

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

14  
D-15



Н. Далхажав, К.Д. Толстов

P-689

ОБРАТНЫЙ ПРОСМОТР

Дубна 1961 год

Н. Далхажав, К.Д. Толстов

P-689

ОБРАТНЫЙ ПРОСМОТР

№ 1042/6 48.

Сибирский институт  
научных исследований  
СИБИРСКИЙ

## В в е д е н и е

Поиск событий в ядерных эмульсиях обычно производится в наблюдениях по площади или вдоль следа заряженных частиц, которыми облучалась эмульсия. При просмотре по площади, в особенности когда поток первичных частиц  $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ , с малой эффективностью регистрируются события, содержащие только релятивистские вторичные частицы. Наблюдения вдоль следа требуют хорошей коллимации падающего пучка, сравнительно малой плотности потока  $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$  и дают небольшую производительность в поисках взаимодействий с нуклонами. Ранее нами при изучении взаимодействия протонов с энергией 9 Бэв с ядрами был опробован поиск событий с помощью продолжения вторичных следов из ядерных расщеплений назад к звезде, т.е. в направлении, обратном первичному потоку. Часть событий, проанализированных в работе /1/, была найдена этим методом; в день наблюдатель прослеживал 20-30 см вторичных следов и находил 3-5 взаимодействий, причем большее время уходило на поиск вторичных частиц, так как плотность облучения была малой  $- 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ .

## Метод наблюдений

Настоящая работа проводилась на эмульсионных слоях типа НИКФИ БР размером  $20 \times 10 \text{ см}^2$  толщиной  $400 \mu$ . Эмульсионные камеры из этих слоев облучались быстрыми протонами или  $\pi^-$ -мезонами. Отбирались следы вторичных частиц с ионизацией  $U \leq 1,4 U_0$ ;  $U_0$  - ионизация на следах падающих частиц, которые имели угол наклона к плоскости эмульсии (непроявленной)  $\alpha \leq 5^\circ$ . Угол в плоскости эмульсии с направлением первичных частиц  $\theta$  выбирался в пределах  $\theta \leq 20^\circ$ . Это ограничение по углу  $\theta$  не является обязательным, но оно существенно увеличивает относительную вероятность нахождения взаимодействий быстрых частиц с нуклонами по сравнению с ядерными расщеплениями, так как релятивистские частицы имеют более узкое угловое распределение для нуклонных случаев.

При поиске вначале ось первичного пучка выставляется по направлению движения столика микроскопа (ось X). Это положение отмечается на угловой шкале окулярного микрометра. На расстоянии  $\sim 3 \text{ см}$  от входа частиц в пластинку находится след частицы, удовлетворяющий критериям отбора, направление которого несколько отличается от направления первичного пучка. Такой след с помощью

поворотного столика микроскопа выставляется по оси X и прослеживается в направлении, обратном к направлению первичных частиц до звезды или выхода из слоя. После этого наблюдатель возвращается на место, откуда начал протягиваться данный след и устанавливает столик микроскопа так, чтобы вернуться к отметке на угломерной шкале окулярного микрометра.

Целесообразно работать с пучком первичных частиц с интенсивностью  $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ , так как при малой интенсивности большее время уходит на поиски нужных следов.

### Результаты

На камере, облученной протонами с импульсом 10 Бэв/с, плотность потока составляла  $7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ , а на камере, облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсом 7 Бэв/с, интенсивность была достигнута  $- 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ . В день (5 рабочих часов) наблюдатель находил 8 взаимодействий на протонной камере и 3,5 взаимодействия на мезонной, причем это средний результат, включая начальный период. В таблице 1 даны результаты наблюдений и для сравнения характеристики просмотра вдоль следа.

