

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-150

Ю.А.Яцуненко

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ
УСТАНОВКИ "АНОМАЛОН"**

1986

Для исследования проблемы аномалон^{1,2/} в ОИЯИ создана установка на основе секционированного черенковского детектора релятивистских ядер^{3/} и проведены эксперименты на пучках ядер кислорода, магния, неона^{4,10/}.

Установка "Аномалон" во многих отношениях является оригинальной^{5/}, поэтому для учета ее особенностей и возможностей потребовалось создание адекватного математического обеспечения: математические модели спектров и функциональных зависимостей, формируемых в процессе обработки экспериментальной информации. Эти модели должны учитывать дискретность установки /ширина каждой секции - черенковского счетчика - $h = 5,2$ мм/, конечность области регистрации ядерных реакций /общая длина установки по пучку ~ 40 счетчиков/. Кроме того, в задачи математического обеспечения входило: поиск внутренних критериев правильности идентификации ядерных фрагментов, обоснование различных методов обработки экспериментальных данных.

Методы трактовки данных опыта в экспериментах подобного направления зачастую носят дискуссионный характер^{6-8/}, поэтому представляется немаловажным изложение основных принципов математического обеспечения установки "Аномалон".

Каждому отдельному событию, регистрируемому установкой /переход ядра с зарядом Z_1 в точке x_1 во фрагмент Z_2 , Z_2 в Z_3 - в точке x_2 и т.д./, можно поставить в соответствие дифференциально-вероятностное выражение

$$d^n P(x_1, x_2, \dots, x_n) = \prod_{m=1}^n \left[\frac{(1-a_m)}{\lambda_m} e^{-\frac{(x_m - x_{m-1})}{\lambda_m}} + \frac{a_m}{s_m} e^{-\frac{(x_m - x_{m-1})}{s_m}} \right] \gamma_m dx_m$$

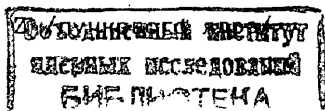
/1/

($x_0 = 0, a_1 = 0$),

где: λ_m - средняя длина свободного пробега /СДСП/ ядра /точнее - ядер, имеющих "нормальное" сечение взаимодействия/; s_m - СДСП некоторой части (a_m) "аномальной компоненты" γ_m - вероятности переходов $Z_m \rightarrow Z_{m+1}$.

Для практических случаев / $n = 2$ / можно, следовательно, получить модели экспериментальных распределений /для простоты иллюстрации - $a_m = 0$ /:

а/ спектр длин пробегов



$$d\Gamma_1(x_1) = \int_{x_1}^{\infty} dx_2 \frac{d^2 P(x_1, x_2)}{dx_2} = e^{-\frac{x_1}{\lambda}} \gamma_1 \frac{dx_1}{\lambda}, \quad /2/$$

б/ спектр пробегов Z_2 /фрагмент Z /, с остановкой в детекторе конечной длины $0 \leq x \leq K$

$$d\Gamma_2(\ell) = \int_0^{K-\ell} dx_1 \frac{d^2 P(x_1, \ell = x_2 - x_1)}{dx_1} = e^{-\frac{\ell}{\lambda_2}} \left[1 - e^{-\frac{(K-\ell)}{\lambda}} \right] \gamma_1 \gamma_2 \frac{d\ell}{\lambda_2} \quad /3/$$

в/ спектр пробегов Z_2 , вылетающих из детектора

$$d\Gamma_3(\ell) = \int_K^{\infty} dx_2 \frac{d^2 P(\ell = K - x_1, x_2)}{dx_2} = e^{-\frac{\ell}{\lambda_2}} e^{-\frac{(K-\ell)}{\lambda}} \gamma_1 \gamma_2 \frac{d\ell}{\lambda}. \quad /4/$$

Следует отметить, что спектр $\Gamma_1(x)$ для перехода Z в определенное ядро Z_2 можно представить как /очевидную/ сумму спектров: $\Gamma_1'(x)$ - когда Z_2 остановилось в детекторе

$$d\Gamma_1'(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} \left[1 - e^{-\frac{(K-x)}{\lambda_2}} \right] \gamma_1 \gamma_2 \frac{dx}{\lambda} \quad /2a/$$

