

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P13-86-593

**Х. У. Абраамян\*, М. Н. Хачатурян,  
А. Г. Худавердян\***

**МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕГО ИМПУЛЬСА  
И СОСТАВА ПУЧКА  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Направлено в журнал "Приборы  
и техника эксперимента"

\* Ереванский государственный университет

**1986**

## Введение

Эта работа посвящена методам определения параметров пучка заряженных частиц: среднего импульса и состава пучка.

В первой части предлагается метод расчета примеси  $\mu$ -мезонов в пучках высокоэнергетических ( $P_{\pi} \gg m_{\pi}$ )  $\pi^{\pm}$ -мезонов. Интерес к подобным расчетам вызван следующим.

1. Примесь  $\mu$ -мезонов в пучке существенно зависит от характеристик магнитно-оптического канала.

2. В пучках частиц имеется значительный разброс  $\mu$ -мезонов по импульсу. Это, а также близость масс  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов создают значительные экспериментальные трудности при определении примеси  $\mu$ -мезонов в пучке.

Вторая часть посвящена методу измерений среднего импульса и состава пучка заряженных частиц с помощью порогового газового счетчика. По сравнению с существующим методом<sup>/1/</sup> предлагаемый метод обеспечивает более высокую статистическую точность и позволяет исключить систематические ошибки при определении среднего импульса и состава пучка.

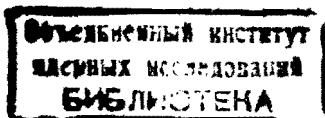
### 1. Приближенный расчет примеси $\mu$ -мезонов в пучках высокоэнергетических ( $P_{\pi} \gg m_{\pi}$ ) $\pi^{\pm}$ -мезонов

Относительное число  $\mu$ -мезонов в пучке на расстоянии  $X_M$  от мишени ускорителя (имеется в виду расстояние по оси пучка) представим в приближенном виде:

$$N_{\mu}(X_M) \equiv \frac{N_{\mu}(X_M)}{N_{\pi}(X_M)} \approx \frac{e^{\int_0^{X_M} \omega(X) \frac{1}{R(P)} dX}}{e^{-X_M/R(P)}} \quad (I)$$

Здесь  $N_{\mu}(X_M)$  - число  $\mu$ -мезонов в пучке,  $R(P)$  - средняя длина пробега  $\pi$ -мезона с импульсом  $P$ ,  $\omega(X)$  - вероятность захвата каналом  $\mu$ -мезона, образовавшегося в области  $X, X + dX$  в результате распада  $\pi$ -мезона с параметрами  $P = P_{\pi}$ ,  $\tau = \theta = 0$ , где  $P$  - импульс,  $\tau$  - расстояние от оси пучка,  $\theta$  - угол наклона относительно оси пучка. Соотношение (I) получено в предположении, что распределение  $\pi$ -мезонов по параметрам  $P$ ,  $\tau$  и  $\theta$  имеет максимум при значениях  $P = P_{\pi}$ ,  $\tau = \theta = 0$ .

Для аналитического определения величины  $\omega$  мы делаем следующие предположения:



1. Длины магнитов малы по сравнению с длиной канала.

2. Интервалы импульсов, отбираемых магнитами, узки настолько, что  $\mu$ -мезоны, имеющие импульсы внутри этих интервалов, имеют направление, близкое к направлению первичного  $\pi$ -мезона и, соответственно, захватываются каналом полностью.

Согласно этим предположениям величину  $\omega$  можно представить в следующем виде:

$$\omega(x) \approx \omega_i \cdot X_{i-1} < X < X_i, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (2)$$

где  $\omega_i$  - постоянная величина внутри интервала  $X_{i-1} < X < X_i$ ,  $X_i$  - расстояние  $i$ -го (по пучку) магнита от мишени ускорителя,  $X_0 = 0$ ,  $n$  - число магнитов в канале.

