

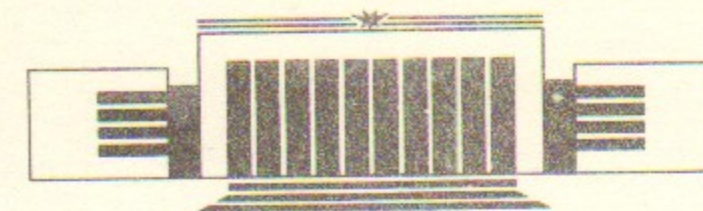


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.А. Грозина

**МОДЕЛИРОВАНИЕ АННИГИЛЯЦИИ  
АНТИПРОТОНОВ НА ЯДРАХ ВЕЩЕСТВА  
В ТОЧКЕ ОСТАНОВКИ**

ПРЕПРИНТ 90-145



НОВОСИБИРСК

Моделирование аннигиляции антипротонов  
на ядрах вещества в точке остановки

Н.А. Грозина

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Настоящий препринт содержит описание программы моделирования взаимодействия антипротонов с ядрами вещества в точке остановки и сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

Simulation of the Antiproton Annihilation  
at Rest on the Nuclei

N.A. Grozina

Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, USSR

АБСТРАКТ

This preprint contains the description of the simulation program of the antiproton interaction with nuclei at rest, and the comparison of the simulation results with the experimental data.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Для моделирования экспериментов на встречных пучках в Институте ядерной физики СО АН СССР несколько лет назад была написана универсальная программа UNIMOD [1]. Для описания процессов, происходящих при прохождении адронов через вещество детектора, в нее включили программу моделирования неупругих взаимодействий адронов с веществом — NUCRIN. Эта программа, созданная в группе физики высоких энергий Лейпцигского университета им. К. Маркса [2], предназначена для расчетов ядерных взаимодействий адронов при энергии до 5 Гэв. Так как на встречных  $e^+e^-$ -пучках в ИЯФ рождаются адроны низких энергий, в ИЯФе программа NUCRIN была модифицирована с целью использования ее и при низких энергиях [3].

В настоящее время программа UNIMOD подвергается серьезной переработке, что привело к значительному увеличению ее возможностей и повышению требований к точности уже имеющихся процессов. В новой версии UNIMOD2 [4] предусмотрена возможность подключения программ моделирования процесса остановки заряженной частицы. Если пользователь не подключает такую программу, то стабильная частица просто пропадает, а нестабильная распадается. В библиотеку UNIMOD2 предполагается включить программы моделирования остановок следующих частиц:  $e^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ . Часть их уже готовы.

В настоящей работе обсуждается физическая модель для реакции  $\bar{p} + \text{ядро}$  и способ ее реализации, а также проводятся сравне-

ния результатов с имеющимися экспериментальными данными. Наше особое внимание к этому процессу объясняется тем, что антипротоны в точке остановки дают характерные «звезды», которые успешно используют для идентификации частиц.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА $\bar{p}$ +ЯДРО

Модель, использованная для описания процесса аннигиляции покоящихся антипротонов на ядрах вещества, занимает промежуточное положение между громоздкими моделями внутриядерных каскадов и простейшими качественными предположениями, использованными, например, в программе GHEISHA [5]. За основу была взята модель, описанная в статье [6]. Однако она не описывает пространственно-временную структуру события и, из-за этого, не дает распределения по энергиям и направлениям движения продуктов реакции, а только распределение по множественности каждого типа частиц с учетом их корреляций между собой. Зато, в отличие от простой модели внутриядерного каскада, делается различие между  $\pi$ -мезонами и нуклонами разных зарядов. Эта модель была несколько изменена с учетом последних экспериментальных данных и дополнена рядом предположений об импульсных распределениях.

