

СИИ
К-636

3/iv-15

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2027



В.Е. Комолова, Г.И. Копылов

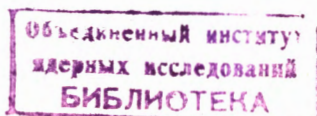
**ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР
ЛАБОРАТОРИЯ ВЯЖОКХ ЭНЕРГИИ**

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ
И РАСПАДА РЕЗОНАНСОВ

1965

В.Е. Комолова, Г.И. Копылов

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ
И РАСПАДА РЕЗОНАНСОВ



При поисках резонансов перед экспериментатором встает задача оценить ожидаемый фон в распределении по эффективной массе продуктов распада. В простейших случаях фон легко вычисляется аналитически ^{/1/}; иначе обстоит дело, когда наряду с искомым резонансом X рождаются еще другие резонансные частицы, а их продукты распада частично или полностью совпадают с продуктами распада X . Задача вывода аналитических формул здесь представляется очень благодарной ввиду обилия различных частных ситуаций.

Общее решение задачи легко достигается путем моделирования на счетной машине. Ниже мы опишем программу ФОРС (фон резонансных состояний), созданную для этой цели в Вычислительном центре совместно с Лабораторией высоких энергий. С ее помощью был выполнен ряд поисков новых резонансов ^{/2-4/}.

§ 1. Программа случайных звезд

За основу программы ФОРС была принята действующая в ОИЯИ с 1958 года программа случайных звезд (моделирования множественного рождения). Идея моделирования изложена в ряде работ ^{/5,6/}. Мы не будем ее повторять, а просто приведем основные формулы, по которым вычисляются случайные звезды.

Программа моделирует реакции типа

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + n,$$

где $2 \leq n \leq 20$. Для моделирования следует задать:

массы частиц a и b , энергию E и три компоненты X, Y, Z импульса P частицы a ;

массы частиц $1, 2, \dots, n$ и величину $\mu_n = m_1 + \dots + m_n$;

квадрат матричного элемента процесса как функцию импульсов

$$|\mathcal{M}|^2 = f(\vec{p}_a, \vec{p}_b, \vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_n; m_a, m_b, m_1, m_2, \dots, m_n)$$

(так, чтобы выражение

$$\sigma = \int |\mathcal{M}|^2 \prod_1^n \frac{d^3 \bar{p}_i}{2\omega_i} \delta^4(\sum_1^n p_i - P_n), \text{ где } P_n = P_a + P_b,$$

дало сечение процесса).

Считая эти данные исходными, программа вырабатывает случайные совокупности импульсов n частиц

$$\bar{p}_1, \bar{p}_2, \dots, \bar{p}_n,$$

удовлетворяющие законам сохранения, и вычисляет вес этого состояния с таким расчетом, чтобы усредненный по многим совокупностям вес дал сечение реакции, т.е. чтобы распределение по $\prod \frac{d^3 \bar{p}_i}{2\omega_i}$ было бы равно $|\mathcal{M}|^2$.

Доказано^{/6/}, что программа является для ковариантной модели оптимальной, т.е. что никакой другой способ задания системы частиц не может дать более быстрой сходимости среднего к сечению.

Расчет ведется по следующим формулам:

$$\alpha_k (k = n-1, n-2, \dots, 1), \beta_k (k = n-1, n-2, \dots, 2), \phi_k (k = n-1, n-2, \dots, 2) -$$

случайные числа. В начале заданы $X_n, Y_n, Z_n, E_n = E + m_b, P_n, M_n$.

k меняется от n до 2. Если $k=2$, то $\alpha_1=0$; $\tau_n = M_n - \mu_n$;

$$\chi_{k-1} - \text{корень уравнения } (k-2)\chi_{k-1}^{k-1} - (k-1)\chi_{k-1}^{k-2} + \alpha_{k-1} = 0$$

$$\tau_{k-1} = \tau_k \chi_{k-1}^{1/2}; \mu_{k-1} = \mu_k - m_k; M_{k-1} = \mu_{k-1} + \tau_{k-1};$$

$$\bar{\omega}_k = \frac{M_k^2 + m_k^2 - M_{k-1}^2}{2M_k}; \bar{p}_k = (\bar{\omega}_k^2 - m_k^2)^{1/2};$$