Для определения величин  $\omega_i$  и  $\omega(x)$  для  $X > X_n$  мы исходим из следующих кинематических свойств распада  $\pi \rightarrow \mu$  высокоэнергетического ( $P_\pi \gg m_\pi$ )  $\pi$ -мезона<sup>[2]</sup>:

а) импульс  $P_\mu$  вылетающего  $\mu$ -мезона ограничен:

$$\frac{4}{3} P_\pi \leq P_\mu \leq P_\pi;$$

б) распределение  $\mu$ -мезонов по импульсу практически равномерное;  
в)  $\mu$ -мезоны вылетают в пределах конуса (вокруг направления первичного  $\pi$ -мезона), угол раствора которого равен

$$2 \theta_{\max} \approx 0,079 / P_\pi, \quad (3)$$

где  $P_\pi$  измеряется в ГэВ;

г) в соответствии с б) и из-за корреляции угла вылета с импульсом угловое распределение  $\mu$ -мезонов также равномерное.

Согласно а) и б) для  $\omega_i$  имеем:

$$\omega_i \approx \frac{\gamma}{3} \frac{\Delta P_i}{P_\pi}; \quad (4)$$

$2 \Delta P_i$  - величина интервала импульсов, отбираемого системой магнитов, расположенных в области  $X > X_{i-1}$ .

В области  $X > X_n$ , согласно в) и г) и в предположении, что магнитные линзы в этой области отсутствуют, для  $\omega(X)$  имеем:

$$\omega(x) \approx \begin{cases} \frac{\gamma_m}{X_m - x} \frac{1}{\theta_{\max}}, & X_n < X < X_m - \frac{\gamma_m}{\theta_{\max}}, \\ 1, & X_m - \frac{\gamma_m}{\theta_{\max}} < X < X_m \end{cases}, \quad (5)$$

где  $\gamma_m$  - радиус пучка в точке  $X_m$ , определяемый поперечными размерами счетчиков, мониторирующих пучок,  $\theta_{\max}$  определяется формулой (3).

Расчеты по формуле (1) на основании полученных результатов для

$\omega(X)$  (формулы (4) и (5)) дадут:

$$n_0 \approx \frac{\gamma}{3} e^{\frac{X_m}{R(P_\pi)}} \left\{ \sum_{i=1}^n \frac{\Delta P_i}{P_\pi} \left[ e^{-\frac{X_{i-1}}{R(P_\pi)}} - e^{-\frac{X_i}{R(P_\pi)}} \right] + e^{-\frac{X_n}{R(P_\pi)}} (1 + \delta) \right\}, \quad (6)$$

где  $X_0 = \gamma_m / \theta_{\max}$ ,

$$\delta = \frac{X_n}{R(P_\pi)} \left[ \ln \frac{X_m - X_n}{X_0} + \frac{1}{1 \cdot 1!} \left[ \frac{X_m - X_n}{R(P_\pi)} - \frac{X_n}{R(P_\pi)} \right] + \frac{1}{2 \cdot 2!} \left[ \frac{(X_m - X_n)^2}{R^2(P_\pi)} - \frac{X_n^2}{R^2(P_\pi)} \right] + \dots \right] \approx \frac{X_n}{R(P_\pi)} \left[ \ln \frac{X_m - X_n}{X_0} + \frac{X_m - X_n - X_n}{R(P_\pi)} \right].$$

При наличии магнитных линз в области  $X > X_n$  величина  $\omega(X)$  является произведением:  $\omega(x) = E_1(x) E_2(x)$ , где  $E_1$  и  $E_2$  определяются фокусирующими свойствами системы линз, расположенных в области  $(X; X_m)$ , в плоскостях  $XOZ$  и  $YOZ$  соответственно.

Методы определения величины  $E_1$  и  $E_2$  для периодических систем магнитных квадрупольных линз разработаны в<sup>[3]</sup>.

При произвольном расположении тонких магнитных линз с различными оптическими силами, представляя  $\pi$ -мезон как источник параксиального монохроматического пучка  $\mu$ -мезонов с импульсом  $\langle P_\mu \rangle \approx \approx (11/14) P_\pi$  и используя параметр углового увеличения системы линз, расположенных в области  $(X; X_m)$ , величины  $E_1(x)$  и  $E_2(x)$  можно оценить с помощью формул, аналогичных (5).

