

27824  
40  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

15/III-65

Дубна

1957



Р.М. Джабар-заде, В.И. Мороз, А.В. Никитин,  
А.И. Родионов, Э. Рупп, Ю.А. Троян, Б.А. Шахбазян

**ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

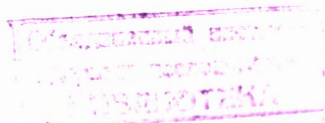
ПРОГРАММА  
"ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС"

1965

Р.М.Джэбар-заде, В.И.Мороз, А.В.Никитин,  
А.И.Родионов, Э.Рупп, Ю.А.Троян, Б.А.Шахбазян

ПРОГРАММА  
"ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС"

3004, 48.



## О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
В в е д е н и е . . . . .	5
I. Подпрограмма "Логика" . . . . .	5
§ 1. Размещение информации, необходимой для работы программы . . . . .	5
§ 2. Проверка введенного материала . . . . .	13
§ 3. Формирование гипотез о частицах, которые могли образовать данный след . . . . .	14
§ 4. Формирование событий . . . . .	18
II. Подпрограмма "Предельная кинематика" . . . . .	20
§ 5. Исследование предельной кинематики при $t = 0$ . . . . .	20
§ 6. Определение согласия с предельной кинематикой . . . . .	23
§ 7. Исследование предельной кинематики с учетом ошибки измерений ( $t = 1, t = 2$ ) . . . . .	24
§ 8. Выдача на печать подпрограммы "Логика" и "Предельная кинематика" . . . . .	25
III. Подпрограмма "Вычисление эффективной массы набора (резонанса ) частиц, переход в систему центра инерции" . . . . .	26
§ 9. Постоянно вычисляемые величины . . . . .	26
§ 10. Величины, вычисляемые по признаку $T$ . . . . .	30
§ 11. Выдача на печать подпрограммы "Вычисление эффективной массы" . . . . .	31
Приложение. Определение предельного импульса частицы, вызвавшей событие . . . . .	33

## В в е д е н и е

Программа "Вычисление эффективных масс" предназначена для расчета на электронной вычислительной машине М-20 любых наборов частиц из событий, не прошедших обработки по программе идентификации каналов реакций. Для исключения таких комбинаций гипотез о следах, которые не согласуются с законами сохранения импульса, энергии, барионного, электрического и странного зарядов, в программу введен специальный анализ - подпрограммы "Логика" и "Предельная кинематика". Таким образом, вместе с вычислением эффективной массы программа производит частичное выделение возможных каналов реакций. Для событий, прошедших идентификацию каналов реакций, в дальнейшем предполагается осуществить вариант непосредственного ввода в подпрограмму "Вычисление эффективных масс" в обход подпрограмм "Логика" и "Предельная кинематика".

Исходный материал программы задается на стандартных перфокартах - выдаче программ 1-2, 1-12, 1-15, 1-30, 1-31 и т.д., 2-22, 2-23, 7-1 и т.д.<sup>1,2/</sup>

Блок-схема программы представлена на рис. 4.

### I. ПОДПРОГРАММА "ЛОГИКА"

Подпрограмма "Логика" предназначена для выделения тех каналов ядерной реакции, которые, удовлетворяя законам сохранения электрического, барионного зарядов и квантового числа странности, содержат наборы частиц, подлежащих исследованию.

#### § 1. Размещение информации, необходимой для работы программы

Группа процессов, интересующих физика, задается в виде наборов частиц, например:

1.  $P \pi^{-}$ ,

2.  $\pi^{+} \pi^{+} \pi^{-}$ ,

3.  $P \pi^{-} \pi^{-} K$  и т.д.

Математические наборы могут быть заданы следующим образом. Присвоим каждой частице свой номер  $\nu$

частица	$\pi^+$	$K^+$	P	$\Sigma^+$	$\pi^-$	$K^-$	$\Sigma^-$	$\pi^0$	$K^0$	$\bar{K}^0$	p	$\Lambda^0$	$\Sigma^0$	$\gamma$
$\nu$	01	02	03	04	05	06	07	10	11	12	13	14	15	16

Таким образом, в этом варианте программы  $1 \leq \nu \leq 16$  (вообще же предусмотрено место для  $1 \leq \nu \leq 29$ ).

Приведенная таблица частиц вводится в память ЭВМ (электронной вычислительной машины) на перфокартах, пробитых как показано на бланке № 1 (см. стр. 4 + 6). На бланке приводятся значения квантовых чисел Q, B, S и массы M ( $\frac{MeV}{c^2}$ ) для каждой из частиц.

Используя величины  $\nu$ , набор

1)  $P \pi^-$

запишем следующим образом:

0310	5100	

(указана пробивка на перфокарте в 8-ом коде)

2)  $\pi^+ \pi^+ \pi^-$

запишем следующим образом:

0120	5100	

3)  $P \pi^- \pi^- K^+$

запишем следующим образом:

0310	5202	1000

Как ясно из рассмотренных примеров, для записи каждого исследуемого набора частиц отводятся две строки на перфокарте. Первые две цифры из тройки означают  $\nu$ , третья - сколько раз частица с номером  $\nu$  встречается в наборе (эта величина обозначается  $\xi_\nu$ ).

Таким образом, задание исследовать наборы  $(P \pi^-)$ ,  $(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$ ,  $(P \pi^- \pi^- K^+)$  будет записано (пробито) на перфокарте (перфокартах) так, как это показано на бланке 2 (см. стр. 9).

Таблица частиц

## 1. Массы (10-ый код !)

			0200		КА		
	03	139	600		$M_{\pi^+}$	$\gamma=01$	2
	03	494			$M_{K^+}$	$\gamma=02$	3
	03	938	200		$M_p$	$\gamma=03$	4
	04	118	940		$M_{\Sigma^+}$	$\gamma=04$	5
	03	139	600		$M_{\pi^-}$	$\gamma=05$	6
	03	494			$M_{K^-}$	$\gamma=06$	7
	04	119	600		$M_{\Sigma^-}$	$\gamma=07$	8
	03	135			$M_{\pi^0}$	$\gamma=10$	9
	03	498			$M_{K^0}$	$\gamma=11$	10
	03	498			$M_{\bar{K}^0}$	$\gamma=12$	11
	03	939			$M_n$	$\gamma=13$	12
	04	III	540		$M_{\Lambda^0}$	$\gamma=14$	
	04	119	150		$M_{\Sigma^0}$	$\gamma=15$	2
	00	000			$M_{\gamma}$	$\gamma=16$	3
		0					4
		0					5
		0					6
		0					7
		0					8
		0					9
		0					10
		0					11
		0					12

## Таблица частиц

1. Конец таблицы масс частиц
2. Таблица квантовых чисел (8-ой код!)

			0				
			0				2
			0				3
			0				4
			0				5
			0				6
				000I		$\pi^+$	7
				000I	000I	$K^+$	8
			000I	000I		$P$	9
			000I	000I	7777	$\Sigma^+$	10
				7777		$\pi^-$	11
				7777	7777	$K^-$	12
			000I	7777	7777	$\Sigma^-$	
						$\pi^0$	2
					000I	$K^0$	3
					7777	$\bar{K}^0$	4
			000I			$n$	5
			000I		7777	$\Lambda^0$	6
			000I		7777	$\Sigma^0$	7
			0			$\gamma$	8
			0				9
			0				10
			0				11
			0				12

$\bar{I}A - B$   
 $\bar{II}A - Q$   
 $\bar{III}A - S$

7777 означает "-I"  
 0000    "-"  
 000I    "-I"

Таблица частиц

2. Конец таблицы квантовых чисел (8-ой код !)

			0				
			0				2
			0				3
			0				4
			0				5
			0				6
			0				7
			0				8
			0				9
			0				10
			0				11

Программа предусматривает следующие ограничения обрабатываемого материала:

- а) количество одновременно задаваемых наборов частиц, интересующих физика, не более 30;
- б) в каждом наборе не более 6 частиц разного типа, всего не более 11 частиц (не считая следа № 1 для  $\kappa = 1$ );
- в) в событии, вводимом на исследование, не более 13 следов, из них не более 4-х нейтральных.

Для уменьшения числа сочетаний различных частиц на перфокарте, пробитой согласно бланку 3 (см. стр. 10), вводится таблица рассматриваемых частиц, которые, по мнению физика, могут оставить зарегистрированные следы.

Начальные условия законов сохранения и величины, характеризующие облучение, которые нужны для работы подгруппы "Предельной кинематики", вводятся в память ЭВМ на перфокартах, пробитых как показано на бланках 4 ("начальные условия") и 5 ("магнитное поле").



Бланк № 2

Запись наборов частиц, подлежащих исследованию на эффективную массу ( 8-ой код !)

		03 I 0	5 I 0 0		} $\pi^- p$	
		0 I 2 0	5 I 0 0		} $\pi^+ \pi^+ \pi^-$	
					}	4
		03 I 0	5 2 0 2	1 0 0 0		} $p \pi^- \pi^- k^+$
						7
						8
						9
						10
						11
						12

Бланк № 3

8-ой код

Таблица рассматриваемых частиц

		03 I 4	0 I 0 5	0 4 I 2	} $p, \Lambda^0, \pi^+, \pi^-, \Sigma^+, \bar{k}^0$ $k^-, k^0, k^+$	
		06 I I	0 2 0 0			
		00 00				3
		00 00				4
		00 00				5
						6
						7
						8
						9
						10
						11
						12

По условиям эксперимента среди рассматриваемых частиц в данном примере предполагаются:  $p, \Lambda^0, \pi^+, \pi^-, \Sigma^+, k^0, k^0, k^+, k^-$ .