$$\gamma_k = \frac{E_k}{M_k}; \Gamma_k = (\gamma_k^2 - 1)^{1/2};$$

$$\bar{\eta}_k = 2\beta_k - 1; \bar{\zeta}_k = \bar{p}_k \bar{\eta}_k;$$

$$\omega_k = \gamma_k \bar{\omega}_k + \Gamma_k \bar{\zeta}_k; p_k = (\omega_k^2 - m_k^2)^{1/2};$$

$$\zeta_k = \gamma_k \bar{\zeta}_k + \Gamma_k \bar{\omega}_k; E_{k-1} = E_k - \omega_k; R_k = (X_k^2 + Y_k^2)^{1/2};$$

$$\bar{\varphi}_k = 2\pi\phi_k; \bar{\chi}_k = \bar{p}_k \sqrt{1 - \bar{\eta}_k^2} \cos \bar{\varphi}_k; \bar{\zeta}_k = \bar{p}_k \sqrt{1 - \bar{\eta}_k^2} \sin \bar{\varphi}_k;$$

$$x_k = \frac{X_k}{P_k} \zeta_k + \frac{Z_k}{P_k} \frac{X_k}{R_k} \bar{\chi}_k - \frac{Y_k}{R_k} \bar{\eta}_k;$$

$$y_k = \frac{Y_k}{P_k} \zeta_k + \frac{Z_k}{P_k} \frac{Y_k}{R_k} \bar{\chi}_k + \frac{X_k}{R_k} \bar{\eta}_k;$$

$$z_k = \frac{Z_k}{P_k} \zeta_k - \frac{R_k}{P_k} \bar{\chi}_k;$$

$$X_{k-1} = X_k - x_k; \quad Y_{k-1} = Y_k - y_k; \quad Z_{k-1} = Z_k - z_k,$$

$$P_{k-1} = (E_{k-1}^2 - M_{k-1}^2)^{1/2};$$

Возвращение к началу.

Если $k=2$, то $\omega_1 = E_1$, $p_1 = P_1$, $x_1 = X_1$, $y_1 = Y_1$, $z_1 = Z_1$,

$$m_1 = M_1, \quad K_n = C_n \prod_2^n \frac{2\bar{p}_k \tau_k}{\tau_k^2 - \tau_{k-1}^2},$$

где $C_n = \frac{(\pi/2)^{n-1} \tau_n^{2n-3}}{(n-2)!(n-1)! M_n}$ - константа.

ПРИМЕЧАНИЯ: 1. Учет анизотропии рождения нуклонов во взаимодействии πp производится, например, путем замены формулы для $\bar{\eta}_k$ при $k=n$ на $\bar{\eta}_n = -\sqrt{5}\beta_n$ и присвоения нуклону номера n .

2. Формулы для x_k, y_k, z_k отказывают при $P_n=0$ или $R_n=0$

Чтобы они остались в силе, надо полагать при $P_n=R_n=0$

$$\frac{X_n}{P_n} = \frac{Y_n}{P_n} = \frac{Y_n}{R_n} = \frac{R_n}{P_n} = 0, \quad \frac{Z_n}{P_n} = \frac{X_n}{R_n} = 1,$$

а при

$$P_n \neq 0, R_n = 0 \quad \frac{X_n}{R_n} = 1, \quad \frac{Y_n}{R_n} = 0.$$

Результат счета по этой программе - случайную звезду $\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_n$ с весом K_n при $|\vec{p}_i|^2 = 1$ будем обозначать

$$F(P_n, m_1, \dots, m_n | p_1, p_2, \dots, p_n, K_n, n),$$

где P_n обозначает совокупность чисел

$$\vec{P}_n, E_n, M_n = (E_n^2 - P_n^2)^{1/2}, \quad \{X_n, Y_n, Z_n\} \equiv \vec{P}_n,$$

а p_i - совокупность чисел

$$\{x_i, y_i, z_i\}, p_i, \omega_i.$$

Время счета 1000 случайных звезд дается формулой

$$T = \left(\frac{3}{4}n - 1\right) \text{ минут.}$$

§ 2. Программа ФОРС. Общие требования

Учет влияния резонансов на форму статистического фона требует усложнения программы случайных звезд.