Приведем результаты расчетов  $n_0$  при  $P_\pi = 3$  ГэВ/с для двух различных каналов, изображенных на рис. 1а и 1б:

$$(n_0)_a \approx 0,04, \quad X_m \approx 42 \text{ м}, \quad \gamma_m \approx 0,03 \text{ м}; \quad (7)$$

$$(n_0)_b \approx 0,08, \quad X_m \approx 40 \text{ м}, \quad \gamma_m \approx 0,03 \text{ м}. \quad (8)$$

В заключение - о распределениях  $\mu$ -мезонов по импульсу и по скорости.

Основная часть  $\mu$ -мезонов имеет импульс, близкий по величине к импульсам  $\pi$ -мезонов. Помимо этих  $\mu$ -мезонов в состав мониторируемой части пучка входят и  $\mu$ -мезоны, образовавшиеся в области  $X > X_n$  и вылетающие в с.ц.м. распадающегося  $\pi$ -мезона под углами, близкими в  $180^\circ$  относительно направления  $\pi$ -мезона в л.с. Импульсы этих  $\mu$ -мезонов составляют  $\sim \frac{4}{3} P_\pi$ .  $\mu$ -мезоны с промежуточными значениями импульса (вылетающие под большими углами) составляют относительно малую примесь в пучке. Таким образом, примесь  $\mu$ -мезонов в мониторируемой части пучка  $\pi^\pm$ -мезонов состоит, в основном, из двух компонент: быстрой (импульсы  $\mu$ -мезонов  $P_\mu \sim P_\pi$ ) и медленной ( $P_\mu \sim \frac{4}{3} P_\pi$ ; скорости их меньше скорости  $\pi$ -мезонов). Это обстоятельство необходимо учесть при экспериментальном определении параметров  $\pi^\pm$ -мезонных пучков.

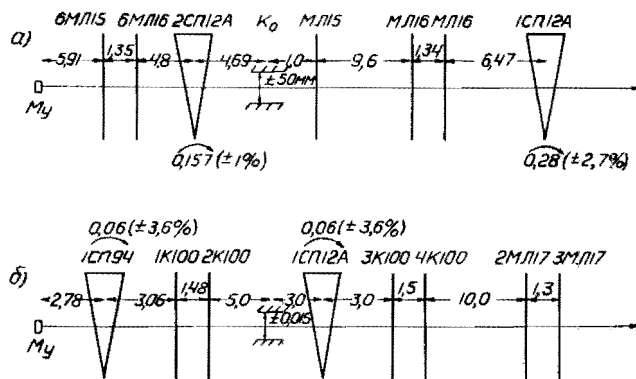


Рис. 1. Схемы магнито-оптических каналов (вне масштаба). Расстояния указаны в метрах. МЛ, К - магнитные линзы, СП - магниты, К<sub>0</sub> - коллиматор.

2. Определение среднего импульса и состава пучка заряженных частиц с помощью порогового газового счетчика

Средний импульс и состав пучка заряженных частиц определяется путем анализа зависимости  $\epsilon(P)$ , где  $\epsilon$  - эффективность регистрации частиц пучка пороговым газовым счетчиком (ПГС), P - давление газа в ПГС (или функция от давления: плотность, коэффициент преломления и др.).

Существующий /1/ метод анализа  $\epsilon(P)$  основан на следующем. Эффективность ПГС в зависимости от среднего числа  $\bar{N}$  фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатода ФЭУ, имеет вид:

$$\epsilon(\bar{N}) = 1 - e^{-\bar{N}} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!} [1 - \omega(N)] \quad (9)$$

где  $\omega(N)$  - вероятность регистрации электронной аппаратурой импульсов, соответствующих выбиванию из фотокатода ФЭУ N электронов.

Конечные выражения для  $\epsilon(\bar{N})$  получаются в результате предположения, что электронная аппаратура регистрирует импульсы, соответствующие N фотоэлектронам с катода ФЭУ, и не регистрирует импульсы, соответствующие N-1 электронам. Практически принимается N=1. Соответственно:

$$\epsilon = 1 - e^{-\bar{N}} \quad (10)$$

Величина  $\bar{N}$  при регистрации частиц с массой m и импульсом p равна:

$$\bar{N} = \frac{A}{n^2} \left[ (n^2 - 1) - \left( \frac{m}{p} \right)^2 \right] \approx A(q - q_t) \quad (11)$$

где A - постоянная для данного счетчика, n - коэффициент преломления газа в счетчике,  $q = n^2 - 1$ ,  $q_t = (m/p)^2$ .