На этих перфокартах указываются следующие величины:

$Q_H$  - суммарный электрический заряд начального состояния (заряд электрона принят равным - 1);

$B_H$  - суммарный барионный заряд начального состояния;

$S_H$  - суммарный страный заряд начального состояния;

$M_H$  - масса налетающей пучковой частицы в Мэв/с<sup>2</sup>;

$\kappa$  - характеристика типа облучения;

$\kappa=0$  - при изучении процессов, возникших при облучении камеры пучком нейтральных частиц;

$\kappa=1$  - при изучении процессов, возникших при облучении камеры пучком заряженных частиц;

$P_K, \Delta P_K$  - импульс и его ошибка для заряженного облучения или максимальная и минимальная границы спектра для нейтрального облучения;

$\left. \begin{array}{l} \ell_k \\ \eta_k \\ \eta_k \end{array} \right\}$  - направляющие косинусы нейтрального канала;

$(\Delta\beta_k)^2, (\Delta\alpha_k)^2$  - угловые ошибки направляющих косинусов нейтрального канала;

$T$  - указание для подпрограммы вычисления эффективных масс;

$T=0$  - обрабатываются все следы по формулам § 10 (стр. 30);

$T=1$  - обрабатываются по указанным выше формулам только следы, входящие в изучаемые резонансы;

$H, \frac{\Delta H}{H}$  - магнитное поле (в гс) и его относительная ошибка;

$k_1$  - константа многократного рассеяния, в формуле - ошибки импульса;

$\left. \begin{array}{l} \Delta X \\ \Delta Y \\ \Delta Z \end{array} \right\}$  - ошибки измерения координат (в см.);

$M_p$  - масса мишени.

Информация о зарегистрированных в исследуемом ядерном взаимодействии заряженных следах вводится на стандартных перфокартах - выдаче программы геометрического восстановления

1-1, 1-2, 1-12, 1-13, 1-3, 1-4 и т.д.

Информация о "следах" нейтральных частиц вводится на перфокартах - выдаче программ идентификации  $V^0$ -частиц и  $\gamma$ -квантов (2-2, 2-3, 7-1, 7-2). Если относительно  $V^0$ -частицы нельзя сделать однозначный выбор между гипотезами ее идентификации, то в событие вводится материал, полученный в каждой из гипотез.

В конце массива перфокарт следов каждого события подкладывается признак конца события - перфокарта "семерка".

Бланк № 4

10-ый код

Начальные условия

		01	100			$Q_H$ ( $Q_H=1$ )	
		01	200			$B_H$ ( $B_H=2$ )	2
		00	000			$S_H$ ( $S_H=0$ )	3
		00	000			$\alpha$ ( $\alpha=0$ )	4
		05	107			$P_H$ ( $P_H=10700 \frac{mev}{c}$ )	5
		01	100			$\Delta P_H$ ( $\Delta P_H=1 \frac{mev}{c}$ )	6
	-	01	132	949	350	$\rho_K$ ( $\rho_K=0,013294935$ )	7
		00	999	880	000	$m_K$ ( $m_K=4999880000$ )	8
	-	02	786	165	000	$n_K$ ( $n_K=-0,007861650$ )	9
		03	300			$(\Delta \beta_K)^2$ ( $(\Delta \beta_K)^2=0,0003$ )	10
		03	300			$(\Delta \alpha_K)^2$ ( $(\Delta \alpha_K)^2=0,0003$ )	11
							12

## Магнитное поле

-	05	151	700	$H$ ( $H = -15170 \text{ гс}$ )	
-	01	200		$\frac{\Delta H}{H}$ ( $\frac{\Delta H}{H} = 0,02$ )	2
		300		$k_1$ ( $k_1 = 0,3$ )	3
-	01	200		$\Delta X$ ( $\Delta X = 0,02 \text{ см}$ )	4
-	01	200		$\Delta Y$ ( $\Delta Y = 0,02 \text{ см}$ )	5
-	01	600		$\Delta Z$ ( $\Delta Z = 0,06 \text{ см}$ )	6
	03	939	500	$M_H$ ( $M_H = 939,5 \frac{\text{мек}}{\text{с}^2}$ )	7
	03	938	200	$M_P$ ( $M_P = 938,2 \frac{\text{мек}}{\text{с}^2}$ )	8
		001		$T$ ( $T = 1$ )	9
					10
					11
					12

Обозначения:

$$T = \begin{cases} 0, & \text{IA} - \text{"000"}, \\ 1, & \text{IA} - \text{"001"} \end{cases}$$

## § 2. Проверка введенного материала

а) Проверка правильности формирования события

Для всех следов, образующих событие, число, стоящее в 1-й строке, должно быть одно и то же.

Вычислим  $\epsilon_q$ , где

$$\epsilon_q = |a_1 - a_q|,$$

 $a_1$  - число в 1-й строке у первого по порядку введения следа в событие, $a_q$  - число в 1-й строке у  $q$ -того по порядку введения следа в событие.Если все  $\epsilon_q = 0$ , то событие обрабатывается дальше.

Если хотя бы одно  $\epsilon_q \neq 0$ , то все величины  $a$  выдаются на печать и программа переходит к обработке следующего события.

## б) Проверка постоянства магнитного поля

Так как одни и те же геометрические программы используются для обработки материалов разных облучений, отличающихся величиной магнитного поля, то для исключения возможных ошибок операторов делается проверка использованной величины магнитного поля. Проверка осуществляется следующим образом.

Для следов, у которых одновременно 3-я цифра 1-го адреса 3-й строки есть "0" и в 45 разряде 4-й строки стоит "+", вычисляется величина  $\omega_q$ :

$$\omega_q = \left| N - 10^6 \frac{P \sqrt{1 - \frac{p_q^2}{c^2}}}{3000 R_q} \right| ,$$

где импульс  $P_q$  ( $\frac{\text{MeV}}{c}$ ) и радиус  $R_q$  (см) берутся с перфокарты следа со своими знаками, "q" - номер следа.

Если для всех следов события

$$\omega_q < 1 ,$$

то событие обрабатывается дальше.

Если хотя бы для одного следа

$$\omega_q \geq 1 ,$$

то на печать выдаются:

величина  $N$ ,

первая, вторая и третья строки перфокарты

и величина  $N_q = 10^6 \frac{P_q \sqrt{1 - \frac{p_q^2}{c^2}}}{3000 R_q}$

для каждого из следов, а программа переходит к обработке следующего события.

## § 3. Формирование гипотез о частицах, которые могли образовать

### данный след

1. Для следа, перфокарты которого имеют признаки

а) 3 стр., 1А, 3 цифра - "0" - след заряженной частицы,

б) 4 стр., 45 разряд "+" - импульс измерен по кривизне,

в)  $P > 0$ ,  $Q = 1$  (электрический заряд),

могут быть допущены следующие гипотезы<sup>х)</sup>:

$$\pi^+ (\nu = 01), K^+ (\nu = 02), P (\nu = 03), \Sigma^+ (\nu = 04).$$

---

х) Если эти  $\nu$  имеются в "таблице исследуемых частиц". Эта оговорка справедлива и для последующих пунктов.

Введем запись  $t_\nu = 1$  для тех  $\nu$ , для которых гипотеза допускается, и "0" - для остальных. Таким образом, в этом случае:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \text{для } \nu = 01, 02, 03, 04, \\ 0 & \text{для } \nu \neq 01, 02, 03, 04. \end{cases}$$

Выборка величин, необходимых для дальнейших вычислений,

$$\left. \begin{array}{l} \ell \\ m \\ n \\ (\Delta\alpha)^2 \\ (\Delta\beta)^2 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Направляющие косинусы и угловые ошибки направления} \\ \text{следа для всех } t_\nu = 1 \text{ берутся с перфокарт следа.} \end{array}$$

Ошибка импульса  $\Delta P_\nu$  вычисляется по формуле:

$$\Delta P_\nu = P \sqrt{ \left( \frac{\Delta H}{H} \right)^2 + \left( \frac{\sigma - a}{a} \right)^2 + \frac{k^2}{\beta_\nu^2 L' (1 - n^2)} },$$

где

$$\beta_\nu^2 = \frac{P^2}{P^2 + M_\nu^2},$$

$$L' = L \left[ 1 + \frac{(1 - n^2)^2}{24} \frac{L^2}{R^2} \right].$$

С помощью 4-х таблиц "пробег-импульс" оцениваем "видимый" импульс частицы  $P'_\nu$ ,  $P'_\nu = f_\nu(L')$ , где

$f_{03} = f_3$  - таблица пробег-импульс в пропане для протона,

$f_{01} = f_{05} = f_1$  - таблица пробег-импульс в пропане для мезона,

$f_{02} = f_{06} = f_2$  - таблица пробег-импульс в пропане для  $K$ -мезона,

$f_{04} = f_{07} = f_4$  - таблица пробег-импульс в пропане для  $\Sigma$ -гиперона.

