} \sinh \psi / \sqrt{2} \\ i / \sqrt{2} \\ \cosh \psi / \sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} u_- = \begin{pmatrix} \sinh \psi / \sqrt{2} \\ -i / \sqrt{2} \\ \cosh \psi / \sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} u_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$u_0 = u(\xi = 0), \lambda_0 = 0, \lambda_+ = iz|\sqrt{B_z^2 - E_x^2}|, \lambda_- = -iz|\sqrt{B_z^2 - E_x^2}|, \\ \lambda_z = 0, \omega = z\sqrt{B_z^2 - E_x^2}$$

$$u_c = \begin{pmatrix} \sinh \psi \\ 0 \\ \cosh \psi \\ 0 \end{pmatrix} u_s = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

u_0, u_c, u_s, u_z ортогональная система.

Схема с магнитным и электрическим полями "мёд"

$$u(\tau = 0) = \cosh \beta u_0 + \sinh \beta [\sin \Theta \{ \sin \phi u_c + \cos \phi u_s \} + \cos \Theta u_z] =$$
$$= \begin{pmatrix} \cosh \psi \cosh \beta + \sinh \psi \sinh \beta \sin \Theta \sin \phi \\ \sinh \beta \sin \Theta \cos \phi \\ \cosh \psi \sinh \alpha \sin \Theta \sin \phi + \sinh \psi \cosh \beta \\ \sinh \beta \cos \Theta \end{pmatrix}$$

$$u(\tau) = \cosh \beta u_0 +$$
$$+ \sinh \beta [\sin \Theta \{ \sin (\omega \tau + \phi) u_c + \cos (\omega \tau + \phi) u_s \} + \cos \Theta u_z] =$$
$$= \begin{pmatrix} \cosh \psi \cosh \beta + \sinh \psi \sinh \beta \sin \Theta \sin (\omega \tau + \phi) \\ \sinh \beta \sin \Theta \cos (\omega \tau + \phi) \\ \cosh \psi \sinh \beta \sin \Theta \sin (\omega \tau + \phi) + \sinh \psi \cosh \beta \\ \sinh \beta \cos \Theta \end{pmatrix}$$

$$r(\tau) = \begin{pmatrix} \cosh \psi \cosh \beta \tau + \sinh \psi \sinh \beta \sin \Theta \sin \phi [-\cos(\omega \tau + \phi) + \cos \phi] / \omega \\ \sinh \beta \sin \Theta [\sin(\omega \tau + \phi) - \sin \phi] / \omega \\ \cosh \psi \sinh \beta \sin \Theta [-\cos(\omega \tau + \phi) + \cos \phi] / \omega + \sinh \psi \cosh \beta \tau \\ \sinh \beta \cos \Theta \tau \end{pmatrix}$$

$$T(\tau) = r_\mu(\tau) u_0^\mu, X(\tau) = r_\mu(\tau) u_s^\mu, Y(\tau) = r_\mu(\tau) u_c^\mu, Z(\tau) = r_\mu(\tau) u_z^\mu$$

$$T(\tau) = \cosh \beta \tau, Y(\tau) = -\sinh \beta \sin \Theta [-\cos(\omega \tau + \phi) + \cos \phi] / \omega \\ X(\tau) = -\sinh \beta \sin \Theta [\sin(\omega \tau + \phi) - \sin \phi] / \omega Z(\tau) = -\sinh \beta \cos \Theta \tau$$

$$Z/T = -\tanh \beta \cos \Theta, t + \sinh \psi Y = \cosh \psi \cosh \beta \tau \\ X^2(\tau) + Y^2(\tau) = 4 \sinh^2 \beta \sin^2 \Theta \sin^2[\omega \tau / 2] / \omega^2 = \\ = 4 \sinh^2 \beta \sin^2 \Theta \sin^2[\omega(t + \sinh \psi Y) / 2 / \cosh \beta / \cosh \psi] / \omega^2$$

