

Ц 840 + С 346.5а

7/16-66

В-493

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2613



В.Б. Виноградов, В.Г. Иванов, Л. Яноутова

ПРОГРАММА ИДЕНТИФИКАЦИИ  
 $\nu^0$ -ЧАСТИЦ И  $\gamma$ -КВАНТОВ

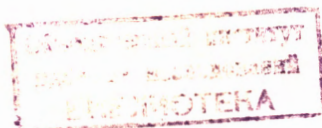
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1966

4105/1 48-

В.Б. Виноградов, В.Г. Иванов, Л. Яноутова

ПРОГРАММА ИДЕНТИФИКАЦИИ  
 $\nu^0$ -ЧАСТИЦ И  $\gamma$ -КВАНТОВ



## В в е д е н и е

В течение нескольких лет для кинематической идентификации  $V^0$ -частиц и  $\gamma$ -квантов в Объединенном институте ядерных исследований используются две программы: идентификации  $\gamma^0$  (2-2)<sup>/1/х</sup> и идентификации  $\gamma$ -квантов (7)<sup>/2/</sup>. В каждой из этих программ имеются некоторые недостатки. Так, например, в программе идентификации  $V^0$ -частиц<sup>/1/</sup> в минимизируемый функционал входят коррелированные члены, вследствие чего заметно искажается  $\chi^2$ -распределение. Во второй<sup>/2/</sup> нет четкого критерия, указывающего на принадлежность  $\gamma$ -кванта к определенной вершине взаимодействия. Обсчет по этим программам ведется независимо, что значительно увеличивает время обработки событий с  $V^0$ -частицами и  $\gamma$ -квантами.

В связи с этими обстоятельствами целесообразным являлось создание единой программы для идентификации  $V^0$ -частиц и  $\gamma$ -квантов, свободной от указанных выше недостатков.

В данной работе описывается такая программа, которая используется в настоящее время для массового обсчета событий, зарегистрированных в метровой пузырьковой камере ОИЯИ<sup>/3/</sup>. Используемые в программе константы (ошибки определения пространственных координат, величина магнитного поля и т.п.) относятся к данной установке, но могут быть легко заменены на другие. Объем этой программы невелик ( $\approx 1100$  ячеек), и ее можно легко присоединить к любой из существующих в ОИЯИ геометрических программ.

### § 1. Назначение программы

Программа предназначается для идентификации  $\Lambda^0$  и  $K_s^0$ -частиц, распадающихся, соответственно, на  $p + \pi^-$  и  $\pi^+ \pi^-$  и  $\gamma$ -квантов, образующих в поле ядра

<sup>х)</sup> Новая программа для идентификации  $V^0$ -частиц 2-3<sup>/6/</sup> была сдана в эксплуатацию после завершения работы и поэтому в данном сообщении не обсуждается.

электрон-позитронные пары. При этом предполагается, что известны не только импульсы и направляющие косинусы лучей  $\nu^0$ -частиц и  $e^-e^+$ -пар, но также координаты точек их рождения и распада (конверсии).

Для  $\nu^0$ -частицы, образованной в точке А (рис. 1) и распавшейся в точке В, из закона сохранения энергии-импульса следует, что:

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \frac{\cos \alpha_1 \cos \beta_1}{k_1} + \frac{\cos \alpha_2 \cos \beta_2}{k_2} - \frac{\cos \alpha_0 \cos \beta_0}{k_0} = 0 \\
 f_2 &= \frac{\cos \alpha_1 \sin \beta_1}{k_1} + \frac{\cos \alpha_2 \sin \beta_2}{k_2} - \frac{\cos \alpha_0 \sin \beta_0}{k_0} = 0 \\
 f_3 &= \frac{\sin \alpha_1}{k_1} + \frac{\sin \alpha_2}{k_2} - \frac{\sin \alpha_0}{k_0} = 0 \\
 f_4 &= \sqrt{m_1^2 + 1/k_1^2} + \sqrt{m_2^2 + 1/k_2^2} - \sqrt{m_0^2 + 1/k_0^2} = 0.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь:  $k_i = 1/|p_i|$ ,  $p_i$  - импульс  $i$ -ой частицы;  $\alpha_i$  - угол наклона  $i$ -го трека к горизонтальной плоскости;  $\beta_i$  - угол между проекцией  $i$ -го трека на горизонтальную плоскость и осью ОХ;  $m_i$  - масса  $i$ -ой частицы.

Индексы 0, 1 и 2 относятся, соответственно, к значениям параметров нейтральной, отрицательной и положительной частиц.

При конверсии  $\gamma$ -кванта его энергия делится между тремя частицами (электроном, позитроном и ядром отдачи) и в выражения типа (1) нужно включить импульс и энергию ядра отдачи. Но, как показано в работе /4/, если энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma > 25$  Мэв, то импульсом ядра отдачи можно пренебречь. В этом случае процесс конверсии рассматривается как процесс "распада  $\gamma$ -кванта" на электрон и позитрон ( $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ ).

Процесс идентификации заключается в том, что после выделения "лучей"  $\nu^0$ -частицы или  $e^-e^+$ -пары с помощью метода наименьших квадратов подбираются такие значения измеренных переменных ( $k_1, \text{tg} \alpha_1, \beta_1, k_2, \text{tg} \alpha_2, \beta_2, \text{tg} \alpha_0, \beta_0$ ), которые удовлетворяют закону сохранения энергии-импульса и наилучшим образом соответствуют экспериментальным значениям.