Т а б л и ц а 1

Характер облучения	Полное число звезд	Число нуклонных звезд	% взаимодействий с нуклонами	Доля нуклонных звезд с числом лучей 5÷8	Среднее число лучей $\bar{n}$	Среднее число лучей с $\alpha \leq 5^\circ$ $\bar{n}_{\alpha \leq 5^\circ}$
P 10 Бэв/с $7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$	514	103	20%	25%	$3,35 \pm 0,3$	
$\pi^-$ 7 Бэв/с $6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$	484	90	18,6%	18,90	$3,3 \pm 0,3$	$1,67 \pm 0,2$
Наблюдения вдоль следа $\pi^-$ 7 Бэв/с	5300	535	10%	11%	$3,0 \pm 0,1$	$0,79 \pm 0,03$

Как видно из таблицы, метод позволяет находить большую долю случаев взаимодействия с нуклонами, а также возрастает доля многолучевых событий: 5÷8 лучей по отношению ко всем нуклонным взаимодействиям. Это объясняется тем, что средняя вероятность нахождения события с числом лучей  $w_s$  зависит от отношения:

$$\frac{w_s}{n_s},$$

где  $n_s$  - есть среднее число частиц с  $\alpha \leq 1,4^\circ$ . Метод дает большую долю следов с углами  $\alpha \leq 5^\circ$ . Это объясняется тем, что луч, по которому звезда отыскивается, выбран с  $\alpha \leq 5^\circ$ , а средняя вероятность того, что остальные лучи будут иметь  $\alpha \leq 5^\circ$ , очевидно, такая же как и для лучей из звезд, найденных по следу. Отсюда получим, что среднее число лучей с  $\alpha \leq 5^\circ$  для звезд обратного просмотра равно

$$\bar{n}_{одр}(\alpha_{эф}) = 1 + (\bar{n}_{одр} - 1) \frac{\bar{n}_{сл}(\alpha_{эф})}{\bar{n}_{сл}},$$

что, в соответствии с данными таблицы 1, дает:

$$\bar{n}_{одр}(\alpha_{эф}) = 1,6 \pm 0,2,$$

а опытная величина  $1,67 \pm 0,2$ . Сопоставим далее угловые распределения лучей в звездах, найденных обратным просмотром, с одинаковым набором звезд, найденных вдоль следа. Для этого были измерены углы с направлением первичного пучка  $\pi^-$ -мезонов в 90 случаях  $\pi^- - N$  взаимодействий и в 90 звездах, найденных по следу в работе (2), которые были взяты произвольно, но для которых распределение по множественности совпадает с распределением звезд обратного просмотра. На рис. 1 даны угловые распределения в лабораторной системе этих двух групп звезд. Как видно из рисунка, угловые распределения в пределах статистических ошибок совпадают.

Если сравнить отношения числа частиц в звездах обеих групп, лучи которых имеют плоский угол  $\theta \geq 20^\circ$  к числу лучей с  $\theta \leq 20^\circ$ , то для обратного просмотра это отношение равно  $0,42 \pm 0,05$ , а вдоль следа  $0,47 \pm 0,02$ . Аналогичное отношение отдельно для 2-х лучевых звезд равно: для обратного просмотра  $0,21 \pm 0,08$  и вдоль следа  $0,37 \pm 0,04$ . Таким образом, как и следовало ожидать, случаи, найденные при обратном просмотре имеют характеристики, совпадающие со звездами, найденными по следу.

Покажем, что ограничения по углам  $\alpha$  и  $\theta$ , использованные при отборе следов, по которым находились звезды, могут быть точно учтены и угловое распределение для этих следов совпадает с угловым распределением всех лучей из звезд, найденных по следу. Вследствие ограничения по углам  $\alpha$  и  $\theta$  вероятность регистрации следа  $\omega$ , имеющего пространственный угол  $\varphi$  с направлением первичного пучка, равна отношению азимутального угла, соответствующего при данном  $\theta$  изменению  $\alpha$  в пределах  $0 \leq \alpha \leq \alpha_{\varphi}$ , к полному азимутальному углу для одного квадранта, т.е.  $\pi/2$ . Азимутальный угол  $\varphi$  есть угол полярной системы координат в плоскости, перпендикулярной падающему пучку (рис. 2). В соответствии с рис. 2 имеем соотношения:

$$\cos \varphi = \cos \alpha \cdot \cos \theta \quad (1)$$

и

$$\sin \varphi = \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} \quad (2)$$