В качестве импульса берем

$$P_\nu = \begin{cases} P & , & \text{если } P \geq P'_\nu ; \\ P'_\nu & , & \text{если } P < P'_\nu . \end{cases}$$

2. Для следа, перфокарты которого имеют признаки

а) 3 стр., 1А, 3 цифра "0" - след заряженной частицы,

б) 4 стр., 45 разряд, 3 цифра - импульс измерен по пробегу,

в)  $P > 0$ ,  $Q = 1$ ,

г) 5 стр., 1А - "000" - при просмотре идентифицирован остановившийся протон, может быть допущена одна гипотеза:

$$t_\nu = \begin{cases} 1, & \nu = 03 \text{ (протон)}, \\ 0 & \nu \neq 03 . \end{cases}$$

Угловые характеристики берутся с перфокарты;

$P_3 = f_3(L')$  (берем с перфокарты),

$\Delta P_3 = 0,02 P_3 + [f_3(L' + \Delta L') - f_3(L')] \quad | \quad (\text{берем с перфокарты})$

$$\Delta L' = \sqrt{2} \sqrt{\ell^2 (\Delta X)^2 + m^2 (\Delta y)^2 + n^2 (\Delta Z)^2}.$$

3. Для следа, перфокарты которого имеют признаки

- 3 стр., 1А , 3 цифра "0" - след заряженной частицы,
- 4 стр., 45 разряд " - " - импульс измерен по пробегу,
- $P > 0 \quad 1 = 1$  ,
- 6 стр., 1А - "000" - при просмотре отмечено, что остановившаяся частица распалась,

могут быть сделаны следующие гипотезы:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \nu = 01 (\pi^+), \quad \nu = 02 (K^+), \quad \nu = 04 (\Sigma^+), \\ 0 & \nu \neq 01, 02, 04 \end{cases}$$

Угловые характеристики для всех  $t_\nu = 1$  берутся с перфокарт следа.

4. Для следа, перфокарты которого имеют признаки

- 3 стр., 1А , 3-ая цифра "0" - след заряженной частицы,
- 4 стр., 45 разряд - "+" - импульс измерен по кривизне,
- $P < 0 \quad , \quad Q = -1$  ,

могут быть сделаны гипотезы:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \nu = 05 (\pi^-), \quad \nu = 06 (K^-), \quad \nu = 07 (\Sigma^-), \\ 0. & \end{cases}$$

Угловые характеристики для всех  $t_\nu = 1$  берутся с перфокарт следа.  $P_\nu$  и  $\Delta P_\nu$  выбирается аналогично п. 1 § 3.

Замечание. Все  $P_\nu$  берутся по модулю.

5. Для следа, перфокарты которого имеют признаки

- 3 стр., 1А , 3-ая цифра "0" - след заряженной частицы,
- 4 стр., 45 разряд - " - " - импульс измерен по пробегу,
- $P < 0 \quad , \quad Q = -1$  ,

могут быть сделаны следующие гипотезы:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \nu = 05 (\pi^-), \quad \nu = 06 (K^-), \quad \nu = 07 (\Sigma^-), \\ 0 & \nu \neq 05, 06, 07. \end{cases}$$

Угловые характеристики для всех  $t_\nu$  берем с перфокарт следа. Импульс  $P_\nu$  и ошибку  $\Delta P_\nu$  определяем аналогично п.2.

$$P_\nu = f_\nu(L'),$$

$$\Delta P_\nu = f_\nu(L' + \Delta L') - f_\nu(L').$$

6а). Для "следа", перфокарты которого имеют признак 3 стр., 1А, 3 цифра "1" - "след" нейтральной частицы, идентифицируемой как  $\Lambda^0$ , может быть сделана гипотеза:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \text{для } \nu = 14 (\Lambda^0), \\ 0 & \text{для } \nu \neq 14. \end{cases}$$

Угловые характеристики ( $\ell$ ,  $m$ ,  $n$ ), импульс  $P$  и  $\Delta P$  берем с перфокарты. Если величина  $\Omega = 1$ , то  $(\Delta \alpha)^2$  и  $(\Delta \beta)^2$  имеются на перфокарте. Если  $\Omega = 0$ , то угловые ошибки вычисляем по формулам:

$$(\Delta \alpha)^2 = \frac{2}{1 - \Omega^2} \left[ n^2 \ell^2 \left( \frac{\Delta X}{L} \right)^2 + m^2 n^2 \left( \frac{\Delta Y}{L} \right)^2 + (\ell^2 + m^2) \left( \frac{\Delta X}{L} \right)^2 \right],$$

$$(\Delta \beta)^2 = 2 \left[ \frac{m^2}{(m^2 + \ell^2)^2} \cdot \left( \frac{\Delta X}{L} \right)^2 + \frac{\ell^2}{(m^2 + \ell^2)^2} \left( \frac{\Delta Y}{L} \right)^2 \right].$$

6б) Для "следа", перфокарты которого имеют признак 3 стр., 1А, 3 цифра "3" - "след" нейтральной частицы, идентифицируемой как  $K^0$ , может быть сделана гипотеза:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \text{для } \nu = 11, 12, \\ 0 & \text{для } \nu \neq 11, 12. \end{cases}$$

Характеристики следа берутся аналогично 6а).

6в) Для "следа", перфокарты которого имеют признак

3 стр., 1А, 3 цифра "7" - "след" нейтральной частицы, идентифицируемой как  $\eta$ -квант, может быть сделана гипотеза:

$$t_\nu = \begin{cases} 1 & \text{для } \nu = 16, \\ 0 & \text{для } \nu \neq 16. \end{cases}$$

Характеристики следа берутся аналогично 6а).



Замечание. Если при предварительной идентификации не было возможности различить гипотезы о  $V^0$ -событии на  $\Lambda^0$ ,  $K^0$ ,  $\gamma$ , то в массив события вводятся результаты идентификации по каждой из гипотез. Как ясно из 6а), 6б) 6в), в расчетах каждая из гипотез будет участвовать отдельно.

#### § 4. Формирование событий

1. Для первого из наборов, интересующих физика (например, "Р $\pi^-$ "), составляем все возможные комбинации из гипотез, которые можно сделать о вторичных следах по следующему правилу:

- а) каждый след входит в комбинацию один и только один раз;
- б) относительно следа в комбинации может быть сделана только такая гипотеза, для которой  $t_{\nu} = 1$ .

Таким образом, машина составляет все возможные каналы ядерных реакций, вычисляя совокупный барионный ( $B_0$ ) и электрический ( $Q_0$ ) заряды и странность ( $S_0$ ), не зарегистрированных в данном процессе (для этой комбинации) частиц

$$B_0 = B_H - \sum B_q,$$

$$Q_0 = Q_H - \sum Q_q,$$

$$S_0 = S_H - \sum S_q.$$

В настоящем варианте программы допускаются следующие границы для величины

$B_0$ ,  $Q_0$ ,  $S_0$ :

$$\left. \begin{array}{l} 2 \leq B_0 \leq 0, \\ 3 \geq Q_0 \geq -3, \\ 1 \leq S_0 \leq -1. \end{array} \right\} \text{х)}$$

Если для рассматриваемой комбинации набор квантовых чисел не удовлетворяет заданным условиям, то такая комбинация отбрасывается и программа переходит к исследованию следующей комбинации.

Если для комбинации набор квантовых чисел удовлетворяет условиям, то по величинам  $B_0$ ,  $Q_0$ ,  $S_0$  определяется минимальная масса незарегистрированных частиц ( $M_0$ ) (см. таблицу), которая потребуется при исследовании предельной кинематики.

2. Для комбинаций, удовлетворяющих п.1, проверяем, содержат ли они набор частиц, входящих в процесс, интересующий физика; для дальнейшего анализа оставляются только комбинации, содержащие исследуемый набор.

х) Этот набор констант  $k$  к основным процессам  $p\pi^-$ ,  $n\pi^-$  взаимодействий при наших энергиях.

Таблица минимальных масс  $M_0$  для величин

$S_0, Q_0, B_0$  x)

$S_0$	$Q_0$	$B_0$	Состав	Масса	$S_0$	$Q_0$	$B_0$	Состав	Масса	$S_0$	$Q_0$	$B_0$	Состав	Масса
-1	-3	0	$K^- 2\pi^-$	773,2	0	-3	0	$3\pi^-$	418,8	+1	-3	0	$K^0 3\pi^-$	916,8
-1	-3	1	$\Sigma^- 2\pi^-$	1475,2	0	-3	1	$3\pi^- n$	1358,3	+1	-3	1	$K^0 3\pi^- n$	1856,3
-1	-3	2	$\Sigma^- 2\pi^- n$	2414,7	0	-3	2	$3\pi^- 2n$	2297,8	+1	-3	2	$K^0 3\pi^- n$	2795,8
-1	-2	0	$K^- \pi^-$	633,6	0	-2	0	$2\pi^-$	279,2	+1	-2	0	$K^0 2\pi^-$	777,2
-1	-2	1	$\Sigma^- \pi^-$	1335,6	0	-2	1	$2\pi^- n$	1218,7	+1	-2	1	$K^0 2\pi^- n$	1716,7
-1	-2	2	$\Sigma^- \pi^- n$	1275,1	0	-2	2	$2\pi^- 2n$	2158,2	+1	-2	2	$K^0 2\pi^- 2n$	2656,2
-1	-1	0	$K^-$	494,0	0	-1	0	$\pi^-$	139,6	+1	-1	0	$K^0 \pi^-$	637,6
-1	-1	1	$\Sigma^-$	1196,0	0	-1	1	$\pi^- n$	1079,1	+1	-1	1	$K^0 \pi^- n$	1577,1
-1	-1	2	$\Sigma^- n$	2135,5	0	-1	2	$\pi^- 2n$	2018,6	+1	-1	2	$K^0 \pi^- 2n$	2516,6
-1	0	0	$\bar{K}^0$	498,0	0	0	0	—	0,0	+1	0	0	$K^0$	498,0
-1	0	1	$\Lambda^0$	1115,4	0	0	1	$n$	939,5	+1	0	1	$K^0 n$	1437,5
-1	0	2	$\Lambda^0 n$	2054,9	0	0	2	$2n$	1879,0	+1	0	2	$K^0 2n$	2377,0
-1	+1	0	$\bar{K}^0 \pi^+$	637,6	0	+1	0	$\pi^+$	139,6	+1	+1	0	$K^+$	494,0
-1	+1	1	$\Sigma^+$	1189,4	0	+1	1	$p$	938,2	+1	+1	1	$K^+ n$	1433,5
-1	+1	2	$\Sigma^+ n$	2128,9	0	+1	2	$p n$	1877,2	+1	+1	2	$K^+ 2n$	2373,0
-1	+2	0	$\bar{K}^0 2\pi^+$	777,2	0	+2	0	$2\pi^+$	279,2	+1	+2	0	$K^+ \pi^+$	633,6
-1	+2	1	$\Sigma^+ \pi^+$	1329,0	0	+2	1	$\pi^+ p$	1077,8	+1	+2	1	$K^+ p$	1432,2
-1	+2	2	$\Sigma^+ p$	2127,6	0	+2	2	$2p$	1876,4	+1	+2	2	$K^+ p n$	2371,7
-1	+3	0	$\bar{K}^0 3\pi^+$	916,8	0	+3	0	$3\pi^+$	418,8	+1	+3	0	$K^+ 2\pi^+$	773,2
-1	+3	1	$\Sigma^+ 2\pi^+$	1468,6	0	+3	1	$2\pi^+ p$	1217,4	+1	+3	1	$K^+ \pi^+ p$	1571,8
-1	+3	2	$\Sigma^+ \pi^+ n$	2267,2	0	+3	2	$2p \pi^+$	2016,0	+1	+3	2	$K^+ 2p$	2370,4

x) Принимается, что частицы с данным набором  $S_0, Q_0, B_0$  образовались в результате сильных взаимодействий.