Степень согласия экспериментальных данных с той или иной гипотезой оценивается величиной

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{B_{i\ominus} - B_{i\oplus}}{\Delta B_{i\ominus}} \right)^2.$$

Здесь  $V_{i\ominus}$  - экспериментальное значение  $i$ -ой переменной,  $\Delta V_{i\ominus}$  - ошибка  $V_i$ ,  $V_{i\oplus}$  - подобранное значение  $i$ -ой переменной,  $n$  - число переменных.

Если величина  $\chi^2 \leq \chi_{\max}^2$ , то считается, что событие удовлетворяет данной гипотезе.

## § 2. Исходные данные

В качестве исходных данных в программе используются следующие результаты, получаемые при восстановлении пространственной картины событий<sup>/5/</sup>:

1. Координаты ( $X_1^k, Y_1^k, Z_1^k$ ) последней точки первого трека события.
2. Координаты ( $X_1^1, Y_1^1, Z_1^1$ ) первых точек всех треков события, кроме первого ( $A \geq 2$ ).
3. Импульсы ( $p_i$ ), направляющие косинусы ( $\ell_i, m_i, n_i$ ), радиусы кривизны ( $R_i$ ) и пространственные хорды треков ( $L_i$ ), образующих  $V^0$ -частицы и  $e^-e^+$ -пары.
4. Ошибки в импульсах ( $\Delta p_i'$ ), радиусах кривизны ( $\Delta R_i/R_i$ ) и углах ( $\Delta \alpha_i', \Delta \beta_i'$ ), обусловленные погрешностями метода реконструкции, точностью измерений, неоднородностью магнитного поля и неточным знанием параметров оптической системы пузырьковой камеры.

Для вычисления импульсов ( $p_0$ ) и направляющих косинусов ( $\ell_0, m_0, n_0$ ) нейтральной частицы, углов  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  в программе используются следующие выражения:

$$p_0 = \sqrt{(p_i \ell_i + p_{i+1} \ell_{i+1})^2 + (p_i m_i + p_{i+1} m_{i+1})^2 + (p_i n_i + p_{i+1} n_{i+1})^2}$$

$$\ell_0 = \frac{X_1^k - X_1^1}{L_0}; \quad m_0 = \frac{Y_1^k - Y_1^1}{L_0}; \quad n_0 = \frac{Z_1^k - Z_1^1}{L_0}$$

$$L_0 = \sqrt{(X_1^k - X_1^1)^2 + (Y_1^k - Y_1^1)^2 + (Z_1^k - Z_1^1)^2}$$

$$\text{tg } \alpha_i = \frac{n_i}{\sqrt{1 - n_i^2}}; \quad \beta_i = \arcsin \frac{m_i}{\sqrt{1 - n_i^2}}$$

Здесь:  $i$  и  $i+1$  - порядковые номера треков  $V^0$ -частицы или  $e^-e^+$  пары.

## § 3. Формулы для вычисления ошибок "измеренных" переменных

Все измеренные переменные ( $\text{tg } \alpha_0, \beta_0, k_i, \text{tg } \alpha_i, \beta_i, k_{i+1}, \text{tg } \alpha_{i+1}, \beta_{i+1}$ ) можно разделить на две группы:

1.  $\text{tg } \alpha_0$  и  $\beta_0$ , определяющие направление полета нейтральной частицы ( $V^0, \gamma$ ).

2.  $k_i, \text{tg } \alpha_i, \beta_i, k_{i+1}, \text{tg } \alpha_{i+1}, \beta_{i+1}$  - параметры треков  $V^0$  - частиц или  $e^- e^+$  пар.

Ошибки ( $\Delta \text{tg } \alpha_0, \Delta \beta_0$ ) переменных первой группы определяются точностями измерения координат ( $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ ) точек рождения и точек распада (или конверсии) нейтральных частиц и вычисляются по формулам<sup>/6/</sup>

$$(\text{tg } \alpha_0)^2 = \frac{2}{(1-n^2)^3} \left\{ n_0^2 \ell_0^2 \left( \frac{\Delta X}{L_0} \right)^2 + m_0^2 n_0^2 \left( \frac{\Delta Y}{L_0} \right)^2 + (\ell_0^2 + m_0^2) \left( \frac{\Delta Z}{L_0} \right)^2 \right\}$$

$$(\Delta \beta_0)^2 = 2 \left\{ \frac{m_0^2}{(m_0^2 + \ell_0^2)^2} \left( \frac{\Delta X}{L_0} \right)^2 + \frac{\ell_0^2}{(m_0^2 + \ell_0^2)^2} \left( \frac{\Delta Y}{L_0} \right)^2 \right\}.$$

Ошибки переменных второй группы  $\Delta \beta_i$  в основном определяются многократным рассеянием и вычисляются по следующим формулам:

$$\Delta p_i^2 = \Delta p_i'^2 + \frac{C_p p_i^2}{\rho_i (v_i/c)^2}$$

$$(\Delta \text{tg } \alpha_i)^2 = \Delta \text{tg } \alpha_i'^2 + \frac{C_\alpha \rho_i}{p_i (v_i/c)^2 \cos^4 \alpha}$$

$$(\Delta \beta_i)^2 = (\Delta \beta_i')^2 + \frac{C_\beta \rho_i}{p_i^2 (v_i/c)^2}$$

Здесь:  $C_p = 0,1024^{/5/}$ ,  $C_\alpha = 1,66$ ;  $C_\beta = 0,84$ . Численные значения коэффициентов получены из выражений, приведенных в работе<sup>/7/</sup>

$$\rho_i = L_i \left[ 1 + \frac{\cos \alpha}{24} \left( \frac{L_i}{R_i} \right)^2 \right]$$