Согласно формулам (10) и (11) точка пересечения с осью абсцисс при экстраполяции к нулю зависимости  $-\ln(1-\epsilon)$  от q дает значение  $q_t = (m/p)^2$ .

В предлагаемом методе мы исходим из свойства зависимости  $\epsilon(q)$  (см. (11)):

$$\epsilon(q, q_t) \approx \epsilon(q - q_t, 0) \quad (12)$$

Согласно (12) величину  $q_t$  можно определить, используя данные, полученные при регистрации высокоэнергетических электронов, для которых величина  $q_t$  практически равна 0 (например, при  $p_e > 500$  МэВ/c  $q_{te} < 10^{-6}$ ):

$$q_a - q_{ae} \approx q_t - q_{te} \approx q_t \quad (13)$$

где  $q_a$  и  $q_{ae}$  - значения q, при которых

$$\epsilon(q_a, q_t) = \epsilon(q_{ae}, 0) = a, \quad a < 1.$$

Определение  $q_t$  из соотношения (13) позволяет исключить систематические ошибки, возникающие при экстраполяции экспериментальной кривой  $\epsilon(q, q_t)$  приближенными формулами.

Соотношение (12) получено в результате приближения  $A/n^2 \approx A$  в (11). Возникающие из-за этого ошибки при определении импульса частиц, по оценкам, составляют  $\Delta p/p \leq n_0 - 1$ , где  $n_0$  - коэффициент преломления газа при давлении 1 атм.

При изучении пучков, содержащих примеси частиц с различными массами, разрешение счетчика может оказаться больше разности их скоростей:

$$2\Delta\beta > \beta_{m_1}(p) - \beta_{m_2}(p) \geq \beta_{\mu}(p) - \beta_{\pi}(p) \quad (14)$$

Разрешение счетчика  $2\Delta\beta$  в (14) определяется как разность между пороговой скоростью  $\beta_{\mu}$  и скоростью  $\beta$ , для которых эффективность ПГС изменяется от 0 до значения, практически совпадающего с максимальным (со значением на "плато").

В случаях, когда имеет место неравенство (14), для определения состава и импульса пучка можно применить экстраполяцию эксперимен-

тальных данных с помощью одной из функций из семейства (9). Для исключения существенных систематических ошибок, которые при этом могут возникнуть, функцию  $E(\bar{N})$  можно выбрать, используя зависимость  $E_e(q) \equiv E(q, q_{te})/q_{te} \approx 0$  \*): в результате аппроксимации этой зависимости методом минимизации  $\chi^2$ , функцией (9) для  $N \leq N_0$  и  $N = A(q - q_{te})$ , наилучшее значение параметра  $q_{te}$  может оказаться существенно отличным от 0. В таком случае необходимо выбрать функцию (9) для  $N \leq N_0 + 1$  и т.д.

Кроме этого, при использовании метода минимизации  $\chi^2$  для определения скорости частиц данной массы, представляя эффективность их регистрации в виде  $E(q, q_e) \approx E_0(q - q_e)$  и используя зависимость  $E_e(q)$ , можно увеличить статистическую точность определения  $q_e$ .

#### Учет распределения частиц по скорости и определение средней скорости

Среднюю скорость частиц данной массы -  $\bar{q}$  можно определить вышеизложенными методами, применяя их в интервале значений  $q$ , в котором выполняется равенство:

$$\bar{E}(q) = E(q, q_e); \quad \bar{q} = (\bar{E})^{-1} - 1, \quad (15)$$

$\bar{E}$  - средняя эффективность регистрации частиц данной массы.

Интервал значений  $q$ , в котором выполняется равенство (15), можно определить, исходя из формы зависимости  $E_0(q) \equiv E(q, 0)$ : если в некотором интервале  $(q_1; q_2)$   $E_e$  линейно зависит от  $q$ , то величины  $\bar{E}(q)$  и  $E(q, \bar{q}_e)$  совпадают в интервале

$$((q_{e, \max} + q_1); (q_{e, \min} + q_2)) \equiv (q_{c1}; q_{c2}). \quad (16)$$

В случаях малой ширины разброса по  $q_e$ , в качестве интервала  $(q_{c1}; q_{c2})$  можно выбрать <sup>/1/</sup> интервал  $q > q_{e, \max}$ .