Моделирование состоит из двух этапов. Предполагается, что вероятность аннигиляции 100%. На первом этапе антипротон взаимодействует с протоном или нейтроном ядра с вероятностью  $Z/A$  и  $(A-Z)/A$ . Имеются экспериментальные данные [7] о том, что вероятности несколько отличаются от этих значений, но зависимость этого эффекта от  $A$  недостаточно изучена, и мы его не учитываем. При аннигиляции выбирается один из каналов, содержащих от трех до семи  $\pi$ -мезонов. Вероятности неучитываемых пионных каналов пренебрежимо малы (меньше 1%). Вероятность других каналов (например, содержащих КК) не превышает 5%. Распределение по каналам взято из экспериментальных данных [8], правда в связи с плохой регистрацией  $\pi^0$  они несколько неполны. Вероятности различных зарядовых комбинаций при данной множественности считаются пропорциональными  $1/(n_+! n_-! n_0!)$ . Импульсы пионов генерируются из равномерного распределения по фазовому объему, это согласуется с экспериментальными данными. Для этого используется алгоритм Копылова [9]. Функции

$\Phi_n(t)/\Phi_n^0(t)$  приближены сплайнами ( $\Phi_n(t)$  — фазовый объем,  $\Phi_n^0$  — нерелятивистское приближение к нему,  $t$  — кинетическая энергия  $n$  пионов в системе их центра масс). Если аннигиляция  $\bar{p}$  происходит в ядре с  $Z < 2$  или с  $(A-Z) < 2$ , то процесс на этом заканчивается.

В более тяжелых ядрах мы переходим ко второму этапу моделирования. Предполагается, что пион либо влетает в ядро и порождает каскад (с вероятностью  $p=60\%$ ), либо не взаимодействует с ним. Число взаимодействий каждого пиона выбирается по распределению Пуассона со средним  $a \cdot A^b$ , где  $a$  и  $b$  — свободные параметры, которые подбирались так, чтобы средняя множественность совпадала с экспериментом ( $a=1.1$ ,  $b=0.2$ ). В каждом из этих столкновений происходит процесс:  $\pi N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi N$  (хотя инвариантная масса  $\pi N$  не обязательно равна  $m_\Delta$ ). Рассеянный нуклон вылетает из ядра.

Вероятность различных каналов определяется из того, что изоспин  $\Delta$  равен 3/2: вероятность взаимодействия  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^+$  с протоном вычисляется как  $Z/A$ ,  $Z/(3A-2Z)$ ,  $3Z/(A+2Z)$  соответственно (см. приложение), где  $Z$  и  $A$  текущие числа протонов и всех нуклонов в ядре. Вероятности распадов  $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$  и  $\Delta^+ \rightarrow n\pi^+$  (а также  $\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$  и  $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ ) равны 1/3 и 2/3. Нуклоны ядра считаются покоящимися. Угловое распределение в системе центра масс определяется из того, что спин  $\Delta$  равен 3/2, оно имеет вид  $1+3\cos^2\theta$ . Самое последнее столкновение может оказаться не рассеянием, а поглощением. Вероятность для этого случая подбиралась так, чтобы обеспечить согласие с экспериментальными данными о среднем числе пионов [10], она дается формулой:  $P=r-1/\sqrt{A}$ ,  $r=\max[0.4, 0.7-0.00638A]$ .

Поглощение считается двухступенчатым процессом  $\pi N \rightarrow \Delta$ ,  $\Delta N \rightarrow NN$ , где вероятность первого взаимодействия с  $p$  или  $n$  выбирается как и раньше. Вероятности разных каналов на втором этапе определяется изотопической симметрией. В зависимости от заряда происходят процессы:  $\Delta^- p \rightarrow nn$ ;  $\Delta^0 p \rightarrow pn$  с вероятностью  $2Z/(Z+A)$  или  $\Delta^0 n \rightarrow nn$ ;  $\Delta^+ p \rightarrow pp$  с вероятностью  $Z/(2A-Z)$  или  $\Delta^+ n \rightarrow pn$ ;  $\Delta^{++} n \rightarrow pp$ . Угловое распределение нуклонной пары в системе центра масс  $\pi NN$  считается изотропным. Во время развития каскада  $Z$  и  $A$  меняются, так что предыдущие события влияют на вероятность следующих. Если  $Z$  или  $(A-Z)$  упадет до двух, то каскад прекращается.

Вообще говоря, после прохождения каскада остается ядро в возбужденном состоянии, из которого испаряются еще несколько

нуклонов. Однако они имеют низкие энергии, и не учитываются в модели.

Для сравнения можно сказать, что в программе GHEISHA, вызываемой GEANTом для адронных взаимодействий, предусмотрено три канала аннигиляции антипротона на ядрах: 1—в два фотона, 2—в два  $\pi^0$ , 3—в  $\pi^0$  и  $\pi^-$ . При этом нет нуклонов, которые вылетали бы из того же ядра, правда, образовавшиеся пионы впоследствии могут выбивать нуклоны из других ядер. К тому же вероятность аннигиляции в два фотона должна быть много меньше аннигиляции в пионы, в GHEISHA она сильно завышена.