$v_i/c$  - относительная скорость частицы.

$$\Delta X = 0,02 \text{ см}, \quad \Delta Y = 0,02 \text{ см}, \quad \Delta Z = 0,08 \text{ см}^{/8/}.$$

Для импульсов треков  $e^- e^+$ -пар в программе вводятся поправки на радиационные потери<sup>/8/</sup> (в предположении, что параметр обрезания  $y_0$  равен 0,4)

$$p_{i0} = p_i (1 + 0,0026 \rho_i)$$

и ошибки, обусловленные этим процессом

$$\Delta p_{i0}^2 = (\Delta p_i')^2 + 0,00361 \frac{\rho_i}{k_i^2} + \frac{C_p p_i^2}{\rho_i (v_i/c)^2}$$

#### § 4. Математический метод

Нахождение наилучшего набора переменных и величины  $\chi^2$  для каждой из трех гипотез, по которой обчитываются треки  $V^0$ -частиц и  $e^-e^+$  пар, производится с помощью обобщенного метода наименьших квадратов (МНК)<sup>/10/</sup>. Этот метод используется в FIT - программе ЦЕРНА<sup>/11/</sup>. Задача сводится к нахождению минимума функционала следующего вида:

$$\chi^2(m, x, a) = (m - m^0)^T G_m (m - m^0) + 2a^T f(x, m). \quad (2)$$

Здесь  $m$  - вектор измеренных переменных<sup>/12/</sup>;  $f(x, m)$  - вектор уравнений связи (см. выражения 1);  $a$  - вектор неопределенных множителей Лагранжа;  $G_m^{-1}$  - матрица ошибок измеренных переменных. Индексы "0", "T" и "-1" означают: экспериментальные значения, транспонирование и обращение матрицы.

$$m = \begin{Bmatrix} k_1 \\ \text{tg } a_1 \\ \beta_1 \\ k_2 \\ \text{tg } a_2 \\ \beta_2 \\ \text{tg } a_0 \\ \beta_0 \end{Bmatrix}; \quad f(x, m) = \begin{Bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{Bmatrix}; \quad a = \begin{Bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{Bmatrix}$$

$$G_m^{-1} = \begin{Bmatrix} (\Delta k_1)^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (\Delta \text{tg } a_1)^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\Delta \beta_1)^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (\Delta k_2)^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (\Delta \text{tg } a_2)^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (\Delta \beta_2)^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (\Delta \text{tg } a_0)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (\Delta \beta_0)^2 \end{Bmatrix}$$

Для нахождения минимума выражения (2) методом последовательных приближений решается система уравнений (3)

$$\begin{aligned} \frac{d\chi^2}{dm} &= 2 \{ (m - m^0)^T G_m + \alpha^T f_m(x, m) \} = 0 \\ \frac{d\chi^2}{dx} &= 2 \alpha^T f_x(x, m) = 0 \\ \frac{d\chi^2}{d\alpha} &= 2f(x, m) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Последовательность операций с векторами и матрицами, выполняемых в процессе решения этой системы, показана на рис. 12, где:  $\nu$  - номер итерации;  $f_m = \frac{df}{dm}$  - матрица производных измеренных величин;  $f_x = \frac{df}{dx}$  - матрица производных неизвестных величин;  $(f_m)_{ik} = \frac{\partial f_k}{\partial x_{mi}}$ ;  $(f_x)_{kl} = \frac{\partial f_k}{\partial x_l}$

$$R = f^\nu + f_m(m^0 - m^\nu), \quad S = f_m G_m^{-1} f_m^T.$$

В качестве начальных значений измеренных переменных берутся значения  $k_i$ ,  $\alpha$ , и  $\beta_i$ , определяемые по экспериментальным значениям  $(p_i, \ell_i, m_i, n_i)$  см. 82.

Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока не будут выполнены следующие условия:

$$|m^{\nu+1} - m^\nu| < 0,1 \quad (4)$$

$$|f| < 0,1.$$

В процессе обчета  $V^0$ -частиц было установлено, что в "хорошей" гипотезе процесс сходится за 3-4 итерации, с "плохой" - за 6-7. В связи с этим число итерации было ограничено десятью ( $\nu \leq \nu_{max} = 10$ ).

Для того чтобы в процессе изменения переменных их значения не выходили за допустимые значения, в программе применяется следующая процедура обрезания шага /13/. Если на  $(\nu+1)$  - итерации значение  $B^{\nu+1}$  переменной величины  $B$  выходит за допустимые пределы, то оно заменяется на величину  $B^{\nu+1} + \frac{B^\nu - B^{\nu+1}}{2}$ .

Допустимые пределы изменения варьируемых величин определяются выражениями (5)

$$\begin{aligned} \beta_i &> 0 \\ 0 &< k_i < \frac{1}{p_i} \\ 0 &< k_0 < \frac{1}{1/3^{min}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Определение  $p_{i, min}$  рассмотрено в следующем параграфе.

Введение в программу процедуры обрезания шага позволяет постоянно контролировать итерационный процесс.



## § 5. Методика выделения треков, образующих $V^0$ -частицы и $e^-e^+$ -пары

Выделение треков, образующих  $V^0$ -частицы и  $e^-e^+$ -пары, основано на следующих двух фактах:

1. Координаты первых точек лучей звезды  $(X_1^1, Y_1^1, Z_1^1)$  должны совпадать с координатами последней точки трека  $(X_1^k, Y_1^k, Z_1^k)$ , вызывавшего данное взаимодействие.

2. Координаты первых точек лучей  $V^0$ -частиц и  $e^-e^+$  пар должны совпадать между собой и отличаться от координат точки взаимодействия  $(X_1^k, Y_1^k, Z_1^k)$ .