## II. ПОДПРОГРАММА "ПРЕДЕЛЬНАЯ КИНЕМАТИКА"

Для комбинаций, удовлетворяющих п.1 и п. 2 § 4, проводим исследование предельной кинематики при нулевой ( $t=0$ ), однократной ( $t=1$ ) и двойной ( $t=2$ ) ошибках.

### § 5. Исследование предельной кинематики при $t=0$

Из законов сохранения энергии, импульса, барионного и электрического зарядов и странности мы получаем неравенство (см. Приложение)

$$F_{(P_H)} \geq 0,$$

где

$$F_{(P_H)} = \sqrt{M_H^2 + P_H^2} + M_p + t \Lambda F - \sum E_q - \sqrt{M_0^2 + P_H^2 + P_{\Sigma}^2} - 2 P_H P_{\Sigma} \cos \theta.$$

Разрешая  $F_{(P_H)} = 0$  относительно  $P_H$ , мы два раза пользуемся возведением в квадрат и окончательно получаем квадратное уравнение, решение которого приведено ниже:

$$P_H = \frac{-(\sum E_q \cdot M_{1p} - I) P_{\Sigma} \cos \theta \pm \sqrt{(\sum E_q M_{1p} - I)^2 P_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta - A \cdot B}}{(\sum E_q - M_{1p})^2 - P_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta}$$

где

$$A = M_H^2 (\sum E_q - M_{1p})^2 - (M_{1p} \sum E_q - I)^2,$$

$$B = (\sum E_q - M_{1p})^2 - P_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta,$$

$$I = \frac{1}{2} [(\sum E_q)^2 - P_{\Sigma}^2 + M_H^2 + M_{1p}^2 - M_0^2],$$

$$M_{1p} = M_p + t \Lambda F.$$

(В данном параграфе рассматривается случай  $t=0$ ).

Однако выражение для  $P_H$  может дать до двух ложных корней, поэтому нужно обязательно делать проверку подстановкой

$$F_{(P_H)} = 0.$$

Вследствие того, что при вычислении в ЭВМ из-за округлений мы не получим точного  $P$  при подстановке, то за корень примем значение  $P$ , даваемое приведенным выше выражением, которое удовлетворяет условию

$$a_{(P_H)} < 10^{-7},$$

где

$$a_{(P_H)} = \frac{F_{(P_H)}}{M_p + \sqrt{M_H^2 + P_H^2}}.$$

Таким образом, мы получаем следующие правила для вычисления в машине корней, ограничивающих физически разумную область  $P_H$ , где

$$F_{(P_H)} > 0.$$

а) Если формула для  $P_H$  дает мнимые числа, то это соответствует случаю отсутствия корней, что может быть только в том случае, если  $F_{(P)} < 0$  для всех  $P$ , отсюда следует непригодность исследуемой гипотезы.

б) Если формула для  $P_H$  дает два действительных корня  $P_1$  и  $P_2$  ( $P_1 > P_2$ ), то их подвергаем проверке.

При этом возможны следующие случаи.

б-1. Если

$$a_1 > 10^{-7},$$

$$a_2 > 10^{-7},$$

где  $a_1 = a_{(P_1)}$ ,  $a_2 = a_{(P_2)}$ ,

то это соответствует случаю  $F_{(P)} < 0$  и, следовательно, непригодности исследуемой гипотезы. (Если условия этого пункта не выполнены, то обращаемся к проверке условий следующего пункта - б-2).

б-2. Если

$$a_1 \leq 10^{-7},$$

$$a_2 > 10^{-7},$$

$$P_1 < 0,$$

то этот случай отбрасывается, так как он не может соответствовать физически приемлемым гипотезам. (Если условия б-2 не выполнены, то обращаемся к следующему пункту - б-3)

б-3. Если

$$a_1 \leq 10^{-7},$$

$$a_2 > 10^{-7},$$

$$P_1 > 0,$$

то  $F_{(P)} > 0$  для  $P > P_1$ .

Положим

$$P_- = P_1 \quad \text{и} \quad P_+ = 10^{18}.$$

(Если условия пункта б-3 не выполнены, то обращаемся к пункту б-4).

б-4. Если

$$\begin{aligned} a_1 &> 10^{-7}, \\ a_2 &\leq 10^{-7}, \\ P_2 &< 0, \end{aligned}$$

то этот случай отбрасывается, так как он не может соответствовать физически приемлемым гипотезам. (Если б-4 не выполнено, то переходим к б-5).

б-5. Если

$$\begin{aligned} a_1 &> 10^{-7}, \\ a_2 &\leq 10^{-7}, \\ P_2 &> 0, \end{aligned}$$

то  $F_{(P)} > 0$  для  $P > P_2$  и мы полагаем

$$P_- = P_2, \quad P_+ = 10^{18}.$$

(Если б-5 не выполнено, то обращаемся к б-6)

б-6. Если

$$\begin{aligned} a_1 &\leq 10^{-7}, \\ a_2 &\leq 10^{-7}, \\ P_1 &< 0, \end{aligned}$$

то этот случай отбрасываем, так как он не может соответствовать физически приемлемым гипотезам. (Если б-6 не выполнено, то переходим к б-7).

б-7. Если

$$\begin{aligned} a_1 &\leq 10^{-7}, \\ a_2 &\leq 10^{-7}, \\ P_1 &> 0, \\ P_2 &> 0, \end{aligned}$$

то  $F_{(P)} > 0$  для

$$P_1 > P > P_2$$

и полагаем

$$P_- = P_1, \quad P_+ = 10^{18}.$$

(Если б-7 не выполнено, то переходим к б-8).

б-8. Если

$$\begin{aligned} a_1 &\leq 10^{-7}, \\ a_2 &\leq 10^{-7}, \\ P_1 &> 0, \\ P_2 &> 0, \end{aligned}$$

то  $F_{(P_H)} > 0$  для  $P_1 > P_H > P_2$ .

Полагаем  $P_- = P_2$ ,  $P_+ = P_1$ . Таким образом, в случаях б-3, б-5, б-7 область допустимых по кинематике импульсов имеет вид, приведенный на рис. 2 (1), а в случае б-8 - на рис. 2 (2). На рис. 2 (3) приведена область допустимых импульсов, заданных условиями облучения.

### § 6. Определение согласия с предельной кинематикой

Примем, что физически допустимая по условиям облучения область импульсов (см. рис. 2 (3)) определяется следующими условиями:

$$P_{\text{нижн}} = \begin{cases} \Delta P_{\kappa} & \text{для } \kappa = 0, & \text{(нейтральное облучение),} \\ P_{\kappa} - \Delta P_{\kappa} & \text{для } \kappa = 1. & \text{(заряженное облучение);} \end{cases}$$

$$P_{\text{верх}} = \begin{cases} P_{\kappa} & \text{для } \kappa = 0, \\ P_{\kappa} + \Delta P_{\kappa} & \text{для } \kappa = 1. \end{cases}$$

Таким образом, мы принимаем, что импульсы  $P$  частиц пучка лежат в пределах

$$P_{\text{нижн}} \leq P \leq P_{\text{верх}}$$

Определим совместимость решений, полученных в а) и б) п.6, с условием облучения.

Исследование проводим в следующем порядке.

а) Если

$$P_- > P_{\text{верх}},$$

то области не перекрываются и комбинация частиц оказывается непригодной (по крайней мере для выбранного  $t$ ).

Если

$$P_- < P_{\text{верх}},$$

то исследуем б).

б) Если

$$P_+ > P_{\text{нижн}},$$

то области не перекрываются, и комбинация оказывается непригодной (по крайней мере для выбранного  $t$ ).

Если

$$P_+ < P_{\text{нижн}},$$

то области перекрываются, такую комбинацию считаем удовлетворяющей предельной кинематике. Переходим к выбору границ, как это показано в пункте в).