Схема с магнитным и электрическим полями "мёд"

$$X^2(\tau) + Y^2(\tau) = \\ = 4 \sinh^2 \beta \sin^2 \Theta \sin^2 [\omega(t + \sinh \psi Y)/2 / \cosh \beta / \cosh \psi] / \omega^2$$

Данное уравнение можно решать численно. В нем один неизвестный параметр β . Считая аргумент последнего синуса малым получим (приближение слабого поля $\omega \rightarrow 0$):

$$X^2(\tau) + Y^2(\tau) = \tanh^2 \beta \sin^2 \Theta (t + \sinh \psi Y)^2 / \cosh^2 \psi.$$

И наконец

$$\tanh^2 \beta = Z^2 / T^2 + \cosh^2 \psi (X^2 + Y^2) / (t + \sinh \psi Y)^2$$

$$W = 2m_p + m_p [\tanh^2 \beta + O(\tanh^4 \beta)].$$

$$\vec{v}^2 = \vec{r}^2 / t^2 = (x^2 + y^2 + z^2) / t^2$$

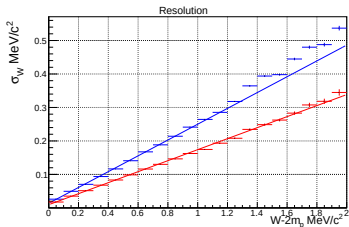
Типичные значения магнитных полей, которые можно скомпенсировать электрическими 0.05 Тл. Это достаточно для измерения импульсов продуктов аннигиляции анти-протона $\delta p/p \sim 2\%$ и реконструкции времени аннигиляции.

Требование к эксперименту

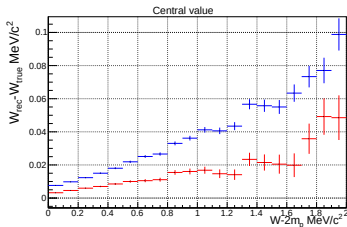
- 1 Предварительное изучение процесса аннигиляции на тагированных антипротонах
- 2 Измерение светимости
- 3 Измерение положения места встречи
- 4 Измерение энергии в обоих пучках
- 5 Мониторирование конфигурации полей
- 6 Реконструкция точки и времени аннигиляции анти-протона

- 1 $\delta E_b / E_b = 6 \times 10^{-4}$, $\sigma_W = 1.6$ МэВ
- 2 Дисперсия углового распределения $\sigma_{\theta_y} = 4.7 \times 10^{-4}$ $\sigma_{\theta_x} = 2.6 \times 10^{-4}$ радиан
- 3 Вертикальный и горизонтальный размеры пучков 0.78 и 7.1 мкм
- 4 Половина угла пересечения пучков 0.025 радиан
- 5 Энергия E_b 938.563 ($p\bar{p}$ порог) 939.859 ($n\bar{n}$ порог) МэВ
- 6 X $[-2; +6]$ Y $[-1; 1]$ прямоугольник размеры в сантиметрах, место встречи(0; 0)

Реконструкция сечения



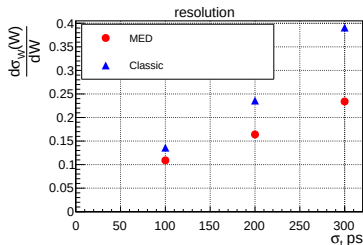
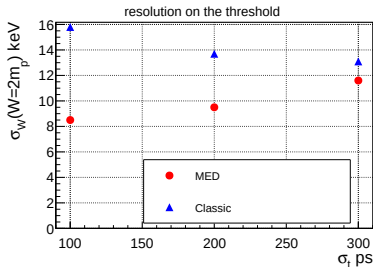
Разрешение как функция инвариантной массы W меняется линейно. На масштабах 0.25 МэВ и выше порога отличие центрального значения от 0 много меньше величины разрешения. Схема с электрическим полем улучшает разрешение (красные гистограммы). Временное разрешение 200 пс.