В связи с этим сначала, путем сравнения координат последней точки первого трека  $(X_1^k, Y_1^k, Z_1^k)$  с координатами первых точек  $(X_1^1, Y_1^1, Z_1^1)$  остальных треков события, выделяются лучи первичной звезды. Затем из числа оставшихся выбираются пары треков, имеющие общее начало.

Иными словами, выделение треков  $V^0$ -частиц и  $e^-e^+$ -пар основано на проверке следующих неравенств, полученных экспериментально:

$$\begin{aligned} |X_1^k - X_1^1| < 0,5 \text{ мм} & \quad |X_1^1 - X_1^1| < 0,5 \text{ мм} \\ |Y_1^k - Y_1^1| < 0,5 \text{ мм} & \quad |Y_1^1 - Y_1^1| < 0,5 \text{ мм} \\ |Z_1^k - Z_1^1| < 1,8 \text{ мм} & \quad |Z_1^1 - Z_1^1| < 1,8 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Здесь:  $i' \geq i + 1$ .

Для каждой пары треков, имеющих общее начало, координаты которого не совпадают с координатами последней точки первого трека события, последовательно проверяются три гипотезы ( $K_1^0$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\gamma$ ).

Обсчет по гипотезам " $K_1^0$ " и " $\Lambda^0$ " производится только тогда, когда для каждого трека "вилки" выполняется условие:

$$\begin{aligned} \text{где } \ln p_{i \text{ min}} &= 3,882 + 0,3404 \ln \frac{p_i}{p_{i \text{ min}}} \text{ для следов } \pi^{\pm} \text{ - мезонов и} \\ \ln p_{i \text{ min}} &= 5,284 + 0,2069 \ln \frac{p_i}{p_{i \text{ min}}} \text{ для следов протонов.} \end{aligned}$$

Примечание: Выражения для  $p_{i \text{ min}}$  были получены из данных о пробегах протонов и  $\pi^{\pm}$ -мезонов в пропане /14/.

По гипотезе  $\gamma$  обсчитываются только такие пары треков, для которых угол разлета  $\theta_{+-} < c + d \left( \frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right)$ . Здесь  $c = 3$ , а  $d = 600$ . Эти значения  $c$  и  $d$  были получены авторами при экспериментальном исследовании зависимости угла разлета  $e^-e^+$ -пары от импульсов электрона и позитрона.

## § 6. Вычисление эффективности регистрации $V^0$ -частиц и $\gamma$ -квантов

Вероятность ( $W$ ) того, что образованная в камере  $V^0$ -частица с импульсом  $p_0$ , средним временем жизни  $T_0$  и массой  $M_0$  распадается в пределах эффективного объема камеры определяется выражением

$$W = W_0 [ 1 - \exp \left( - \frac{\ell_{\text{лет}}}{T_0} \frac{M_0}{p_0} \right) ] .$$

Здесь:  $W_0$  - вероятность распада  $V^0$ -частицы на заряженные частицы;  $\ell_{\text{лет}}$  - потенциальная длина пробега  $V^0$ -частицы в камере. Для  $\lambda^0$ -гиперонов  $W_0 = 0,66$ ;  $T_0 = 0,88 \cdot 10^{-10}$  сек. Для  $K_1^0$ -мезонов  $W_0 = 0,68$ ;  $T_0 = 2,61 \cdot 10^{-10}$  /16/.

В качестве  $\ell_{\text{лет}}$  берется наименьшее из величин  $P, Q, R$ , где:

$$P = \begin{cases} \frac{X_1 - X_A}{\ell_0}, & \ell_0 < 0 \\ \frac{X_2 - X_A}{\ell_0}, & \ell_0 > 0 \end{cases} \quad Q = \begin{cases} \frac{Y_1 - Y_A}{\ell_0}, & m_0 < 0 \\ \frac{Y_2 - Y_A}{m_0}, & m_0 > 0 \end{cases}$$

$$R = \begin{cases} \frac{Z_1 - Z_A}{n_0}, & n_0 < 0 \\ \frac{Z_2 - Z_A}{n_0}, & n_0 > 0. \end{cases}$$

Здесь  $X_1, Y_1, Z_1$  и  $X_2, Y_2, Z_2$  - границы эффективного объема камеры;  $X_A, Y_A, Z_A$  - координаты точки рождения  $V^0$ -частицы.

Вероятность конверсии  $\gamma$ -кванта  $W_\gamma$  определяется выражением

$$W_\gamma = 1 - \exp \left[ - \frac{\ell_{\text{лет}}}{X_0} \mu(p) \right],$$

где  $X_0 = 109 \text{ см} / 16/$  - радиационная длина в пропаге;  $\mu(p) = 0,431 + 0,896 \cdot 10^{-3} p - 0,81 \cdot 10^{-6} p^2 + 0,221 \cdot 10^{-9} p^3$  - вероятность конверсии  $\gamma$ -кванта с импульсом  $p$  на радиационной длине  $X_0$ .

Примечание: Выражение для  $\mu = f(p)$  было получено из данных, приведенных в работе /2/, и справедливо для  $E_\gamma > 40$  Мэв.

## § 7. Блок-схема и варианты программы

Блок-схема программы представлена на рис. 3. Так как работа основных блоков программы рассмотрена ранее, рис. 3 не нуждается в дополнительных пояснениях.

В настоящее время имеется три варианта программы:

1. Первый вариант подсоединен к программе геометрической реконструкции

событий<sup>/5/</sup>. В этом случае исходные данные считаются с магнитного барабана. Результаты идентификации выдаются на печать (см. приложение) и стандартные перфокарты наряду с выдачей геометрической программы<sup>/5/</sup>.