в) Для  $\kappa = 0$ , положим:

$$P_{\min} = \begin{cases} P_- & \text{для } P_- \geq P_{\text{нижн}} \\ P_{\text{нижн}} & \text{для } P_- < P_{\text{нижн}} \end{cases};$$

$$P_{\max} = \begin{cases} P_{\text{верх}} & \text{для } P_+ > P_{\text{верх}} \\ P_+ & \text{для } P_+ < P_{\text{верх}} \end{cases};$$

$$P_{\text{ср.}} = \frac{P_{\min} + P_{\max}}{2}.$$

Для  $\kappa = 1$ , положим

$$P_{\text{ср.}} = P_{\text{Н}} \quad (P_{\text{Н}} \text{ приведено на бланке № 4, } P_{\min} \text{ и } P_{\max} \text{ - не вычисляются}).$$

Для подпрограммы "Вычисление эффективной массы ..." формируем величины:

$$\beta_{\text{с. min}}, \gamma_{\text{с. min}}, \beta_{\text{с. ср.}}, \gamma_{\text{ср.}}, \beta_{\text{с. max}}, \gamma_{\text{с. max}}$$

по формулам<sup>х)</sup>

$$\beta_{\text{с.}} = \frac{P}{\sqrt{M_{\text{Н}}^2 + P^2 + M_{\text{р}}^2}}, \quad \gamma_{\text{с.}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_{\text{с.}}^2}}.$$

Если  $P = P_{\min}$ ,

$$\text{то } \beta_{\text{с.}} = \beta_{\text{с. min}}, \quad \gamma_{\text{с.}} = \gamma_{\text{с. min}}$$

и т.д.

### § 7. Исследование предельной кинематики с учетом ошибки измерений ( $t = 1, t = 2$ )

Обозначив ошибку величины  $F$  через  $\Delta F$ , получим:

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{q, q'} \frac{\partial F}{\partial U_q} \frac{\partial F}{\partial U_{q'}} \Delta U_q \Delta U_{q'}},$$

где  $U_q$  - вся совокупность экспериментальных параметров, от которых зависит  $F_{(P_{\text{Н}})}$ ,

$\Delta U_q \Delta U_{q'}$  - матрица ошибок экспериментальных величин.

В отмеченных в § 1 геометрических и идентификационных программах экспериментальные величины выдаются только с диагональными членами матрицы ошибок, поэтому на  $\Delta F$  мы приближенно примем:

$$\Delta F = \Delta F_{(P_{\text{К}})} = \sqrt{\sum_q \left( \frac{\partial F}{\partial U_q} \right)^2 (\Delta U_q)^2},$$

где  $P_{\text{К}}$  взято с бланка № 4.

<sup>х)</sup> В формулу входит  $M_{\text{р}}$ , а не  $M_{\text{тР}} = M_{\text{р}} + t \Delta F$ .

Если в результате исследования, приведенного в § 5, 1 для случая  $t=0$  (см. стр. 20), комбинация окажется исключенной, то повторяем исследование предельной кинематики аналогично § 5, но для величины  $t=1$ . При этом возможны два случая:

а) Если событие пропускается до счета предельной кинематики, то вычисляем вероятность отклонения  $W(x)$  на величину большую, чем  $X$ , где

$$X = \begin{cases} t & \text{для } \kappa=1 \quad (\text{заряженное облучение}), \\ t \frac{\Delta F}{\Delta F_{(P_{sp})}} & \text{для } \kappa=0 \quad (\text{нейтральное облучение}), \end{cases}$$

$$W(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi.$$

б) Если событие исключается при анализе предельной кинематики, аналогичном § 5-1, но при  $t=1$ , то проводим анализ при  $t=2$ . Если теперь есть согласие с предельной кинематикой, то вычисляем  $W(x)$ , как это показано в пункте а), если согласия с предельной кинематикой опять нет, то комбинацию окончательно исключаем из дальнейшего рассмотрения.

### § 8. Выдача на печать подпрограмм "Логика" и "Предельная кинематика"

Обозначения:  $k$  - число частиц в наборе, заданном физиком для вычисления эффективной массы;

$n$  - число зарегистрированных частиц в событии.

а) Для каждого события выдаем на печать:

<u>№ строки</u>	<u>Обозначение</u>	<u>Содержание</u>
1	№ пл., № кадра	Первые три строки с перфокарты
2	№ зоны	первого по порядку введения следа
3	№ следа	в событии
.....	.....	
.....	.....	
.....	.....	
$3n-2$	№ пл., № кадра	Первые три строки с последнего по
$3n-1$	№ зоны	порядку введения следа в событии,
$3n$	№ следа	

б) Для каждого заданного физиком набора выдаем на печать:

1.  $\nu \xi_{\nu}$ ,  $\nu^* \xi_{\nu^*}$ , ..... Заданный физиком набор, как он записан в бланке № 2.
2. ....



в) Выдача на печать для тех комбинаций частиц, которые удовлетворяют предельной кинематике (см. § 7).

1. № следа ,                    Первый по порядку след, входящий в набор, заданный физиком,  
 $\nu$  -частица                    для вычисления эффективной массы.

. . .  
. . .  
. . .

$k-1$  № следа ,                    Последний по порядку след, входящий в набор,  
 $\nu$  -частица                    заданный физиком.

$k+1$  № следа ,                    Первый по порядку след события, не входящий в набор,  
 $\nu$  -частица                    заданный физиком.

. . .  
. . .  
. . .

$n$         № следа ,                    Последний по порядку след события, не входящий в набор,  
 $\nu$  -частица                    заданный физиком.

$n+1$                      $M_0$  - минимальная масса незарегистрированных частиц.

### III. ПОДПРОГРАММА "ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ НАБОРА (РЕЗОНАНСА) ЧАСТИЦ, ПЕРЕХОД В СИСТЕМУ ЦЕНТРА ИНЕРЦИИ"

Настоящая подпрограмма предназначена для вычисления эффективной массы, ее ошибки и других кинематических характеристик набора частиц, который физик исследует на резонанс. В обработку по этой подгруппе поступают наборы только из тех комбинаций, которые удовлетворяют предельной кинематике.

#### § 9. Постоянно вычисляемые величины

Обозначения:

$i$  - индекс следа, принадлежащего к заданному физиком набору, в который входит  $k$  частиц (следов).

$\sigma$  - индекс величин, характеризующих набор в целом.

а) Энергия и импульс набора частиц (резонанса)

$$E_{\sigma} = \sum_i \sqrt{P_i^2 + M_i^2},$$

$$P_{\sigma} = \sqrt{P_{\sigma x}^2 + P_{\sigma y}^2 + P_{\sigma z}^2},$$

$$P_{\sigma x} = \sum P_i \ell_i, \quad P_{\sigma y} = \sum P_i m_i, \quad P_{\sigma z} = \sum P_i n_i,$$

$$\Delta P_{\sigma} = \left\{ \sum_i \left[ \left( \frac{\partial P_{\sigma}}{\partial \alpha_i} \right)^2 (\Delta \alpha_i)^2 + \left( \frac{\partial P_{\sigma}}{\partial \beta_i} \right)^2 (\Delta \beta_i)^2 + \left( \frac{\partial P_{\sigma}}{\partial P_i} \right)^2 (\Delta P_i)^2 \right] \right\}^{1/2}.$$

б) Угловые характеристики следов набора по отношению к направлению импульса резонанса в л. системе

$$\cos \theta_{1\sigma} = \ell_i \ell_{\sigma} + m_i m_{\sigma} + n_i n_{\sigma},$$

$$P_{i\perp} = P_i \sin \theta_{1\sigma},$$

$$\Delta P_{i\perp} = \Delta P_i \sin \theta_{1\sigma},$$

$$\ell_{\sigma} = \frac{P_{\sigma x}}{P_{\sigma}},$$

$$m_{\sigma} = \frac{P_{\sigma y}}{P_{\sigma}},$$

$$n_{\sigma} = \frac{P_{\sigma z}}{P_{\sigma}}.$$

в) Эффективная масса  $W_{\sigma}$  и ее ошибка  $\Delta W_{\sigma}$

$$W_{\sigma} = \sqrt{E_{\sigma}^2 - P_{\sigma}^2},$$

$$\Delta W_{\sigma} = \left\{ \sum_i \left[ \left( \frac{\partial W_{\sigma}}{\partial P_i} \right)^2 (\Delta P_i)^2 + \left( \frac{\partial W_{\sigma}}{\partial \alpha_i} \right)^2 (\Delta \alpha_i)^2 + \left( \frac{\partial W_{\sigma}}{\partial \beta_i} \right)^2 (\Delta \beta_i)^2 \right] \right\}^{1/2}.$$

г) Переход в систему центра масс исходного взаимодействия.

Обозначения:  $s$  - индекс величин в системе центра масс исходного взаимодействия,

$$\left. \begin{array}{l} \ell_k \\ m_k \\ n_k \end{array} \right\} - \text{ направляющие косинусы налетающей частицы,}$$

$$P_{\sigma}^{\circ} = \sqrt{E_{\sigma}^{\circ 2} - W_{\sigma}^2} ,$$

$$E_{\sigma}^{\circ} = \gamma_{\sigma} ( E_{\sigma} - \beta_{\sigma} P_{\sigma} \cos \theta_{\sigma} ) ,$$

$$P_{\sigma||}^{\circ} = \gamma_{\sigma} ( P_{\sigma} \cos \theta_{\sigma} - \beta_{\sigma} E_{\sigma} ) ,$$

$$\Delta P_{\sigma||}^{\circ} = \frac{\Delta P_{\sigma}}{P_{\sigma}} P_{\sigma||}^{\circ} ,$$

$$P_{\sigma\perp}^{\circ} = P_{\sigma}^{\circ} \sin \theta_{\sigma}^{\circ} , \quad \cos \theta_{\sigma}^{\circ} = \frac{P_{\sigma||}^{\circ}}{P_{\sigma}^{\circ}} ,$$

$$\Delta P_{\sigma\perp}^{\circ} = \frac{\Delta P_{\sigma}}{P_{\sigma}} P_{\sigma\perp}^{\circ} , \quad \cos \theta_{\sigma} = \ell_{\sigma} \ell_k + m_{\sigma} m_k + n_{\sigma} n_k .$$

Величины  $\gamma_{\sigma}$  и  $\beta_{\sigma}$  имеют три набора значений ( min , ср , max ) для  $\kappa = 0$  и одно значение ( ср. ) для  $\kappa = 1$ .