Если бы не было ограничения по  $\theta$ , то  $\omega = \frac{1}{K}$ , где  $K$  - коэффициент геометрических поправок равен:

$$K = \frac{\pi/2}{\arcsin \left( \frac{\sin \alpha_{\varphi}}{\sin \varphi} \right)} \quad (3)$$

(см., например, (3)).

Возможны три случая:

1.  $\varphi < \alpha$  гр., тогда азимутальный угол изменяется от 0 до  $\pi/2$  и, следовательно,  $\omega = \frac{1}{K} = 1$ .
2.  $\varphi < \theta_{\varphi}$ , тогда угол  $\alpha$  может быть равен нулю и, следовательно,  $\varphi$  изменяется от 0 до  $\arcsin(\sin \alpha_{\varphi} / \sin \varphi)$  и "K" находится по формуле (3).
3.  $\varphi_{\varphi} > \varphi > \theta_{\varphi}$ . Начальное значение  $\alpha = \alpha_1$  находится из условия (1).

Пределы изменения  $\varphi$ , согласно (2), равны:

$$\varphi_1 = \arcsin \left[ \frac{\sin \alpha_{\varphi} \cos \left( \frac{\cos \varphi}{\cos \theta_{\varphi}} \right)}{\sin \varphi} \right]; \quad \varphi_2 = \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_{\varphi}}{\sin \varphi} \right).$$

Коэффициент "К" будет равен

$$K = \frac{\sqrt{1/2}}{\psi_2 - \psi_1} = \frac{\sqrt{1/2}}{\arcsin\left(\frac{\sin \alpha_{\text{эф}}}{\sin \varphi}\right) - \arcsin\left[\frac{\sin \arccos\left(\frac{\cos \varphi}{\cos \theta_{\text{эф}}}\right)}{\sin \varphi}\right]} \quad (4)$$

Введя эти геометрические поправки для лучей обратного просмотра, получим угловое распределение в лабораторной системе, ограниченное до углов  $\varphi_{\text{эф}}$ .

$$\varphi_{\text{эф}} = \arccos(\cos \alpha_{\text{эф}} \cdot \cos \theta_{\text{эф}}).$$

На рис. 3 даны эти угловые распределения для  $\theta_{\text{эф}} = 20^\circ$  и двух значений  $\alpha_{\text{эф}}$ , равных  $3^\circ$  и  $5^\circ$  (средняя геометрическая поправка для  $\alpha_{\text{эф}} = 3^\circ$  почти вдвое больше, чем при  $\alpha_{\text{эф}} = 5^\circ$ ).

На рис. 3 также дано угловое распределение лучей из звезд, найденных по следу для одинаковых интервалов углов  $\varphi$ . Все гистограммы нормированы на одинаковую площадь. Как следует из гистограмм, угловые распределения в пределах статистических ошибок согласуются.

В соответствии с этими результатами можно указать следующие преимущества метода обратного просмотра.

1. Большую производительность в поисках случаев взаимодействия с нуклонами по сравнению с просмотром вдоль следа в том числе при ускоренном просмотре.
2. Четырехкратное увеличение доли многолучевых нуклонных взаимодействий по сравнению с наблюдениями вдоль следа.
3. Двукратное увеличение среднего числа следов с углом к плоскости эмульсии  $\alpha \leq 5^\circ$ , т.е. следов, на которых можно методом многократного рассеяния измерить импульс частицы.
4. Возможность при введении геометрических поправок получить правильные угловые распределения.