2. Второй вариант предназначается для идентификации  $V^0$  -частиц и  $e^-e^+$  -пар в событиях, **обсчитанных** по геометрическим программам заранее. В этом случае исходные для счета данные находятся на перфокартах.

3. Третий вариант предназначен для идентификации  $V^0$  -частиц и  $e^-e^+$  -пар в тех случаях, когда первые точки треков измерены с большим разбросом. В отличие от предыдущих здесь нет поиска треков, образующих  $V^0$ -частицы и  $e^-e^+$ -пары. В вычислительную машину вводится информация, относящаяся только к первому треку события и лучам "вилки" или  $\gamma$  -кванта.

### § 8. Проверка работы программы

Для проверки правильности работы программы с ее помощью было идентифицировано 268 случаев "хорошо" измеренных  $V^0$  -частиц, обсчитанных ранее по программе 2-2<sup>/1/</sup>. Под "хорошо" измеренными событиями в данном случае понимаются такие, для которых  $\Delta r_i / r_i \leq 30\%$ .

Сравнение результатов идентификации  $V^0$  -частиц по двум программам показало, что:

1. Для 230 событий (86%) обе программы дают одинаковый результат. В 178 случаях - положительный ( $\chi^2 < \chi^2_{max}$ ), а в 52 - отрицательный ( $\chi^2 > \chi^2_{max}$ ).

2. Для 14 событий (5,2%) данная программа дает однозначную идентификацию, а программа 2-2 - отрицательный результат.

3. Для 15 случаев (5,6%) по данной программе проходят обе гипотезы, по 2-2 - одна.

4. В шести случаях (2,1%) наблюдается обратная картина, т.е. по 2-2 проходят обе гипотезы, по данной - одна.

5. В трех случаях (1,1%) события идентифицируются по 2-2, но не проходят по данной программе.

Анализ событий, для которых обе программы дают разные результаты, показал, что расхождения в основном имеют место в тех случаях, когда один из треков  $V^0$  -частицы имеет импульс не более 200 Мэв. Эти расхождения, по-видимому, связаны с тем, что в данной программе в отличие от 2-2 учитываются ошибки в углах, обусловленные многократным рассеянием заряженных частиц в пропане.

На рис. 4а приведено  $\chi^2$ -распределение для однозначно идентифицированных по данной программе  $\Lambda^0$  и  $K_1^0$ -частиц, а на рис. 4б - по программе 2-2. На этих рисунках пунктиром нанесено теоретическое  $\chi^2$ -распределение<sup>/17/</sup>, нормированное в каждом случае на полное число идентифицированных событий. Среднее значение  $\chi^2$  в первом случае (рис. 4а) равно  $3,1 \pm 0,2$  и хорошо согласуется с теоретическим ( $\overline{\chi^2} = 3,0$ ). Во втором  $\overline{\chi^2} = 4,1 \pm 0,2$ , несмотря на то, что по утверждению авторов<sup>/1/</sup>, функционал так же как и в нашем случае имеет три степени свободы.

Степень согласованности теоретических и экспериментальных распределений, приведенных на рис. 4, была оценена по "критерию Пирсона"<sup>/18/</sup>. Эта оценка показала, что в первом случае (рис. 4а) вероятность того, что экспериментальное распределение согласуется с теоретическим, равна 25%, а во втором (рис. 4б) - меньше 0,1%.

Кроме того, были построены распределения масс, зарегистрированных в камере  $\Lambda^0$  и  $K_1^0$ - частиц, которые были вычислены по экспериментальным данным. Оказалось, что средние значения наблюдаемых в камере масс  $\Lambda^0$  и  $K_1^0$  равны, соответственно,  $1115 \pm 2$  и  $494 \pm 3$  Мэв.

Получение несмещенных значений масс  $\Lambda^0$  и  $K_1^0$ -частиц может служить указанием на то, что введение поправок на ионизационные потери  $\pi^+$ -мезонов и протонов в нашем случае не является необходимым.

### З а к л ю ч е н и е

В таблице 1 приведены сравнительные характеристики данной программы и программ для идентификации  $V^0$ -частиц (2-2)<sup>/1/</sup> и  $\gamma$ -квантов (7)<sup>/2/</sup>.

Т а б л и ц а 1

	Данная программа	2-2	7
Количество занимаемых ячеек	1100	4500	1500
Время счета одной пары треков (в сек)	~ 15	~ 40	~ 20

Из этой таблицы видно, что данная программа имеет существенно меньший объем, чем 2-2 и 7, и требует значительно меньшего времени на вычислительной машине.

Вычисление и выдача на печать масс  $\Lambda^0$  и  $K^0$  -частиц и разностей между измеренными (экспериментальными) и подобранными значениями переменных (см. Приложение) позволяет использовать программу как для идентификации  $V^0$ -частиц и  $\gamma$ -квантов, так и для проверки методики реконструкции событий в пузырьковых камерах.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В.П. Джелепову за постоянное внимание и помощь в работе, В.Б. Флягину за полезные обсуждения и Л.И. Кольцовой за помощь в работе по обсчету событий на вычислительной машине.

### П Р И Л О Ж Е Н И Е

Образец выдачи на печать :

1.