Разрешение и центральное значение слабо зависят от:

- 1 точки по энергии
- 2 определения места встречи
- 3 величины магнитного поля (классическая схема)
- 4 отличия $\Delta\xi$ от среднего (вплоть до $|\Delta\xi|/\sigma_\xi = 1/4$ или $\Delta E = 200$ кэВ)

Зависимость разрешения σ_W от временного разрешения

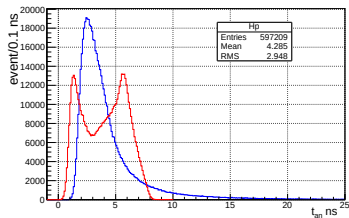
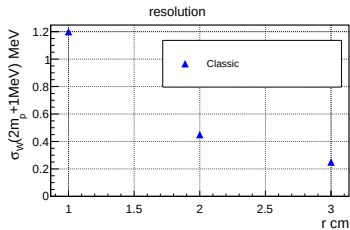


Временное разрешение это ключевой параметр, от которого зависит разрешение по инвариантной массе.
 $\sigma_{\sigma_t} \sim 5 \div 10$ см, это много больше чем разрешение по координате аннигиляции.

С ухудшением временного разрешения, преимущество схемы "Мёд" растет.

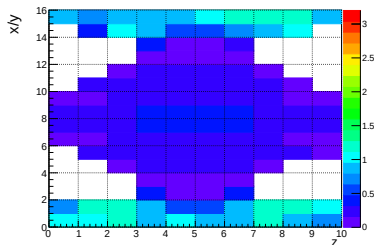
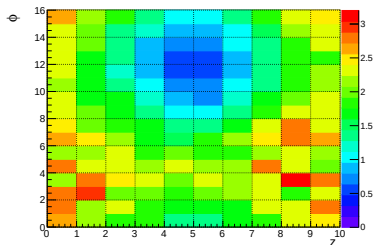
$\sigma_t^\alpha \propto 1, 2/3$
 $\frac{d\sigma_W(W)}{dW} \sim 1/5 \div 1/10$ Позволяет проникнуть в энергетический разброс.

Зависимость разрешения σ_W от радиуса вакуумной камеры



Есть ограничения на геометрию из-за конечности времени столкновения между пучками 2.85 нс. $R/u = 5\text{см}/0.75(\text{см}/\text{нс}) = 6.6\text{нс}$.

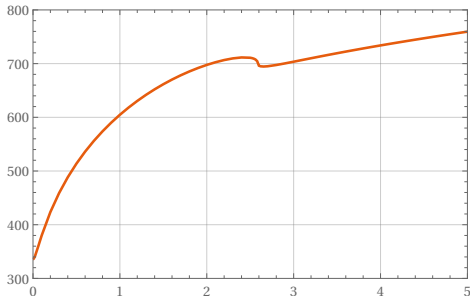
Ограничение на время между столкновениями



Отношение среднеквадратичного отклонения временного спектра к времени между столкновениями (2.75 нс) как функция координаты аннигиляции (2D). Плоское сечение.

Правая картинка классическая схема $R = 3$ см, $H = 0.5$ Тл, левая Мёд. Время между столкновениями нужно увеличивать. Схема Мёд позволяет лучше использовать производительность машины.

Сечение $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ вблизи порога $n\bar{n}$



Milstein, A. I. and Salnikov, S. G. Fine structure of the cross sections of e^+e^- annihilation near the thresholds of $p\bar{p}$ and $n\bar{n}$ production. Nucl. Phys. A. **977** 60 - 68 (2018)

Milstein, A. I. and Salnikov, S. G. $N\bar{N}$ production in e^+e^- annihilation near the threshold revisited. Physical Review D. **106** 3 (2022).