Программа ФОРС предназначена для расчета статистической фона резонансов (распределения по эффективным массам продуктов их распада), рождаемых в столкновениях частиц высоких энергий. Распределение по эффективной массе вычисляется по ковариантной модели множественного рождения, в которой вероятность состояния системы n частиц, характеризуемого импульсами в интервалах $\vec{p}_i, \vec{p}_i + d\vec{p}_i$ ($i=1, \dots, n$), дается формулой

$$dw = \prod_1^n \frac{d^3 \vec{p}_i}{2\omega_i} \delta^4 \left(\sum_1^n p_i - P_n \right) V^{n-1} \prod_1^n 2 m_i \lambda_i^3$$

Эффективной массой называется инвариант из энергий и импульсов любых ν частиц

$$M_\nu = \left[\left(\sum_1^\nu \omega_i \right)^2 - \left(\sum_1^\nu \vec{p}_i \right)^2 \right]^{1/2}.$$

С помощью программы можно решать задачи со следующими особенностями и ограничениями:

1. Рассчитываются реакции следующих типов

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + n,$$

где 1, 2, ..., n - произвольные частицы, из которых не более 4-х (т.е. 0 или 1, или 2, или 3, или 4) распадаются в момент рождения на не менее чем 2 и не более чем 5 частиц каждая (переключением $q_4 = 1$). Из этих вторичных частиц не более 4-х распадаются на 2-3 частицы каждая (переключение $q_4 = 2$).

2. Может быть рассчитано распределение по эффективной массе любой совокупности из 2, 3 или 4-х частиц (безразлично, рожденных ли непосредственно или в результате первой или второй ступени каскада). Одновременно машина выдает не более 10 таких распределений (т.е. не более чем 10 совокупностей частиц). Распределение выдается в виде гистограмм по равным или не равным между собой интервалам.

3. Налетающая частица A может иметь спектр энергий в произвольном интервале. Введя в машину этот спектр, получим статистический фон, усредненный по спектру (переключением на $q_4 = 1$).

4. Частица-мишень B может как покоиться, так и двигаться. В последнем случае считается, что она имеет импульс Ферми, случайный по направлению и равномерно распределенный по энергиям (переключением на $q_2 = 1$).

5. Массы частиц 1, ..., n могут быть либо фиксированы, либо не более

4-х из них (необязательно каскадных) могут быть распределены в некотором интервале, т.е. может быть учтена неопределенность в массе не более 4-х частиц (переключением на $q_5=1$). В таблице „m“, где приведены массы частиц, такие частицы должны стоять первыми.

6. По той же программе (переключением на $q_6=1$) можно получить распределение по импульсам любой из вторичных частиц в л.с. (при $q_3=1$) или с.п.м. (при $q_3=0$) (не более 10 распределений за раз).

7. В случае $q_1=q_2=q_4=q_5=q_6=0$ программа дает те же результаты, что и программа случайных звезд с весом.

8. Предусмотрена возможность (переключением на $q_6=2$) получать распределение по любой не очень сложной функции импульсов и углов вторичных частиц с дополнительным программированием.

9. Наряду с гистограммами (нормированными на 1) машина печатает фазовый объем реакции $\int dw$.

10. Программа не умеет:

- 1) Вычислять статвес реакции, т.е. выражение $A = \int_{\pi, s} \frac{1}{n!} \int dw$ (см. УФН, 92, 2, 1);
- 2) складывать между собой гистограммы статфона, отвечающие различным реакциям (умножение ординат гистограмм на фактор $A \psi$ и сложение должны делаться вручную);
- 3) отбирать интересующие экспериментатора зарядовые состояния частиц. Этот отбор и расчет вероятности ψ должен сделать человек;
- 4) учитывать каскад взаимодействий в ядре.

11. Зато совсем небольшие переделки программы потребуются, чтобы:

- а) заменить ковариантную модель множественного рождения любым другим, не слишком сложным, ковариантным, неполюсным матричным элементом;
- б) получить статфон при выборке вторичных частиц по какому-нибудь одному признаку (например, при отборе только узких пар каких-либо частиц или только событий с медленным протоном и т.д.);
- в) заменить принятый в программе постоянный матричный элемент распада частиц со спином (ρ, ω^0) на более правильный эффективный матричный элемент распада.

12. По-видимому, достаточно удовлетворительные гистограммы статфона получают-ся из 5.000 случайных звезд, на что уйдет (при числе частиц 4-5, при двух ступенях каскада, при выводе 10 гистограмм) минут 8-10.