- |   |   |
|---|---|
| <p>1. <math>m_0</math> - масса нейтральной частицы<br/>(признак гипотезы)</p> <p>2. <math>\chi^2</math></p> <p>3. <math>\nu</math> - число итераций</p> <p>4. <math>p_0^n</math></p> <p>5. <math>\Delta p_0^n</math></p> <p>6. <math>l_0^n</math> подобранные значения</p> <p>7. <math>w_0^n</math> направляющих косинусов</p> <p>8. <math>p_0^n</math> нейтральной частицы</p> <p>9. <math>p_-^{\ominus}</math></p> <p>10. <math>p_-^n</math></p> <p>11. <math>\Delta p_-^{\ominus}</math></p> <p>12. <math>p_+^{\ominus}</math></p> <p>13. <math>p_+^n</math></p> <p>14. <math>\Delta p_+^{\ominus}</math></p> <p>15. <math>\theta_{\nu}</math> - угол между <math>\vec{p}_0</math> и <math>\vec{AB}</math></p> | <p>16. <math>\rho_{AB}^{\ominus}</math></p> <p>17. <math>p_0^{\ominus}</math></p> <p>18. <math>m_0^{\ominus}</math></p> <p>19. <math>\Delta m_0^{\ominus}</math></p> <p>20. 0</p> <p>21. <math>\frac{k_-^{\ominus} - k_-^n}{\Delta k_-^{\ominus}}</math></p> <p>22. <math>\frac{\text{tg } \alpha_-^{\ominus} - \text{tg } \alpha_-^n}{\Delta \text{tg } \alpha_-^{\ominus}}</math></p> <p>23. <math>\frac{\beta_-^{\ominus} - \beta_-^n}{\Delta \beta_-^{\ominus}}</math></p> <p>24. <math>\frac{k_+^{\ominus} - k_+^n}{\Delta k_+^{\ominus}}</math></p> <p>25. <math>\frac{\text{tg } \alpha_+^{\ominus} - \text{tg } \alpha_+^n}{\Delta \text{tg } \alpha_+^{\ominus}}</math></p> <p>26. <math>\frac{\beta_+^{\ominus} - \beta_+^n}{\Delta \beta_+^{\ominus}}</math></p> <p>27. <math>\frac{\text{tg } \alpha_0^{\ominus} - \text{tg } \alpha_0^n}{\Delta \text{tg } \alpha_0^{\ominus}}</math></p> <p>28. <math>\frac{\beta_0^{\ominus} - \beta_0^n}{\Delta \beta_0^{\ominus}}</math></p> |
|---|---|

## 2.

1.  $\rho_{\text{пот}}$  - потенциальная длина
2.  $p_0^n$
3.  $1/p_0^n$  для  $V^0$  или  $\mu(p)$  для  $\gamma$
4.  $w' = 1/p$  - вес события
5.  $p'$  - вероятность распада (или конверсии)
6.  $w$  } вес и вероятность с учетом нейтральных схем распада  $V^0$ -частиц.
7.  $p$  }

Примечание: Индексы "э" и "п" означают измеренные и подобранные значения переменных.

## 3.

Печать стандартной перфокарты "трека"  $V^0$ -частицы /1/.

## 4.

1. Номер первого трека  $V^0$ - частицы.
2. № пленки, № кадра
3. № зоны.

1.  $\theta_{+-}$

2.  $\theta_{-}$

3.  $\theta_{+}$

4.  $\theta_{+-} - (\theta_{-} + \theta_{+})$

5.  $p_{-}^{\downarrow} = p_{-}^{\oplus} \sin \theta_{-}$

6.  $\Delta p_{-}^{\downarrow} = \Delta p_{-}^{\oplus} \sin \theta_{-}$

7.  $p_{+}^{\downarrow} = p_{+}^{\oplus} \sin \theta_{+}$

8.  $\Delta p_{+}^{\downarrow} = \Delta p_{+}^{\oplus} \sin \theta_{+}$

9.  $p_{-}^{\downarrow} - p_{+}^{\downarrow}$

10.  $\Delta p_{-}^{\downarrow} - \Delta p_{+}^{\downarrow}$

11.  $\sin \eta$

12.  $\eta$  (рад.)

13.  $\eta$  (град.)

14.  $\theta_v$  (град.)

15.  $\rho_{\text{ав}}$  (см.)

Угол некомплонарности

Примечание: Для гипотез с  $\chi^2 > 13$  первые три раздела (1, 2, 3) на печать не выдаются.

Л и т е р а т у р а

1. О. Благойравова и др. Препринт ОИЯИ 1959, Дубна 1965.
2. В.Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ 2277, Дубна 1965.
3. А.В. Богомолов и др. ПТЭ № 1, 61 (1964).
4. В.Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ 2361, Дубна 1965.
5. Н. А. Буздавина и др. Препринт ОИЯИ 2085, Дубна 1965.
6. А. Ф. Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ Р-1982, Дубна 1965.
7. I. W. Vigne, I. Sparrow. Rutherford Lab. Rept. NIRL/R/14, 1963.
8. L. Behr and P. Mittner. Nucl. Instr. and Meth., 20, 446 (1963).
9. В. Г. Иванов и др. Отчет ОИЯИ Б1-2477, Дубна 1965.
10. R. Vock, CERN, 60-30.
11. R. Vock, CERN, 61-29.
12. V. Ponne, CERN, 64-13.
13. J. Berge et al., Rev. Sci. Instr., 32, 538 (1961).
14. Ю. В. Катышев. Отчет ОИЯИ Б1-1248, Дубна 1961.
15. E. Fett. Kinematical identifications of bubble chamber events (University of Bergen, 1965).
16. A. H. Rosenfeld et al. UCRL-8030, 1964.
17. В. В. Налимов. "Применение математической статистики при анализе вещества". Физматгиз, Москва, 1960.
18. Е. С. Вентцель. "Теория вероятностей", стр. 153. Изд-во "Наука", Москва 1964.