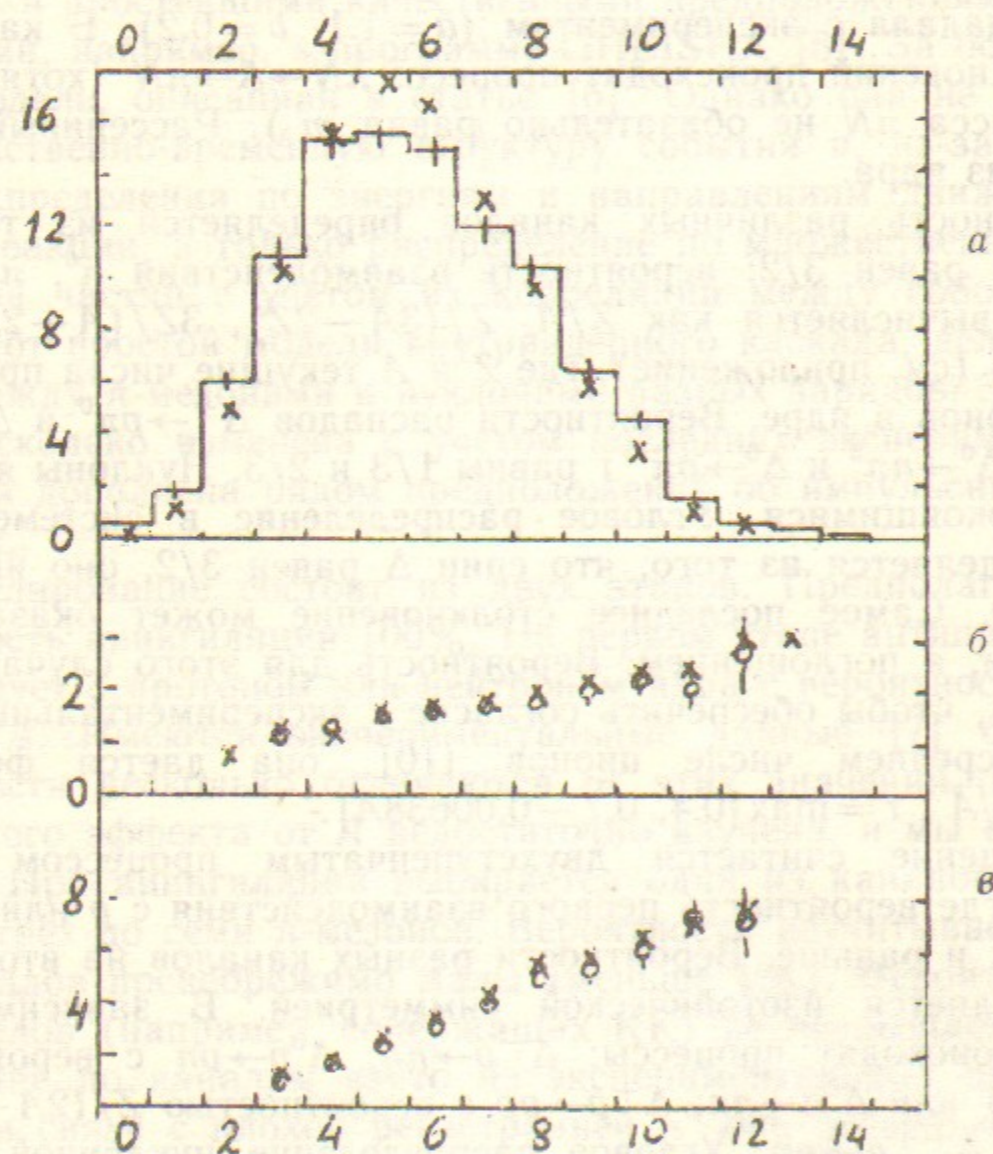


Рис. 1,а. Распределение по множественности заряженных частиц, в процентах, от полного числа событий. Гистограмма—эксперимент, крестики—наша программа.

Рис. 1,б. Среднее число  $\pi^-$  в зависимости от множественности заряженных частиц (○—эксперимент, ×—наша программа).