#### Результаты применения

Предложенный метод анализа  $E(q)$  был применен при определении среднего импульса и состава  $\pi^-$ -мезонного пучка (пучок синхрофазотрона ОИЯИ), сформированного магнитно-оптическим каналом (рис. 1б). Использовался ПГС длиной 150 см и внутренним диаметром 15 см. Конструкция такого счетчика описана в работе <sup>/1/</sup>. Счетчик был наполнен

\* ) Для измерения зависимости  $E_0(q)$  можно использовать электроны, содержащиеся в виде примеси в исследуемом пучке.

азотом, содержащим около 10% воздушной смеси. Температура газа -  $T \approx 292^\circ\text{K}$ .

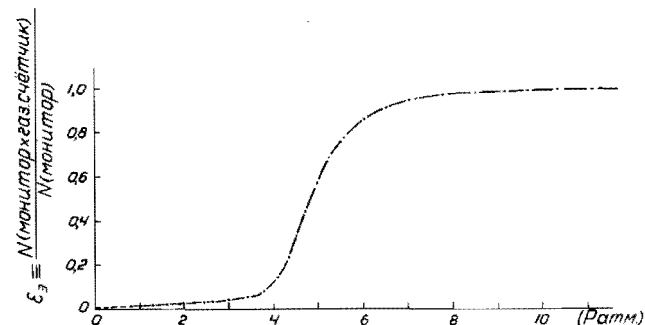


Рис. 2. Зависимость эффективности ПГС от давления. Уровень случайных совпадений из-за шумов ФЭУ -  $E_3(0) < 0,02\%$ ; эффективность регистрации частиц за счет фоновых излучений (излучение  $\delta$ -электронов, тормозное излучение, сцинтилляция газа) <sup>/1,4/</sup> -  $E_{\text{ф}} < 0,1\%$ .

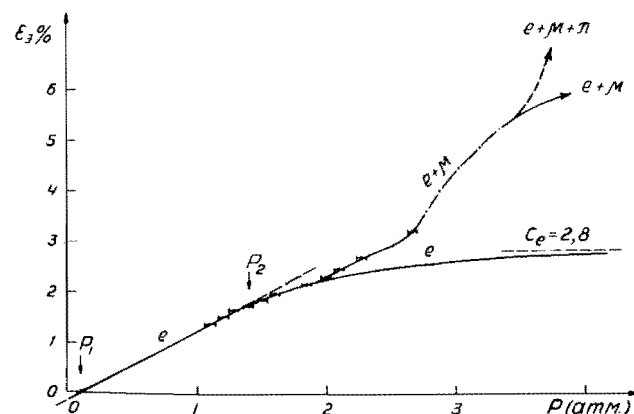


Рис. 3. Начальный участок кривой  $E_3(P)$  в увеличенном масштабе. Сплошная линия - аппроксимация функцией (2а).

Зависимость  $\epsilon_3(P)$  (рис. 2 и 3) измерялась с помощью трех сцинтилляционных счетчиков  $5 \times 5 \text{ см}^2$ , мониторирующих пучок и включенных в ПГС на совпадение.

В области давлений азота  $P < 10 \text{ атм}$  зависимость  $q(P)$  практически линейна<sup>5/</sup>:

$$q \approx 2(n-1) \approx KP \quad (I7)$$

Следовательно, вышеизложенный метод анализа зависимости  $\epsilon(P)$  применим и к зависимости  $\epsilon_e(P)$ .

Для измерения зависимости  $\epsilon_e(P) = \epsilon(P, P_{ie})/P_{ie=0}$  использовалась примесь электронов в исследуемом пучке: по предварительным данным скорость электронов  $\beta_e > 1-10^{-7}$ , пороговое давление их регистрации  $P_{ie} < 10^{-3} \text{ атм}$ .

В области  $P < 1,9 \text{ атм}$  эффективность регистрации  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов газовым счетчиком равна 0 (см. рис. 3). Результаты аппроксимации данных в этой области различными функциями методом минимизации  $\chi^2$  приведены в таблице. Видно, что применение формулы (10) может привести к существенным систематическим ошибкам при определении импульса  $\pi$ -мезонов, тогда как ошибки, которые могут возникнуть при применении формулы (9) для  $N < 2$ , несущественны.