Гистограммы статфона можно подвергнуть сглаживанию при помощи особой программы, проводящей кривую типа

$$W = A (M_{\max} - M)^{\beta} (M - M_{\min})^{\alpha} + BM + C,$$

наилучшим образом укладывающуюся на гистограмму.

Здесь M_{\min} , M_{\max} - границы, в которых заключена гистограмма, остальные константы отыскиваются по методу максимума правдоподобия. В этой формуле учитывается тот факт, что в отсутствие каскадов распределение по M имеет всегда вид $A (M_{\max} - M)^{\beta} (M - M_{\min})^{\alpha}$ (см. ^{1/2}), а при наличии каскадов распределение может иметь и вид трапеции (т.е. не обращаться в нуль на концах кривой ($B \neq 0, C \neq 0$)).

Л и т е р а т у р а

1. G.I.Korylov, V.E.Komolova. Nucl. Phys., 47, 33 (1963).
2. В.А.Беляков и др. Препринт ОИЯИ, Р-1807, Дубна, 1964.
3. Ван Юн-чан и др. Препринт ОИЯИ, Р-1615, Дубна, 1964.
4. В.А.Беляков и др. Препринт ОИЯИ, Р-1808, Дубна, 1964.
5. Г.И.Копылов. ЖЭТФ, 35, 1426 (1958); 39, 1091, 1960.
6. G.I.Korylov. Nucl. Phys., 36, 425 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 февраля 1965 г.

n	ρ	\rightarrow	χ^0	ω^0	π^+	π^-	ρ	Λ	K
a	b			200	300	400	500	600	700
	ρ^0	ω^0		π^+	π^-	π^0			
	110	120		210	220	230			
	π^+	π^-		π^+	π^-	π^0			
	111	112		121	122	123			

Заранее также следует рассчитать фазовые интегралы распадов $\chi \rightarrow \rho^0 \omega^0$ (он обозначается $\bar{K}_2^{(2)}$), $\omega^0 \rightarrow 3\pi$ (обозначение $\bar{K}_3^{(2)}$ и $K_3^{(3)}$), $\rho \rightarrow 2\pi$ ($\bar{K}_2^{(3)}$). Они рассчитываются по формуле типа

$$K_2 = \frac{\pi}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{m_\rho + m_\omega}{m_\chi}\right)^2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_\rho - m_\omega}{m_\chi}\right)^2}$$

для распада $\chi \rightarrow \rho^0 \omega^0$ и т.д. Для распада некоторых резонансов величины K_i уже вычислены и приведены в приложении 2.

Далее мы просто укажем, каковы в этом случае константы, входящие в расчет

$$q_4 = 1 \quad (\equiv \text{есть разброс в начальных импульсах})$$

Таблица (q_4)

4 ($= \rho_a^{(0)}$ min)	0 ($= w_1^{(0)}$)
5 ($= \rho_a^{(1)}$)	0,3 ($= w_1^{(1)}$)
6 ($= \rho_a^{(2)}$)	0,8 ($= w_1^{(2)}$)
7 ($= \rho_a^{(3)}$)	1 ($= w_1^{(3)}$)
.	.
.	.
.	.
7 ($= \rho_a^{(4)}$)	1 ($= w_1^{(4)}$)

(можно разбить на 10 более мелких интервалов)

$q_2 = 1$ (ферми - движение мишени).

$$m_a = m_b = 0,94 \text{ ГэВ}; \quad T_{\max} = 0,25 \text{ ГэВ}; \quad m_\pi = 0,14 \text{ ГэВ}.$$

$q_3 = 0$ (расчет идет в с.п.м.).

$q_4 = 2$ (\equiv двойной каскад).

q_{41}		
110	$m_{110} = 0,75$	ρ^0
120	$m_{120} = 0,787$	ω^0

(таблица масс продуктов распада X^0)

q_{42}		
210	$m_{210} = 0,140$	π^+
220	$m_{220} = 0,140$	π^-
230	$m_{230} = 0,135$	π^0

(продукты распада ω^0)

$\ell = 2$ (число каскадов 1 степени).

$\nu_1 = 2$ (число строк таблицы q_{41}).

$\nu_2 = 3$ (число строк таблицы q_{42}).

q_{411}		
111	$m_{111} = 0,140$	π^+
112	$m_{112} = 0,140$	π^-

(продукты распада ρ^0)

q_{412}		
121	$m_{121} = 0,140$	π^+
122	$m_{122} = 0,140$	π^-
123	$m_{123} = 0,135$	π^0

$\nu_{11} = 2$ (число строк таблицы q_{411}).