Разрешение по инвариантной массе на пороге рождения $n\bar{n}$
классическая 0.8 мёд 0.5 МэВ/c².

Заключение

- 1 Для сечений рождения вблизи (на пороге) можно получить разрешение по инвариантной много лучше, тех ограничений, которые следуют из энергетического разброса в пучках ($\frac{\delta E_b}{E_b} \sim 10^{-3}$, $\frac{\delta p}{p} \sim 5 \times 10^{-3}$, $\frac{\delta \omega}{\omega} \sim (2 - 3) \times 10^{-2}$) при выполнении некоторых условий, которые в общем виде пока неизвестны.
- 2 Предложены модификации в конструкции ускорителя для эксперимента по изучению тонкой структуры сечения $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ вблизи порога. Два варианта, сложный и простой.
- 3 Получены оценки разрешения по инвариантной массе для процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ с реконструкцией точки и времени аннигиляции атнипротона, в разных конфигурациях.
- 4 Этот подход напрямую переноситься на $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ с образованием гиперядра $K^- + n \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ $p_{\pi^-}^{prompt} \sim 250$ МэВ/с, пионы от распад гиперядра $p_{\pi^+}^d \sim 100$ МэВ/с. K^+ будет распадаться $\tau \sim 12$ нс $\mu^+, \pi^+\pi^0$ $p^d \sim 200$ МэВ/с.
- 5 Изучение других процессов: $e^+e^- \rightarrow \Lambda^0\bar{\Lambda}^0, \tau^+\tau^-, Y\bar{Y}$. Нужна трековая реконструкция и генератор TAUOLA.

$$\frac{d\rho(\alpha, \beta)_{\beta \leq \psi}^{iso}}{d \cos \alpha} = \frac{\Theta(\arcsin \frac{\sinh \beta}{\sinh \psi} - \alpha)(\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \cosh^2 \beta \tanh^2 \psi)}{\cosh^2 \psi \sinh \beta (1 - \cos^2 \alpha \tanh^2 \psi)^2 \sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha}}$$

$$\frac{d\rho(\alpha, \beta)_{\beta > \psi}^{iso}}{d \cos \alpha} = \frac{(\sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha} + \cos \alpha \cosh \beta \tanh \psi)^2}{2 \cosh^2 \psi \sinh \beta (1 - \cos^2 \alpha \tanh^2 \psi)^2 \sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha}}$$

$\frac{d\rho(\cos \alpha, \beta)_{iso}}{d \cos \alpha}$ - угловое распределение изопропной части, α - угол между бустом и направлением вылета антинейтрона, β, ψ - псевдоскорость системы центра инерции в лабораторной системе и скорость антинуклона в лабораторной системе ($W = 2m_n \cosh \psi$).

$$\frac{d^2 \rho(\alpha, \phi, \beta)_{\beta \leq \psi}^{aniso}}{d \cos \alpha d \phi} = 3G \Theta(\arcsin \frac{\sinh \beta}{\sinh \psi} - \alpha) \left[\cos^4 \alpha \cosh^4 \beta \tanh^4 \psi + (\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha)^2 + 6(\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha) \cos^2 \alpha \cosh^2 \beta \tanh^2 \psi \right]$$

$$\frac{d^2 \rho(\alpha, \phi, \beta)_{\beta > \psi}^{aniso}}{d \cos \alpha d \phi} = \frac{3}{2} G (\sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha} + \cos \alpha \cosh \beta \tanh \psi)^4$$

$$G = \frac{\sin^2 \alpha \cos^2 \phi}{2\pi \cosh^4 \psi \sinh^3 \beta (1 - \cos^2 \alpha \tanh^2 \psi)^4 \sqrt{\sinh^2 \beta - \sinh^2 \psi \sin^2 \alpha}}$$

Угловое распределение для анизотропной части ($\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \cos^2 \Theta$). ϕ - азимутальный угол отсчитываемый от плоскости орбиты.