Как видно из рис. 3,  $\epsilon_e$  линейно зависит от  $P$  в интервале  $0,1 \text{ атм} \lesssim P \lesssim 1,4 \text{ атм}$  . (I8)

Таблица\*)

№	Ф у н к ц и я	Наилучшие значения параметров
Ia	$\epsilon_3 = C_e(1 - e^{-K_1 P})$	$C_e = 4,2 \pm 0,1$ ; $K_1 = 0,40 \pm 0,01$
Iб	$\epsilon_3 = C_e[1 - e^{-K_1(P - P_{ie})}]$	$C_e = 2,9 \pm 0,1$ ; $K_1 = 0,90 \pm 0,02$ $P_{ie} = 0,32 \pm 0,06$
2a	$\epsilon_3 = C_e(1 - e^{-K_1 P - K_1 P \omega_1 e^{-K_1 P}})$	$C_e = 2,8 \pm 0,1$ ; $K_1 = 1,54 \pm 0,03$ $\omega_1 = 0,89 \pm 0,07$
2б	$\epsilon_3 = C_e[1 - e^{-K_1(P - P_{ie}) - K_1(P - P_{ie})\omega_1 e^{-K_1(P - P_{ie})}}]$	$C_e = 2,8 \pm 0,1$ ; $K_1 = 1,54 \pm 0,02$ $\omega_1 = 0,86 \pm 0,03$ ; $P_{ie} = (2,7 \pm 2,0) \cdot 10^{-2}$

\*) Принятые обозначения:  $\omega_1 = f - \omega(f)$  (см. (9));  $K_1 = KA$ ,  $K$  и  $A$  определены в формулах (I7) и (II);  $C_e$  - нормировочный множитель, пропорциональный числу электронов в пучке.

С помощью соотношения (I8) были определены интервалы ( $P_{e2}$ ;

$P_{e2}$ ) (см. формулу (I6)) соответственно для  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов (здесь имеется в виду быстрая компонента в примеси  $\mu$ -мезонов, упомянутая в ч. I). В предположении, что разброс пучка по импульсу  $2\Delta p/p < 10\%$ , для этих интервалов получено:

для  $\mu$ -мезонов (быстрая компонента) - (2,5; 3,4) (атм),  
для  $\pi$ -мезонов - (4,2; 5) (атм).

Импульс  $\pi$ -мезонов определялся методом минимизации  $\chi^2$ , применением функции

$$\epsilon_3(P) = \begin{cases} C_e \epsilon_e(P) & , & P < 1,9 \text{ атм} , \\ C_e \epsilon_e(P) + C_{\mu\pi} \epsilon_e(P - \bar{P}_{\mu\pi}) & , & 2,5 \text{ атм} < P < 3,4 \text{ атм} , \\ C_e \epsilon_e(P) + C_{\mu\pi} \epsilon_e(P - \bar{P}_{\mu\pi}) + & , & \\ + (99 - C_{\mu} - C_e) \epsilon_e(P - \bar{P}_{\pi}) & , & 4,2 \text{ атм} < P < 5 \text{ атм} , \end{cases} \quad (I9)$$

где  $\epsilon_e(P)$  дается формулой (2a) (см. таблицу),  $C_{\mu}$  - нормировочный множитель, пропорциональный числу  $\mu$ -мезонов в пучке. Согласно расчетам, упомянутая в ч. I медленная компонента в примеси  $\mu$ -мезонов составляет  $\sim 30\%$  от полного числа  $\mu$ -мезонов в пучке.