Рис. 1,в. Среднее число заряженных «ядерных фрагментов», (○—эксперимент, ×—наша программа).

### 3. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Сравнение проводилось с результатами, полученными в стримерной камере с магнитным полем, установленной на пучке антипротонов с LEARa CERN [10]. В эксперименте была набрана статистика 3397 событий аннигиляции покоящегося антипротона на природном неоне. События реконструировались геометрической программой Hydra.

1. На рис. 1,а изображено распределение по множественности заряженных частиц, в процентах от полного числа событий. На рис. 1,б—среднее число  $\pi^-$  в зависимости от множественности заряженных частиц и на рис. 1,в—среднее число заряженных «ядерных фрагментов», у нас это могут быть только протоны, вылетевшие из ядра.

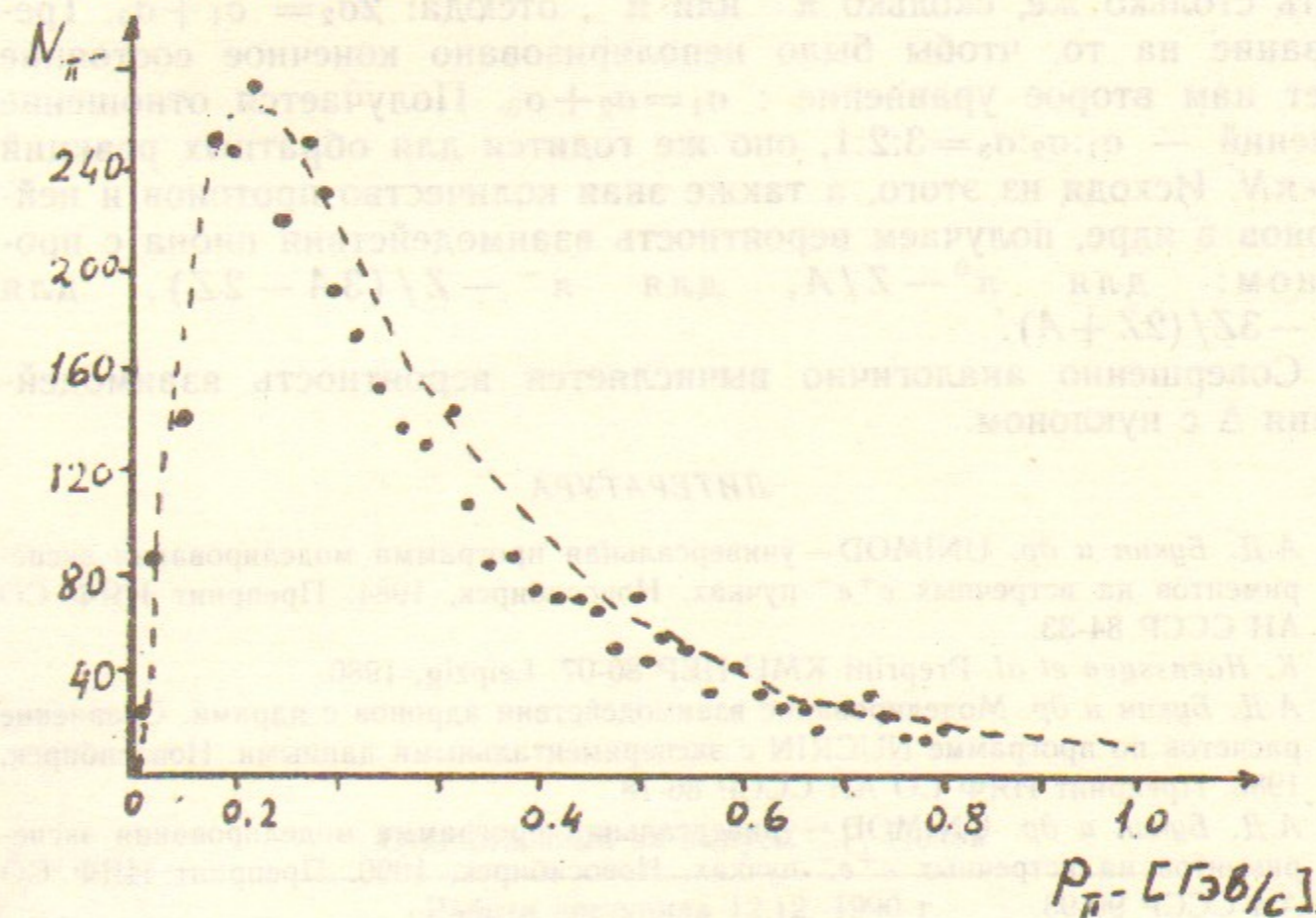


Рис. 2. Распределение импульсов  $\pi^-$ , пунктирная линия—эксперимент, точки—наша программа.