Рукопись    поступила в издательский отдел  
9 марта 1966 г.

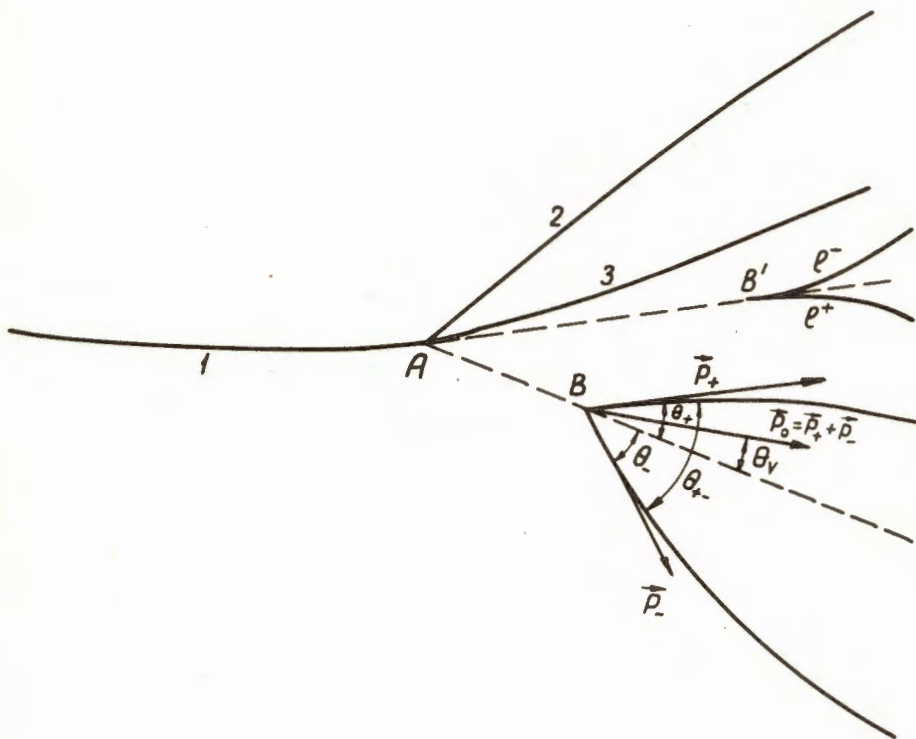


Рис. 1. А - вершина звезды, 2 и 3 - лучи звезды, образованной треком 1, В и В' - точки распада  $V^0$ -частицы и конверсии  $\gamma$ -кванта.



$$\begin{aligned}
& G^{-1} m f_m^T \rightarrow S = f_m G^{-1} m f_m^T \rightarrow S^{-1} \rightarrow m^0 - m^y \rightarrow \\
& \rightarrow f_m (m^0 - m^y) \rightarrow R = f + f_m (m^0 - m^y) \rightarrow S^{-1} R \rightarrow \\
& \rightarrow f_x^T S^{-1} R \rightarrow S^{-1} f_x \rightarrow f_x^T S^{-1} f_x \rightarrow (f_x^T S^{-1} f_x)^{-1} \rightarrow \\
& \rightarrow (f_x^T S^{-1} f_x)^{-1} f_x^T S^{-1} R \rightarrow X^{y+1} = X^y - (f_x^T S^{-1} f_x)^{-1} (f_x^T S^{-1} R) \rightarrow \\
& \rightarrow f_x (X^{y+1} - X^y) \rightarrow R + f_x (X^{y+1} - X^y) \rightarrow \\
& \rightarrow \alpha^{y+1} = S^{-1} [R + f_x (X^{y+1} - X^y)] \rightarrow m^{y+1} = m^0 - G_m^{-1} f_m^T \alpha^{y+1} \rightarrow \\
& \rightarrow X^2 = (\alpha^{y+1})^T [R + f_x (X^{y+1} - X^y)].
\end{aligned}$$

Рис. 2. Схема работы блока МНК.