д) Переход в систему центра масс набора (резонанса).

Обозначения:

\* - индекс величин в системе центра масс набора (резонанса)

$$\beta_0 = \frac{P_{\sigma}}{E_{\sigma}} , \quad \gamma_0 = \frac{E_{\sigma}}{W_{\sigma}} ,$$

$$P_{i||}^* = \gamma_0 ( P_i \cos \theta_{i\sigma} - \beta_0 E_i ) ,$$

$$\Delta P_{i||}^* = \frac{\Delta P_i}{P_i} P_{i||}^* ,$$

$$E_i^* = \gamma_0 ( E_i - \beta_0 P_i \cos \theta_{i\sigma} ) ,$$

$$P_i^* = \sqrt{E_i^{*2} - M_i^2} ,$$

$$\cos \theta_{in}^* = \frac{P_{iy}^*}{P_i^*} ,$$

$$P_{iy}^* = P_{iml} + \beta_0 \gamma_0 m_{\sigma}^* ( \frac{\gamma_0}{\gamma + 1} \beta_0 P_i \cos \theta_{i\sigma} - E_i ) .$$

Азимутальный угол  $\psi_{\sigma}$  -резонанса в системе координат, связанной с направлением падающей частицы.

$$\cos \psi_{\sigma} = \frac{\ell'_{\sigma}}{\sin \theta_{\sigma}},$$

$$\sin \psi_{\sigma} = \frac{n'_{\sigma}}{\sin \theta_{\sigma}},$$

$$\ell'_{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{1 - n_k^2}} (\ell_{\sigma} m_k - m_{\sigma} \ell_k),$$

$$m'_{\sigma} = \cos \theta_{\sigma},$$

$$n'_{\sigma} = -\frac{n_k}{\sqrt{1 - n_k^2}} (\ell_{\sigma} \ell_k + m_{\sigma} m_k) + \sqrt{1 - n_k^2}.$$

АзИМУТАЛЬНЫЙ УГОЛ  $\psi_{i\sigma}$  -той частицы в системе координат, определяемой направлением движения резонанса и направлением падающей частицы (относительно нормали к плоскости рождения резонанса).

$$\cos \psi_{i\sigma} = \frac{A_x B_x + A_z B_z}{\sin \theta_{\sigma} \sin \theta_{i\sigma}},$$

$$\sin \psi_{i\sigma} = \frac{\sqrt{(A_y B_z)^2 + (A_z B_x - A_x B_z)^2 + (A_y B_x)^2}}{\sin \theta_{\sigma} \sin \theta_{i\sigma}},$$

где

$$A_x = m'_i n'_{\sigma} - n'_i m'_{\sigma},$$

$$A_y = n'_i \ell'_{\sigma} - \ell'_i n'_{\sigma},$$

$$A_z = \ell'_i m'_{\sigma} - m'_i \ell'_{\sigma},$$

$$B_x = -n'_{\sigma},$$

$$B_z = \ell'_{\sigma},$$

$$\ell'_{i\sigma} = \frac{1}{\sqrt{1 - n_k^2}} (\ell_i m_k - m_i \ell_k),$$

$$m'_{i\sigma} = \cos \psi_{i\sigma} = \ell_i \ell_k + m_i m_k + n_i n_k,$$

$$n'_{i\sigma} = -\frac{n_k}{\sqrt{1 - n_k^2}} (\ell_i \ell_k + m_i m_k) + n_i \sqrt{1 - n_k^2}.$$

е) Если  $k = 2$ , то вычисляем:

$$\cos \theta_{ii'} = \ell_i \ell_{i'} + m_i m_{i'} + n_i n_{i'},$$

$$\cos \theta_{ii'}^c = \frac{E_i^c E_{i'}^c + P_i P_{i'} \cos \theta_{ii'} + E_i E_{i'}}{P_i^c P_{i'}^c},$$

$i$  - первый след набора (резонанса),  
 $i'$  - второй след набора (резонанса).

### § 10. Величины, вычисляемые по признаку $T = 0$

Если на бланке № 5 величина  $T = 0$ , то вычисляются характеристики следов события, не входящих в набор (резонанс). Если  $T = 1$ , то эта часть программы не работает).

Обозначим индексом  $\eta$  следы события, не входящие в данной комбинации в исследуемый набор (резонанс).

$$\cos \theta_\eta = \ell_\eta \ell_k + m_\eta m_k + n_\eta n_k,$$

$$E_\eta^c = \gamma_c (E_\eta - \beta_c P_\eta \cos \theta_\eta),$$

$$P_{\eta||}^c = \gamma_c (P_\eta \cos \theta_\eta - E_\eta \beta_c),$$

$$\Delta P_{\eta||}^c = \frac{\Delta P_\eta}{P_\eta} P_{\eta||}^c,$$

$$P_\eta^c = \sqrt{E_\eta^{c2} - M_\eta^2},$$

$$\cos \theta_\eta^c = \frac{P_{\eta||}^c}{P_\eta^c},$$

$$\ell_\eta^c = \frac{1}{\sqrt{1 - n_k^2}} (\ell_\eta m_k - m_\eta \ell_k),$$

$$m_\eta^c = \cos \theta_\eta,$$

$$n_\eta^c = - \frac{n_k}{\sqrt{1 - n_k^2}} (\ell_\eta \ell_k + m_\eta m_k) + n_\eta \sqrt{1 - n_k^2},$$

$$\cos \psi_{\eta n} = \frac{\ell'_{\eta}}{\sin \theta_{\eta}},$$

$$\sin \psi_{\eta n} = \frac{n'_{\eta}}{\sin \theta_{\eta}}.$$

Если  $\kappa = 1$ , то вычисляется недостающая масса (если  $E_0^2 < P_0^2$ , то  $M = -\sqrt{P_0^2 - E_0^2}$ )<sup>х)</sup>,

$$M = \sqrt{E_0^2 - P_0^2},$$

$$E_0 = \sqrt{M^2 + P_N^2} + M_N - \sum E_i - |\sum E_{\eta}|,$$

$$P_0^2 = P_N^2 + (\sum \vec{P}_i + \sum \vec{P}_{\eta})^2 - 2 \dot{P}_N (\sum \vec{P}_i + \sum \vec{P}_{\eta}),$$

$$E_N = \sqrt{M^2 + P_N^2}.$$

### § 11. Выдача на печать подпрограммы "Вычисление эффективной массы"

Выдача идет в порядке П.1, П.2 ... и т.д.

П.1.

1.  $E_0$
2.  $P_0$
3.  $\Delta P_0$
4.  $W_0$
5.  $\Delta W_0$
6.  $\beta_0$
7.  $\gamma_0$
8.  $\beta_c$
9.  $\gamma_c$
10.  $\beta'_c$
11.  $\gamma'_c$
12.  $m'_c$
13.  $n'_c$
14.  $\cos \psi_c$
15.  $\sin \psi_c$

П.2.

Выдача для  $\kappa = 0$  печатается три раза (min, ср., max).

для  $\kappa = 1$  печатается один раз (ср.)

1.  $\beta_c$
2.  $\gamma_c$
3.  $E_c^c$
4.  $P_c^c$
5.  $P_{\sigma||}^c$
6.  $\Delta P_{\sigma||}^c$
7.  $P_{\sigma\perp}^c$
8.  $\Delta P_{\sigma\perp}^c$

<sup>х)</sup> Это замечание вводится во втором варианте программы вместе с вычислением ошибки  $\Delta M$ .

П Р И Л О Ж Е Н И Е

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ЧАСТИЦЫ, ВЫЗВАВШЕЙ СОБЫТИЕ

П.3.  
Выдача печатается k раз,  
т.е. для каждого следа,  
входящего в набор

1.  $\cos \theta_{1\sigma}$
2.  $P_{1\perp}$
3.  $\Delta P_{1\perp}$
4.  $E_1$
5.  $P_{1||}^*$
6.  $\Delta P_{1||}^*$
7.  $E_1^*$
8.  $P_1^*$
9.  $\cos \theta_1^*$
10.  $P_{1y}^*$
11.  $\cos \theta_{1n}^*$
12.  $\cos \psi_{1\sigma}$
13.  $\sin \psi_{1\sigma}$

П.5.  
Выдача печатается для  $T = 0$

1.  $l_{\eta}^c$
2.  $m_{\eta}^c$
3.  $n_{\eta}^c$
4.  $\cos \psi_{\eta n}$
5.  $\sin \psi_{\eta n}$
6.  $\beta_0$
7.  $\gamma_0$
8.  $E_{\eta}^c$
9.  $P_{\eta}^c$
10.  $P_{\eta||}^c$
11.  $\Delta P_{\eta||}^c$
12.  $\cos \theta_{\eta}^c$

Для  $\kappa = 0$  печатается  
три раза (min, ср., max ),  
для  $\kappa = 1$  - печатается  
один раз (ср.).

П.4.  
Выдача печатается для  $\kappa = 2$ .

Для  $\kappa = 0$

1.  $\cos \theta_{11}^*$
2.  $\cos \theta_{11}^{c, \min}$
3.  $\cos \theta_{11}^{c, \text{ср.}}$
4.  $\cos \theta_{11}^{c, \max}$

Для  $\kappa = 1$

1.  $\cos \theta_{11}^*$
2.  $\cos \theta_{11}^{c, \text{ср.}}$

П.6.

Выдача печатается  
для  $T = 0, \kappa = 1$ .