$\nu_{12} = 3$ (число строк таблицы q_{412}).

(11), (12) - индексы частиц, распадающихся вторично.

$q_5 = 1$ (размазанность массы X^0).

$\ell' = 1$ (число „размазанных“ масс).

$q_5 1$	
$m_{100}^{(i)}$	$w_5^{(i)}$
1,585	0
1,585	0,15
1,605	0,60
1,615	0,80
1,625	1,00
что	.
удобно	.
	.
	1,0

(таблица интегральных вероятностей значений массы X^0)

"m"

i00	m_{i00}	λ_{i00}^3
100	- x)	1
200	0,787	1
300	0,140	1
400	0,140	1
500	0,840	1
600	1,115	$0,5^3$
700	0,484	$0,5^3$

(таблица масс частиц m_{i00} и параметров λ^3 для нормировочного объема к теории Ферми)

x) вставляет машина из 951

$n=7$ (число частиц)

τ	$\delta_{\tau}^{(1)}$		τ	$\delta_{\tau}^{(1)}$	
1	111;	122	10	111	121 600
2	111	220	11	111	210 600
3	111	400	12	111	300 800
4	121	122	13	121	210 600
5	121	220	14	121	300 800
6	121	400	15	210	300 600
7	210	220			
8	210	400			
9	300	400			

$l_1=15$ (число комбинаций).

Здесь указаны все различ-

ные комбинации пар

$\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\Lambda^0$,

возможные в нашей

системе

$q_6=0$ (статистический фон).

l_2 - любое число (не участвует в расчете).

$\delta_{\tau}^{(2)}$ - любая таблица (в расчете не участвует).

$q_7=1$ (20 интервалов гистограммы с шагом Δ).

$\Delta = 0,05$ Гэв, $\Delta_0 = 0$ } (будет получено распределение по эффективным массам в интер-

$\Delta_{max} = 1$ Гэв } вале Q (энергий распада) от 0 до 1 Гэв).

$N = 5000$ (ориентировочное число звезд).

Программа ФОРС

(1,1) Задание импульса налетающей частицы. Если $q_1=0$, то вызов p_a и переход к (1,2). Если $q_1=1$, то вызов $(q_1, 1)$ и розыгрыш случайного числа α ; если $W_1^{(i)} \leq \alpha \leq W_1^{(i+1)}$, то $p_a = p_a^{(i)}$.

(1,2) задание импульса мишени. Если $q_2=0$, то $p_B = X_B = Y_B = Z_B = 0$ и переход к (2). Если $q_2=1$, то вызов константы T_{max} , розыгрыш трех случайных чисел α и вычисление: $p_B = [2(\alpha_1 T_{max}) + (\alpha_1 T_{max})^2]^{1/2}$, $\varphi_B = 2\pi\alpha_2$, $\eta_B = 2\alpha_3 - 1$; $X_B = p_B \sqrt{1-\eta_B^2} \cos \varphi_B$; $Y_B = p_B \sqrt{1-\eta_B^2} \sin \varphi_B$, $Z_B = p_B \eta_B$.

(2) Вычисление характеристик начального состояния:

$$X_0 = X_B; Y_0 = Y_B, Z_0 = Z_B + p_a; E_0 = (p_a^2 + m_a^2)^{1/2} + (p_B^2 + m_B^2)^{1/2};$$

$$P_0 = (X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2)^{1/2}, M_0 = (E_0^2 - P_0^2)^{1/2}, V = \frac{m_a + m_B}{6\pi^2 m_{\pi}^3 M_0}$$

(V - нормировочный объем в ковариантной модели).

(3) Если $q_3=0$, то расчет в с.д.м.: $X_0 = Y_0 = Z_0 = P_0 = 0$, $E_0 = M_0$ и переход к (1,4). Если $q_3=1$, то переход к (1,4).

(1,4) Каскадный ли распад? Если $q_4=0$, то нет: переход к (1,5); если $q_4=1$, то одна ступень каскада: вызов таблиц $q_4 i$ и чисел $K_{\nu_i}^{(2)}$ и переход к (1,5); если $q_4=2$, то две ступени: вызов $q_4 i$ и $q_4 i j$ и чисел $K_{\nu_i}^{(2)}$, $K_{\nu_{ij}}^{(2)}$ и переход к (1,5).