и $\Gamma_1''(x)$ - когда Z_2 вышло из пределов детектора

$$d\Gamma_1''(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} e^{-\frac{(K-x)}{\lambda}} \gamma_1 \gamma_2 \frac{dx}{\lambda}. \quad /2б/$$

Этот простой факт можно рассматривать как внутренний критерий при идентификации фрагмента Z_2 . В случае относительно неправильного определения длин пробегов Z_2 /например, ошибочное завышение числа остановившихся Z_2 и, соответственно, занижение числа вылетающих Z_2 / экспериментальные аналоги /2а/ и /2б/ будут складываться в $\Gamma_1(x)$ с разными весами:

$$\Gamma_1(x) = (1+W) \Gamma_1'(x) + (1-W) \Gamma_1''(x) \quad /2в/$$

$W \geq 0$ - степень искажения пробегов Z_2 /.

Если происходит завышение числа остановившихся Z_2 $W > 0$, то $\Gamma_1(x)$ будет более "крутым" в сравнении со спектром перехода Z во "все, что угодно". Таким образом, очевидная независимость λ /пучкового ядра/ от каналов фрагментации становится немаловажным условием при определении фрагментов.

Для анализа параметров фрагмента - $Z_2 / \lambda_2, \alpha, S$ / использовалась функция зависимости СДПД - Λ от величины пробега ℓ

$$\Lambda(\ell) = \left[\frac{d\Gamma_2(\ell)}{d\ell} \right]^{-1} \int_0^K [d\Gamma_2(x) + d\Gamma_3(x)] \quad /5/$$

для $\alpha \neq 0$:

$$\Lambda(\ell) = \frac{(1-\alpha) e^{-\ell/\lambda_2} + \alpha \cdot e^{-\ell/s}}{\frac{(1-\alpha)}{\lambda_2} e^{-\ell/\lambda_2} + \frac{\alpha}{s} e^{-\ell/s}}. \quad /6/$$

Так же, как в работе /9/, предусматривалось сопоставление $\Lambda(\ell)$ с экспериментальными данными путем фитирования по параметрам λ_2, α, s .

Однако сопоставление дискретных гистограмм экспериментально измеряемых величин x, ℓ /с шириной бина $\sim h$ / с приведенными непрерывными моделями требует учета неопределенности в точке взаимодействия /связанной с конечной - немалой шириной отдельного счетчика - в сравнении с возможными значениями s / и того /очевидного/ факта, что в каждом бине гистограммы происходит интегрирование соответствующих вероятностей. Формирование сигнала /А/ в отдельном счетчике может происходить за счет черенковского света ядра (Z), прошедшего расстояние x от начала счетчика до точки реакции и его фрагмента (Z_2):

$$A \approx Z^2 \frac{x}{h} + Z_2^2 \frac{h-x}{h}$$

/для иллюстративной простоты можно пренебречь вкладом других продуктов ядерной реакции/. В одном случае можно полагать, что Z "существует" в данном счетчике /хотя оно "не дошло" до конца счетчика ϵ мм/

$$Z^2 \frac{h-\epsilon}{h} + Z_2^2 \frac{\epsilon}{h} \geq B$$

B - некоторое пороговое значение амплитуды, характеризующее существование Z /; в другом - Z "уже исчезло", хотя оно может светить на расстоянии δ от начала счетчика

$$Z^2 \frac{\delta}{h} + Z_2^2 \frac{h-\delta}{h} < B.$$

Складывая эти неравенства, можно получить оценку неопределенности точки взаимодействия

$$a \equiv \epsilon + \delta \leq h,$$

следовательно, интегрирование в /1-5/ должно осуществляться лишь на расстояниях ϵ, δ /измеряемая координата реакции x уже не является "точкой" - $x = C_{+\delta} - \epsilon$, C - номер счетчика, где ядро

еще существовало/, на больших расстояниях от интегрирования следует переходить к суммированию /геометрической прогрессии, благодаря постоянству h для всех счетчиков установки "Аномалон"/. Спектр пробегов /2/ пучковых ядер (Z) приобретает вид:

$$\Gamma_1(C_1) = e^{\epsilon/\lambda} (1 - e^{-a/\lambda}) e^{-C_1/\lambda}, \quad /7/$$