Для наилучших значений параметров, входящих в формулу (I9), получено:  $C_e = 2,7 \pm 0,1$ ;  $K_1 = 1,54 \pm 0,04$ ;  $\omega_1 = 0,89 \pm 0,02$ ;  $C_{\mu\pi} = 4,8 \pm 0,3$ ;  $\bar{P}_{\mu\pi} = 2,22 \pm 0,02$ ;  $\bar{P}_{\pi} = 3,876 \pm 0,014$ . Соответственно, средний импульс  $\pi$ -мезонов

$$\bar{P}_{\pi} = 2,970 \pm 0,005 \text{ (ГэВ/с)} .$$

Приведем для сравнения результаты аппроксимации данных в интервале (4,2; 5) (атм) (после вычитания фона от регистрации электронов и  $\mu$ -мезонов):

а) функцией (2б) (см. таблицу) -

$$\bar{P}_{\pi} = 2,968 \pm 0,013$$
;  $K_1 = 1,53 \pm 0,06$ ;  $\omega_1 = 0,87 \pm 0,07$ ;

б) функцией (Iб) -

$$\bar{P}_{\pi} = 2,898 \pm 0,010$$
;  $K_1 = 0,83 \pm 0,03$  .

#### Определение состава пучка

Процентное содержание определенного сорта частиц от полного числа частиц в пучке есть

$$n_i = (C_i / \epsilon_{эм}) \cdot 100 \% , \quad i = e, \mu, \pi, K, \dots , \quad (20)$$

где  $C_i$  - определенные выше нормировочные множители,  $\epsilon_{эм}$  - предельное значение величины  $\epsilon_3$ .

В рассмотренном случае (рис. 2) величина  $\epsilon_{эм}$  равна

$$\epsilon_{эм} = 0,99 + C_K + C_{\pi} + \dots \quad (21)$$

Согласно последнему соотношению отличие величины  $\varepsilon_{эм}$  от I (связанное с различной эффективностью монитора и схемы совпадения монитора с ПГС) незначительно. Следовательно, полученные выше значения для  $S_i$  практически совпадают со значениями  $n_i$  в (20).

Из соотношения (2I) видно также, что примесь остальных, кроме  $e^-$ ,  $\mu^-$  и  $\pi^-$ -частиц, действительно <sup>6/</sup> не превышает  $\sim 1\%$ .

Из сопоставления расчетного значения (см. (8))  $n_0 \approx 0,08$  с экспериментальным значением  $n_0 = c_{\mu}/c_{\pi} = 0,077 \pm 0,004$  видно хорошее согласие расчета с экспериментом.

Авторы признательны М.Д.Шафранову, Р.Г.Аствацатурову, В.М.Изьурову, С.Н.Плишкевичу за помощь и полезные обсуждения, а также Б.А.Кулакову и А.И.Малахову за ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

1. Вовенко А.С. и др. УФН, 1963, 8I, с. 453.
2. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций, ГИФМЛ, М., 1959.
3. Абросимов Н.К. и др. ЖТФ, 1964, 34, с. 313.
4. Nobles R. Rev. Scient. Instrum., 1956, 27, p. 280.
5. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова, ч.2, Атомиздат, М., 1968.
6. Ким Хи Ин, Кузнецов А.А., Миллер В.В. ОИЯИ, 2092, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 сентября 1986 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Абраамян Х.У., Хачатурян М.Н., Худавердян А.Г. P13-86-593  
Методы определения среднего импульса и состава пучка высокоэнергетических заряженных частиц

Предлагается метод приближенного расчета примеси  $\mu$ -мезонов в пучках высокоэнергетических ( $P_{\pi} \gg m_{\pi}$ )  $\pi^{\pm}$ -мезонов. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными, полученными при помощи порогового газового счетчика. Описан метод определения среднего импульса и состава пучка заряженных частиц с помощью порогового газового счетчика. По сравнению с существующим методом предлагаемый метод обеспечивает более высокую статистическую точность и позволяет исключить систематические ошибки при определении среднего импульса и состава пучка.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Abraamian Kh.U., Khachaturian M.N., Khudaverdian A.G. P13-86-593  
Methods for Determining Mean Momentum and Composition of High Energy Charged Particle Beam

A method for approximated calculation of  $\mu$ -meson admixture in high-energy  $\pi^{\pm}$ -meson beams ( $P_{\pi} \gg m_{\pi}$ ) is proposed. The calculation results agree well with the data obtained using the threshold gaseous Cherenkov counter. A method for determining the mean momentum and charged particle beam composition by means of the threshold Cherenkov counter is also described. The method proposed provides for a better statistical accuracy and permits to eliminate statistical errors in determining the beam mean momentum and composition.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986