1. E
2. E<sub>0</sub>
3. P<sub>0</sub>
4. M

Обозначения:

- n - налетающая частица,
- p - частица-мишень,
- q - зарегистрированные частицы, предполагаются известными, вектора импульсов
- j - незарегистрированные частицы,
- 0 - совокупность незарегистрированных частиц,
- B - барионный заряд,
- Q - электрический заряд,
- S - странность,
- M - масса,
- E - энергия.

В предлагаемых формулах скорость света  $C = 1$ .

Относительно события считаем известными гипотезы о налетающей частице, частице-мишени и зарегистрированных частицах. Направление движения налетающей частицы считаем известным.

Из законов сохранения барионного, электрического и странного зарядов мы определяем барионный, электрический и странный заряд совокупности незарегистрированных частиц:

$$\begin{aligned} B_0 &= B_n + B_p - \sum B_q, \\ Q_0 &= Q_n + Q_p - \sum Q_q, \\ S_0 &= S_n + S_p - \sum S_q. \end{aligned} \quad (1)$$

Из законов сохранения импульса и энергии имеем:

$$\begin{aligned} \sum \vec{P}_j &= \vec{P}_n - \sum \vec{P}_q, \\ E_n + M_p - \sum E_q - \sum E_j &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} \sum E_j &= \sqrt{M_0^2 + (\sum \vec{P}_j)^2}, \\ M_0 &\geq \sum M_j, \end{aligned}$$

получим

$$\sum E_j \geq \sqrt{(\sum M_j)^2 + (\sum \vec{P}_j)^2}. \quad (3)$$

Минимальное значение  $\Sigma M_j$  можно определить в рамках сделанной гипотезы по величинам  $B_0$ ,  $Q_0$ ,  $S_0$ . Обозначим эту величину через  $M_0$ , тогда

$$M_0 \leq \Sigma M_j. \quad (4)$$

Подставляя 4 и 3 в 2, получим

$$F_{(P_H)} \geq 0, \quad (5)$$

где сделаны следующие обозначения:

$$F_{(P_H)} = \sqrt{P_H^2 + M_H^2} + M_P - \Sigma E_q - \sqrt{M_0^2 + P_\Sigma^2 + P_H^2 - 12P_H P_\Sigma \cos \theta} \quad (6)$$

$$P_\Sigma = | \Sigma \vec{P}_q |, \quad (7)$$

$$\cos \theta = \frac{\vec{P}_H \Sigma \vec{P}_q}{| \vec{P}_H | \cdot | \Sigma \vec{P}_q |}. \quad (8)$$

Выражение (5) представляет собой неравенство, которое может быть разрешено относительно  $P_H$ . Те значения  $P_H$ , для которых выполнено условие (5), могут быть сравнены с областью допустимых значений  $P_H$  из условий облучения, совместимость этих областей показывает на допустимость сделанной гипотезы, несовместимость же областей заставляет отвергнуть сделанную гипотезу о процессе.

Исследуем подробнее свойства выражения

$$F = F_{(P_H)}. \quad (9)$$

В точке  $P_H = 0$

$$F_{(0)} = M_H + M_P - \sqrt{M_0^2 + P_\Sigma^2} - \Sigma E_q. \quad (10)$$

В практически интересных случаях  $P_\Sigma > 0$ , поэтому всегда

$$F_{(0)} < 0, \quad F'_{(0)} = \frac{P_\Sigma \cos \theta}{\sqrt{M_0^2 + P_\Sigma^2}}, \quad (F' = \frac{\partial F}{\partial P_H}). \quad (11)$$

Отсюда следует, что знак  $F'_{(0)}$  определяется знаком  $\cos \theta$ , а

$$| F'_{(0)} | \leq 1. \quad (12)$$

Рассмотрим асимптоты выражения  $F_{(P_H)}$ .

$$F_{(P_H \rightarrow \infty)} \rightarrow P_\Sigma \cos \theta + M_P - \Sigma E_q + \frac{M_H - (M_0^2 + P_\Sigma^2 \sin^2 \theta)}{2 P_H}, \quad (13)$$

$$F_{(P_H \rightarrow -\infty)} \rightarrow -P_\Sigma \cos \theta + M_P - \Sigma E_q + \frac{M_H - (M_0^2 + P_\Sigma^2 \sin^2 \theta)}{2 | P_H |}. \quad (14)$$



Из условия

$$\frac{\partial F}{\partial P_H} = 0 \quad (15)$$

получим единственный корень

$$P_H' = \frac{P_{\Sigma} M_H \cos \theta}{M_H - \sqrt{M_0^2 + P_{\Sigma}^2 \sin^2 \theta}} \quad (16)$$

при котором  $F_{(P_H')}$  имеет экстремальное значение.

1. Рассмотрим случай (см. рис. 1-1)

$$\cos \theta > 0, \quad (17)$$

$$M_H^2 - (M_0^2 + P_{\Sigma}^2 \sin^2 \theta) > 0, \quad (18)$$

при этом  $P_H' > 0$ ,

$$F_{(0)} - F_{(-\infty)} = M_H - \sqrt{M_0^2 + P_{\Sigma}^2} + P_{\Sigma} \cos \theta. \quad (19)$$

Используя (18), получим:

$$\sqrt{M_0^2 + P_{\Sigma}^2} < \sqrt{M_H^2 + P_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta}. \quad (20)$$

Отсюда (19) примет вид:

$$F_{(0)} - F_{(-\infty)} > M_H + P_{\Sigma} \cos \theta - \sqrt{M_H^2 + P_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta} > 0 \quad (21)$$

(здесь использовано (17)), откуда получаем:

$$0 < F_{(0)} > F_{(-\infty)}. \quad (22)$$

Если асимптота

$$F_{(+\infty)} = M_P - \Sigma E_a + P_{\Sigma} \cos \theta > 0, \quad (23)$$

то  $F_{(P_H')} \geq 0$  имеет только один

$$\text{корень } P_1 \text{ и } F_{(P_1)} > 0 \text{ для } P_H > P_1. \quad (24)$$

Если асимптота

$$F_{(+\infty)} = 0 \quad (25)$$

$$\text{и } F_{(P_H')} < 0, \text{ то} \quad (26)$$

$$F_{(P_H')} = 0 \quad (27)$$

имеет два корня  $P_1$  и  $P_2$ ,

$$P_1 > P_2 > P. \quad (28)$$

При этом  $F_{(P_1)} \geq 0$  для

$$P_1 \geq P_H \geq P_2. \quad (29)$$

Если  $F_{(+\infty)} < 0$  и

$$(30)$$

$$F_{(P_H)}' < 0 \quad \text{то} \quad (31)$$

$$F_{(P_H)} = 0 \quad \text{не имеет корней.} \quad (32)$$

2. Рассмотрим случай (см. рис. 1-2)

$$\cos \theta > 0, \quad (33)$$

$$M_H^2 - (M_0^2 + P_\Sigma^2 \sin^2 \theta) < 0. \quad (34)$$

При этом  $P' < 0$ , функция  $F_{(P)}$  имеет минимум, и

$$F_{(P_H)}' < F_{(0)}'. \quad (35)$$

Если  $F_{(+\infty)} < 0$ , то  $(36)$

$$F_{(P)} = 0 \quad \text{не имеет корней.}$$

Если

$$F_{(+\infty)} > 0, \quad (37)$$

$$F_{(-\infty)} < 0, \quad (38)$$

то  $F_{(P)} = 0$  имеет один корень  $P_1$ , такой, что

$$P_1 > 0. \quad (39)$$

Если

$$F_{(+\infty)} > 0, \quad (40)$$

$$F_{(-\infty)} < 0, \quad (41)$$

то

$$F_{(0)} = 0 \quad (42)$$

имеет два корня  $P_1$  и  $P_2$ , при этом

$$P_1 > 0, \quad P_2 < 0. \quad (43)$$

Корень  $P_2$  совершенно очевидно не имеет физического смысла. Таким образом, в рассматриваемом случае существенной является область

$$P > P_1, \quad (44)$$

где

$$F_{(0)} > 0 \quad (45)$$

3. Рассмотрим случай (см. рис. 1-3)

$$\cos \theta < 0, \quad (46)$$

$$M_H^2 - (M_0^2 + P_\Sigma^2 \sin^2 \theta) > 0. \quad (47)$$

При этом очевидно, что

$$F_{(0)} > 0, \quad (48)$$

$$F_{(0)}' < 0, \quad (49)$$

$$P_H' < 0. \quad (50)$$

Функция  $F_{(0)}$  имеет максимум в области  $P < 0$ .

Корни

$$F_{(P)} = 0 \quad (51)$$

либо отсутствуют, либо лежат в физически не интересной области

$$P_1 < 0, \quad P_2 < 0, \quad (52)$$

$$F_{(P_H)}' < 0 \quad \text{для} \quad P_H > 0. \quad (53)$$

4. Рассмотрим случай (см. рис. 1-4)

$$\cos \theta < 0, \quad (54)$$

$$M_H^2 - (M_0^2 + P_\Sigma^2 \sin^2 \theta) < 0. \quad (55)$$

При этом получим

$$F_{(0)} < 0, \quad (56)$$

$$F_{(0)}' < 0, \quad (57)$$

$$P_H' > 0. \quad (58)$$

Функция  $F_{(P_H)}$  имеет минимум в области  $P_H > 0$ .

Если

$$F_{(-\infty)} = 0, \quad (59)$$

то

$$F_{(P_H)} = 0 \quad (60)$$

имеет только один корень  $P_1$ , такой, что

$$P_1 < 0 \quad \text{и} \quad F_{(P_H)} > 0 \quad \text{для} \quad P_H < P_1, \quad (61)$$

т.е. мы имеем случай с физически не существенной областью.