(1,5) Задание масс первой ступени каскада: если $q_5=0$, то переход к (4); если $q_5=1$, то вызов таблиц $q_5 i$, розыгрыш e' случайных чисел α и, если $W_5^{(k)} \leq \alpha < W_5^{(k+1)}$, то масса m_{i00} получается из соответствующей таблицы $q_5 i$ интерполяцией; переход к (5).

(4) Задание масс конечных частиц; вызов таблицы "m" и расчет $\prod_1^n 2m_{i00} \lambda_{i00}^3$.

(5) Вызов таблицы "m" и заполнение пустых мест числами из (1,5); расчет $\prod_1^n 2m_{i00} \lambda_{i00}^3$.

(6) Расчет по программе случайных звезд

$$F(P_0, m_{100}, \dots, m_{n00} | p_{100}, \dots, p_{n00}; K_n^{(1)}, n).$$

(7) Если $q_4 > 0$, то для указанных в (1,4) i расчет

$$F(p_{i00}, m_{i10}, \dots, m_{i\nu_i 0} | p_{i10}, \dots, p_{i\nu_i 0}; K_{\nu_i}^{(2)}, \nu_i); \tilde{K}_{\nu_i} = \frac{K_{\nu_i}^{(2)}}{K_{\nu_i}^{(2)}}.$$

(8) Если $q_4 = 2$, то для указанных в (1,4) i, j расчет
 $F(p_{ij0}, m_{ij1}, \dots, m_{ij\nu_{ij}} | p_{ij1}, \dots, p_{ij\nu_{ij}}; K_{\nu_{ij}}^{(3)}; \nu_{ij}); \tilde{K}_{\nu_{ij}} = \frac{K_{\nu_{ij}}^{(3)}}{K_{\nu_{ij}}^{(5)}}$.

(9) Вычисление веса состояния
 $K = K_n^{(1)} \prod_{\substack{\text{все } \omega \\ K^{(2)}}} \tilde{K}_{\nu_i}^{(2)} \prod_{\substack{\text{все } \delta \\ K^{(3)}}} \tilde{K}_{\nu_{ij}}^{(3)} \cdot V^{n-1} \cdot \prod_1^n 2m_{i00} \lambda_{i00}^3$.

(10) Вычисление функций состояний; если $q_6 = 0$, то переход к (1,6.1); если $q_6 = 1$, то переход к (1,6.2); если $q_6 = 2$, то переход к (1,6.3).

(1,6.1) Расчет эффективных масс. Вызов таблиц $\delta_\tau^{(1)}$ и для индексов из этих таблиц вычисление l_1 чисел

$M = [(\sum \omega_{ijk})^2 - (\sum x_{ijk})^2 - (\sum y_{ijk})^2 - (\sum z_{ijk})^2]^{1/2} - (\sum m_{ijk})$; переход к (1,7).

(1,6.2) Расчет импульсов. Вызов таблиц $\delta_\tau^{(2)}$ и тех значений p_{ijk} , у которых индексы те же, что и в таблицах $\delta_\tau^{(2)}$. Переход к (1,7).

(1,6.3) Расчет любых функций. Требуется дополнительное программирование.

(1,7) Сортировка. Для каждого из чисел M из (1,6.1) или ρ из (1,6.2) определяют номер j из условия $j\Delta \leq m < (j+1)\Delta$ и в ячейку j засылают K

(1,8) Возвращение к началу цикла: если $q_1 = 1$, то к (1,1); если $q_1 = 0, q_2 = 1$, то к (1,2); если $q_1 = q_2 = 0, q_5 = 1$, то к (1,5); если $q_1 = q_2 = q_5 = 0$, то к (8). Счет циклов.

(1,9) После N циклов печать $\bar{K} = \frac{1}{N} \sum K$, $\overline{\partial K} = \left\{ \frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum K^2 - \bar{K}^2 \right] \right\}^{1/2}$ и содержимого ячеек j для каждой таблицы δ_τ , деленного на \bar{K} .

Машина выдает, таким образом, значение \bar{K} интеграла

$$\int \prod_1^n \frac{d^3 \vec{p}_i}{2\omega_i} \delta^4(\sum p_{i00} - p_0) \cdot \prod 2m_{i00} \lambda_{i00}^3 \cdot V^{n-1}$$

с погрешностью $\overline{\partial K}$ и гистограммы распределений по M или ρ , нормированные на 1.