распределение по L ($L = C_2 - C_1$) "стоповых" фрагментов (Z_2) - /3/:

$$\Gamma_2(L) = \gamma_1 \gamma_2 [A(1-a)e^{-\frac{L}{\lambda_2}} + Ba e^{-\frac{L}{s}}] [1 - e^{-\frac{(K-L)}{\lambda}}] (1 - e^{-\frac{h}{\lambda}})^{-1}, \quad /8/$$

где: $A = F(\lambda, \lambda_2)$, $B = F(\lambda, s)$,

$$F(\lambda, x) = \frac{x}{x-\lambda} e^{\frac{\epsilon}{\lambda} + \frac{(\epsilon_2 - \epsilon)}{x}} [1 - e^{-a(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{x})}] (1 - e^{-\frac{a_2}{x}})^{-1}. \quad /9/$$

Учитывая в /9/, что $\epsilon_2 \approx \epsilon$, $a_2 \approx a$; $\lambda, \lambda_2 \gg a, \epsilon$ и $s \ll \lambda_2$, можно получить приближенные выражения для A и B в /8/:

$$A \approx \frac{a}{\lambda} (1 - e^{-\frac{a_2}{\lambda_2}}) \approx \frac{a^2}{\lambda \lambda_2}, \quad B \approx \frac{s}{\lambda} 4 \operatorname{sh}^2 \frac{a}{2s}. \quad /10a, б/$$

С учетом неопределенности точек взаимодействия зависимость /6/ для $\Lambda(L)$ имеет громоздкий вид:

$$\Lambda(L) = \frac{(1-a)Q(\lambda_2)A e^{-L/\lambda_2} + aQ(s)B e^{-L/s}}{(1-a)A e^{-L/\lambda_2} + aB e^{-L/s}}, \quad /11/$$

где

$$Q(x) = \left[1 - \gamma e^{-\frac{(K-L)}{\lambda}} + (\gamma-1) e^{-\frac{(K-L)}{x}} \right] \left[1 - e^{-\frac{(K-L)}{\lambda}} \right]^{-1} (1 - e^{-\frac{h}{x}})^{-1},$$

$$\gamma = \frac{1 - e^{-\frac{h}{x}}}{1 - e^{-\frac{a}{x}}} \frac{1 - e^{-\frac{a}{x} + \frac{h}{\lambda}}}{1 - e^{-\frac{h}{x} + \frac{h}{\lambda}}}.$$

и упрощается, в предположении $a \approx h$,

$$\Lambda(L) = \frac{(1-a) e^{-L/\lambda_2} + aR e^{-L/s}}{(1-a)(1 - e^{-h/\lambda_2}) e^{-L/\lambda_2} + aR(1 - e^{-h/s}) e^{-L/s}}, \quad /12/$$

$$R = \frac{s}{h} (1 - e^{-\frac{h}{s}})^{-1} 4 \operatorname{sh}^2 \frac{h}{2s}. \quad /13/$$

Следует заметить, что при $a = 0$, но $a < h$ в /11/ могут возникать искажения, соответствующие "длинным" аномальным компонентам ($s \leq \lambda_2/2$). Кроме того, сравнивая /6/ с /12, 13/, можно прид-

ти к выводу о том, что в анализе экспериментальной зависимости $\Lambda(L)$ при одинаковых значениях s ($s \ll h$), $a/\lambda_2 \gg a/\lambda$.

Кроме рассмотренного метода /в работах /4, 10/ он называется "топологическим" /определения параметров фрагментов существуют другие подходы /"спектральные"/ - анализируется эволюция Z^2 спектров фрагментов от точки реакции пучкового ядра вдоль последовательного набора счетчиков. Z^2 -спектры формируются при различных условиях, в частности, фрагмент третьего поколения (Z_3) пучкового ядра (Z) зафиксирован как "прошедший" группу счетчиков /от n_B до n_E /, отстоящих на значительном расстоянии от точки рождения фрагмента Z_1 , который в счетчике n_1 образовал фрагмент Z_2 . Последний, в свою очередь, в счетчике n_2 произвел Z_3 , при этом анализируется выбывание Z_2 в зависимости от n ($1 \leq n < n_B$). Интегрирование по n_1, n_2 /в соответствующих пределах/ вероятностного распределения /1/ дает возможность учесть "подкачку" ($Z \rightarrow Z_1 \rightarrow Z_2 \rightarrow Z_3$)

$$P_2(n) = W_1 \gamma_2 \gamma_3 e^{-\frac{n_B}{\lambda_3}} \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \left[1 - e^{-n(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2})} \right] \left[e^{-n(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3})} - e^{-n_B(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3})} \right] /4/$$