Если

$$F_{(-\infty)} > 0, \quad (62)$$

$$F_{(+\infty)} > 0,$$

то  $F_{(P_H)} = 0$  имеет два корня,

$$P_2 < 0 \quad \text{и} \quad P_1 > 0. \quad (63)$$

В этом случае физически интересна область

$$P_H > P_1, \quad \text{где} \quad F_{(P_H)} > 0. \quad (64)$$

Для нахождения корней

$$F_{(P_H)} = 0$$

мы дважды возводим это выражение в квадрат, чтобы привести его к квадратному уравнению относительно  $P_H$ . Однако при этом может появиться до двух ложных корней, что требует обязательной проверки полученных значений путем их подстановки в исходное уравнение.

### Выбор осуществившейся гипотезы

Продоланные до сих пор рассуждения неявно предполагали, что спектр масс имеет непрерывный характер, от  $M_0$  и выше. Однако в целом ряде практически важных случаев спектр масс имеет дискретный характер. Рассмотрим подробнее эти случаи и учтем полученную из них информацию. Для дальнейшего анализа нам нужно сформулировать несколько положений.

1. Каждому импульсу  $P_H$ , взятому из кинематически допустимой области, соответствует одна эффективная масса незарегистрированных частиц. Обратное утверждение несправедливо.

2. Для событий, где предполагается, что незарегистрированных частиц нет ( $V_0 = Q_0 = S_0 = 0, \cos\theta = 1$ ), правая асимптота

$$F_{(+\infty)} < 0.$$

Действительно,

$$F_{(+\infty)} = -P_\Sigma \cos\theta + M_P - \Sigma E_q,$$

но

$$P_\Sigma \cos\theta = P_H,$$

$$\Sigma E_q = \sqrt{P_H^2 + M_H^2} + M_P,$$

$$P_H > 0$$

и, следовательно,

$$F_{(+\infty)} = -P_H - \sqrt{P_H^2 + M_H^2} < 0.$$

3. Для группы событий

где

$$F_{(+\infty)} < 0,$$

$$\cos\theta > 0,$$

$$M_H^2 - (M_0^2 + P_\Sigma^2 \sin^2 \theta) > 0,$$

если предполагать наличие незарегистрированных частиц массы  $M_0$ ; с увеличением  $M_0$  интервал кинематически допустимых импульсов сужается (см. рис. 3), пока задача не потеряет решения.

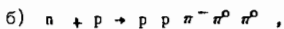
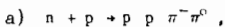
4. Если в событии действительно нет незарегистрированных частиц, а гипотеза об остальных правильная, то в этом случае  $F_{(P_H)} = 0$  в одной точке, где

$$P_H = P_\Sigma,$$

при этом два корня  $P_1$  и  $P_2$  сливаются. (В этом рассуждении мы приняли нулевые ошибки измерений). Если учесть ошибки измерений, то в этом случае корни либо несколько разойдутся, либо кривая  $F_{(P_H)}$  не будет иметь корней. И в том и в другом случае нужно, учитывая ошибки, определить, на сколько стандартных отклонений необходимо изменить характеристики события - величины  $\cos \theta, \Sigma, E_q, P_\Sigma$  - чтобы обеспечить касание с осью абсцисс функции  $F(P_H)$ .

Предположив для этого события существование одного  $\pi^0$ -мезона (имеющего нулевой набор квантовых чисел), мы в случае идеальных измерений не получим корней, так как  $F_{(P_H)}$  пройдет ниже оси абсцисс, однако в этом случае можно сделать оценку вероятности этого предположения, вычислив, на сколько стандартных отклонений мы должны изменить экспериментальный набор, чтобы  $F_{(P_H)}$  коснулась оси абсцисс.

5. В ряде случаев, например, при изучении реакций



наличие большого поперечного импульса нам достоверно указывает на наличие нейтральной частицы, поэтому в качестве  $M_0$  для этих реакций можно брать  $M_{\pi^0}$ . Если предположить реакцию б), то для  $M_{\pi^0} = 2 M_{\pi^0}$  граничное значение даст импульс налетающего нейтрона для рождения двух мезонов в случае их относительного покоя. Учет вероятности относительного движения двух  $\pi^0$ -мезонов может в ряде случаев дать возможность сделать заключение о вероятности осуществления в данном случае процессов а) и б).

Авторы выражают благодарность И.Н.Спицину за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.Ф. Вишневецкий и др. Препринт ОИЯИ, Р-1488, Дубна, 1963.
2. О.Благонравова и др. Препринт ОИЯИ, 1959, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 января 1965 г.

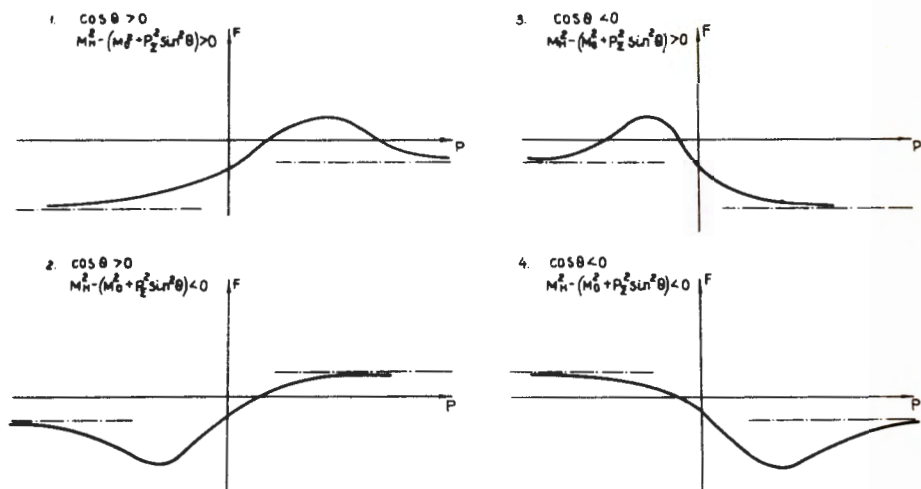


Рис. 1. Вид функции  $F = F(P)$ .

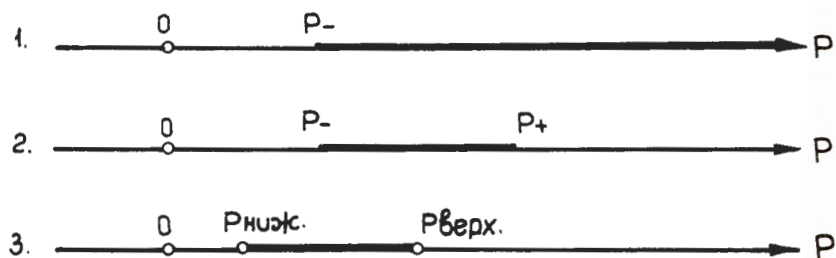


Рис. 2. 1. Область кинематически допустимых импульсов налетающей частицы в случаях б-3, б-5, б-7.  
 2. Область кинематически допустимых импульсов налетающей частицы в случае б-8.  
 3. Область допустимых импульсов налетающей частицы по условиям облучения.

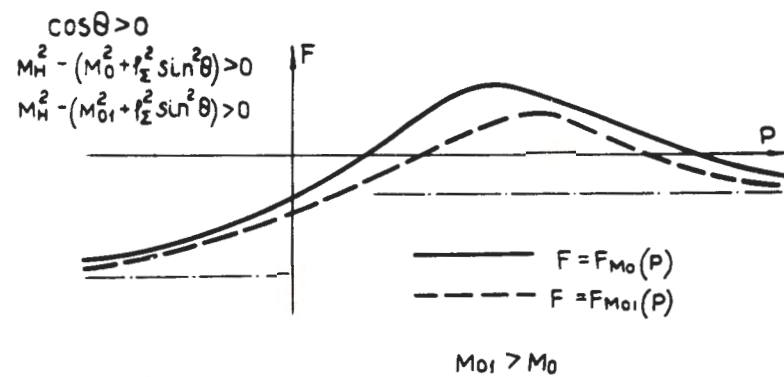


Рис. 3. Зависимость  $F = F(P)$  от параметра  $M_0$ .

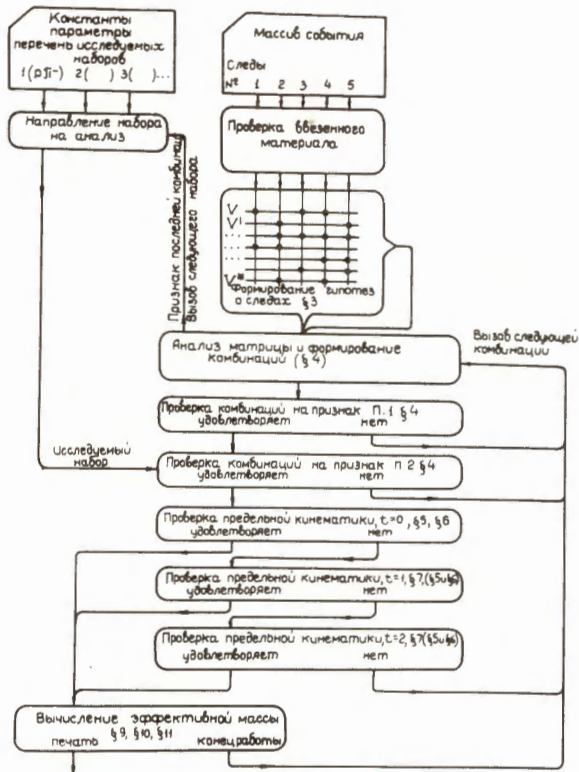


Рис. 4. Блок-схема программы.