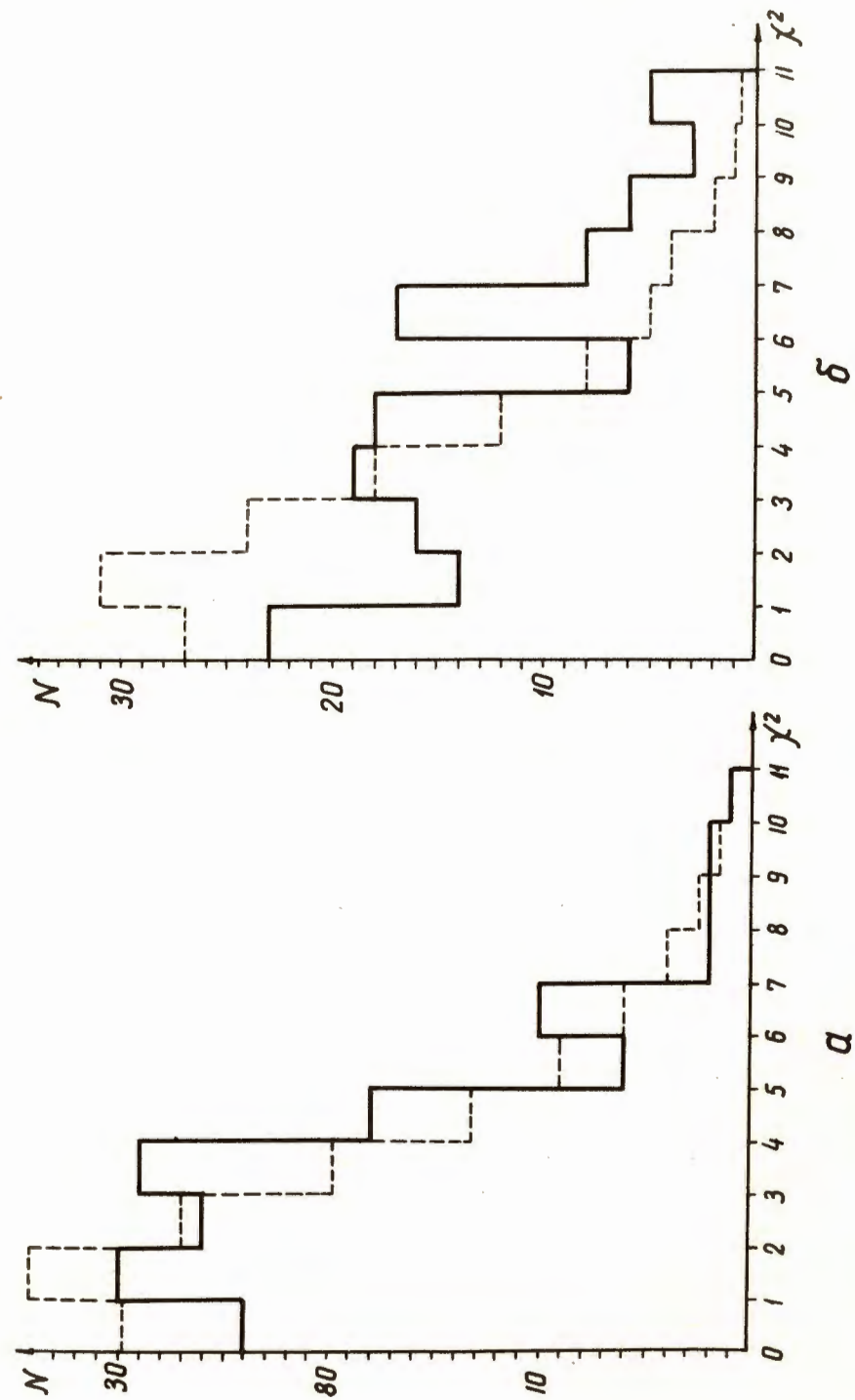
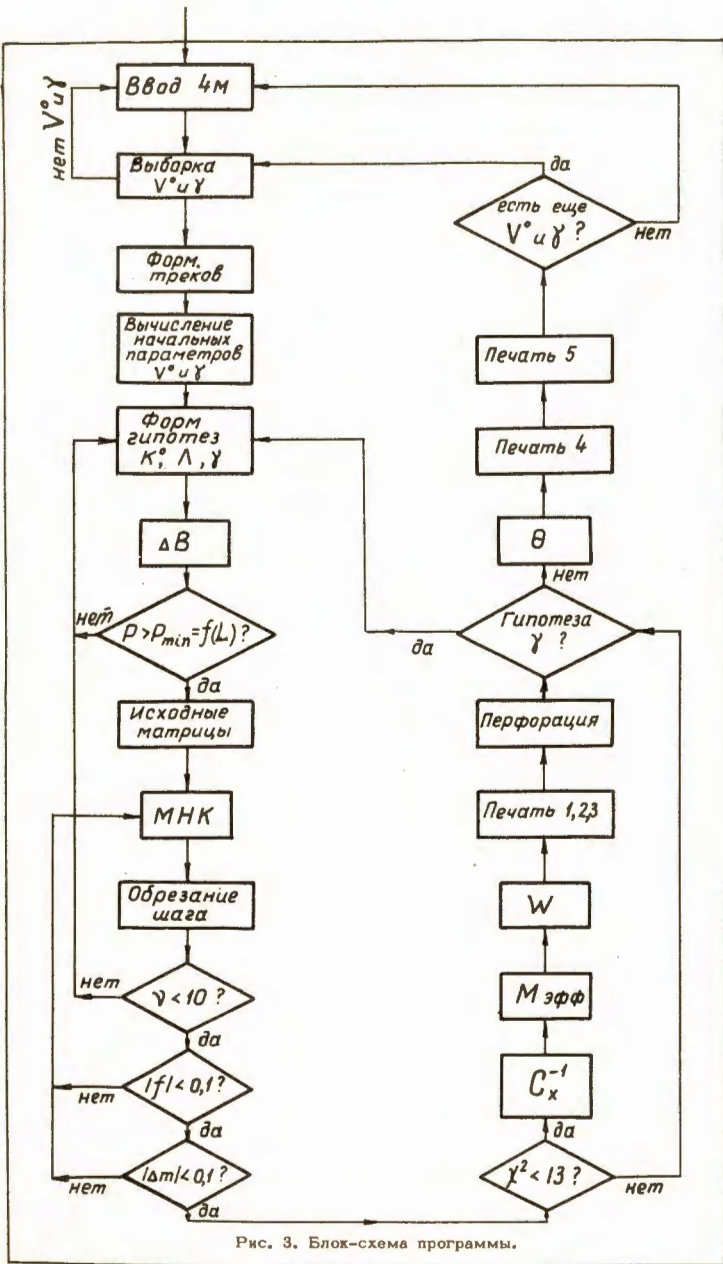


Рис. 4.  $\chi^2$  - распределения для  $V^0$  - частиц, однозначно идентифицированных по данной программе - 4<sup>а</sup> и по программе 2-2 - 4<sup>б</sup>. Сплошная линия - экспериментальная гистограмма, пунктирная - теоретическая.