2. На рис. 2 изображено распределение импульсов  $\pi^-$ . Изобразить на рисунках результаты, полученные при моделировании на GEANTE по-видимому не имеет смысла, так как множественность заряженных частиц может быть либо 0, либо 1, а распределение импульсов  $\pi^-$  представляет собой  $\Delta$ -функцию в точке 0.927 ГэВ/с.

## Приложение

Выбор вероятности взаимодействия  $\pi$  с протоном или нейтроном.

Метод, применяемый для этого вычисления, носит название «фабрики Шмушкевича». Основные, заложенные в нем предположения, — начальное и конечное состояние должны быть неполяризованы по изоспину. Возможны реакции:

$$p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}, \quad n\pi^- \rightarrow \Delta^-; \quad (1 \text{ а, б})$$

$$p\pi^0 \rightarrow \Delta^+, \quad n\pi^0 \rightarrow \Delta^0; \quad (2 \text{ а, б})$$

$$n\pi^+ \rightarrow \Delta^+, \quad p\pi^- \rightarrow \Delta^0. \quad (3 \text{ а, б})$$

Сечения реакций *a* и *б* одинаковы по изотопической симметрии (все частицы отличаются только проекцией изоспина).

Чтобы было неполяризовано начальное состояние,  $\pi^0$  должно быть столько же, сколько  $\pi^+$  или  $\pi^-$ , отсюда:  $2\sigma_2 = \sigma_1 + \sigma_3$ . Требование на то, чтобы было неполяризовано конечное состояние дает нам второе уравнение:  $\sigma_1 = \sigma_2 + \sigma_3$ . Получается отношение сечений —  $\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 3 : 2 : 1$ , оно же годится для обратных реакций  $\Delta \rightarrow \pi N$ . Исходя из этого, а также зная количество протонов и нейтронов в ядре, получаем вероятность взаимодействия пиона с протоном: для  $\pi^0 - Z/A$ , для  $\pi^- - Z/(3A - 2Z)$ , для  $\pi^+ - 3Z/(2Z + A)$ .

Совершенно аналогично вычисляется вероятность взаимодействия  $\Delta$  с нуклоном.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Д. Букин и др. UNIMOD — универсальная программа моделирования экспериментов на встречных  $e^+e^-$ -пучках. Новосибирск, 1984. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-33.
2. К. Haenssger et al. Preprint KMU-HEP 80-07. Leipzig, 1980.
3. А.Д. Букин и др. Моделирование взаимодействия адронов с ядрами. Сравнение расчетов по программе NUCRIN с экспериментальными данными. Новосибирск, 1986. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-18.
4. А.Д. Букин и др. UNIMOD — универсальная программа моделирования экспериментов на встречных  $e^+e^-$ -пучках. Новосибирск, 1990. Препринт ИЯФ СО АН СССР 90-93.
5. H. Fesefeldt. GHEISHA. PITHA 85/02, CERN.
6. Cugnon et al. Charge Distribution and Charge Correlation in the Annihilation of Antiprotons on Nucl./Phys. Rev. C, v.38, p.795(1988).
7. Balestra et al. Evidence of Isospin Effects in Antiproton Nucleus Annihilation./Nucl. Phys., v.A491(1989), N4, p.572.
8. Vandermeulen. Properties of the Nucleon-Antinucleon Fireball./Lett. Nuovo Cim., (1974), v.11, N3, p.243.
9. Г.И. Копылов. Основы кинематики резонансов. Наука, 1970 г.
10. Balestra et al. / Antiproton-Neon Annihilation at Rest and at 607 MeV/c / Nucl. Phys., v.A491(1989), N4, p.541.

Н.А. Грозина

### Моделирование аннигиляции антипротонов на ядрах вещества в точке остановки

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 12.12. 1990 г.

Подписано в печать 12.12. 1990 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,7 печ.л., 0,6 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 145.

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.