что наряду с "прямым" процессом ($Z \rightarrow Z_2 \rightarrow Z_3$) позволяет описывать участок спектра (N), содержащий Z_2 :

$$N(n) \approx N_0 \gamma_3 e^{-\frac{n_B}{\lambda_3}} \frac{n_B - n}{\lambda_2} (W_2 + W_1 \gamma_2 \frac{n}{\lambda_1}). \quad /15/$$

N_0 - первоначальное число Z , W - вероятности фрагментации /в Z_1, Z_2 /.

Изложенные основные принципы математического обеспечения установки "Аномалон" позволили избежать некоторых неясностей /как, например, в работе /8/ / при обработке экспериментальных данных.

В заключение автор выражает благодарность В.А.Свиридову, А.В.Зарубину и А.И.Семенюшкину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Friedlander E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1084.
2. Голутвин И.А., Никитин В.А., Свиридов В.А., ОИЯИ, Р1-83-53, Дубна, 1983.
3. Вереш И. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна, 1984, с.10.
4. Голутвин И.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 5-84, Дубна, 1984, с.5.
5. Голутвин И.А., Никитин В.А., Свиридов В.А. Авт.свид.СССР № 1140586 G 01 E1/22, Бюллетень ОИ № 32, 1985, с.256.

6. Pshenin E.S., Voinov V.G., Phys.Lett., 1983, 128B, p.133.
7. Tincknell M.L. et al. In: Proc. 7th High.En. Heavy Ion Study, Darmstadt, 1984, p.551.
8. BCJL-collabor. In: Proc. 7th High.En.Heavy Ion Study, Darmstadt, 1984, p.573.
9. Kim U.E., Orłowski M.O. In: Proc. 7th High En.Heavy Ion Study, Darmstadt, 1984, p.671.
10. Вереш И. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 9-85, Дубна, 1985, с.43.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

| | | |
|---------------|--|-------------|
| D17-81-758 | Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981. | 5 р. 40 к. |
| P18-82-117 | Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981. | 3 р. 80 к. |
| D2-82-568 | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982. | 1 р. 75 к. |
| D9-82-664 | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982. | 3 р. 30 к. |
| D3,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р. 00 к. |
| D11-83-511 | Труды совещания по системам и методам, аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982. | 2 р. 50 к. |
| D7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983. | 6 р. 55 к. |
| D2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р. 00 к. |
| D13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р. 50 к. |
| D2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р. 30 к. |
| D1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р. 50 к. |
| D17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/ | 7 р. 75 к. |
| D10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983 | 3 р. 50 к. |
| | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/ | 13 р. 50 к. |
| D4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985. | 3 р. 75 к. |

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1986 года.

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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

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

Яцуненко Ю.А. P1-86-150
Математическое обеспечение установки "Аномалон"

Статистическим распределениям и функциональным зависимостям, полученным в ходе экспериментов на секционированном черенковском детекторе релятивистских ядер, поставлены в соответствие математические аналоги, учитывающие дискретность установки и ограниченную область регистрации ядер /по длине пробега/. Приведен критерий на достоверность идентификации ядерных фрагментов.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Yatsunenکو Yu.A. P1-86-150
Software of "Anomalon" Installation

Mathematical analogues of experimental functions and distributions of sectioned Cherenkov detector are presented as a result of differential probability description of nuclei and fragment passing through detector. Finiteness of nuclear registration region and installation discreteness are taken into account when determining mean free path lengths and anomalous component parts. The branching independence of mean free path length on fragmentation channels is used as a criterion for fragment path reconstruction.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986