В заключение отметим, что преимущества метода обратного просмотра в несколько раз возрастут при использовании обогащенных водородом эмульсий

с большим коэффициентом усадки, так как пропорционально увеличению числа ядер водорода возрастет относительная вероятность нахождения случаев взаимодействия с нуклонами. Далее пропорционально увеличению коэффициента усадки возрастет число вторичных лучей с  $\alpha \leq \alpha_{\text{ф}}$  и их средняя длина в одном эмульсионном случае, а следовательно - быстрота поиска случаев.

### Д о п о л н е н и е

Поиск взаимодействий по следам вторичных частиц также применялся в работах <sup>/4/</sup>, где изучалось упругое и неупругое р-р-рассеяние при энергии 6,2 Бэв.

Авторы считают, что ошибки в их наблюдениях могут быть исправлены поправками на эффективность просмотра. Для этого на одном графике (рис.4) было построено распределение по углу ( $\theta \equiv \phi_L$ ) лучей из звезд, образованных на ядрах и эмульсии - кривая "а"; и вторичных лучей, по которым находились звезды - кривая "б". Обе эти кривые совмещались в области, где эффективность просмотра принималась равной единице. В остальных областях парциальные эффективности просмотра принимались равными отношению ординаты кривой "б" к ординате кривой "а". Эти эффективности резко колеблются: 0,08 при  $\theta = 4^\circ$ ; 1 при  $6^\circ \leq \theta \leq 14^\circ$  и 0 при  $\theta = 24^\circ$ .

Однако можно показать, что такая процедура, в принципе, не является строгой. Авторы не учитывают, что вероятность нахождения звезды пропорциональна длине прослеживаемого следа в одной пластинке, то есть сильно зависит от глубинного угла  $\alpha$  и при неизотропном угловом распределении ее нельзя усреднять по интервалу  $0 \leq \alpha \leq 10^\circ$ .

При изотропном угловом распределении, если даже принять, что наблюдатель с одинаковой вероятностью находит вторичные лучи независимо от  $\alpha$  ( $\alpha \leq 10^\circ$ ), то при построении кривой "а" вероятность регистрации луча с данным пространственным углом  $\varphi$ , равная  $\omega_\alpha = \frac{1}{K}$ , определяется по формуле (3). Вероятность нахождения звезды по вторичному лучу с данным углом  $\varphi$  -  $\omega_\beta$  пропорциональна  $1/K \cdot \sin \alpha$ .

Усредненная по интервалу  $\alpha$  вероятность  $\bar{\omega}_\alpha$  в функции  $\theta$  равна:



$$\bar{\omega}_e = \frac{\frac{2}{\pi} \int_{10^\circ}^{30^\circ} \arcsin\left(\frac{\sin 10^\circ}{\sin \varphi}\right) \cdot \arcsin\left(\frac{\sin d}{\sin \varphi}\right) \cdot \sin d \cdot d d}{\int_{10^\circ}^{30^\circ} \arcsin\left(\frac{\sin d}{\sin \varphi}\right) \cdot \sin d \cdot d d} \quad (5)$$

Усредненная вероятность  $\bar{\omega}_b$  находится по формуле, отличающейся от (5), отсутствием множителя  $\sin d$  в интеграле числителя. (Численный расчет, проведенный З. Широковой, которой авторы выражают благодарность, дает, что при изменении  $\theta$  от  $10^\circ$  до  $30^\circ$   $\bar{\omega}_a$  уменьшается в 2,84, а  $\bar{\omega}_b$  - в 3 раза). Следовательно, относительные изменения  $\bar{\omega}_a$  и  $\bar{\omega}_b$  в функции  $\theta$  различны, т.е. кривые "а" и "б" не могут совпадать даже на коротком интервале углов  $\theta$ . При неизотропном угловом распределении различие усилится.

В заключение авторы признательны В.А. Свиридову за полезные обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 марта 1961 года.

#### Л и т е р а т у р а

1. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 1958. Raporteur O. Piccioni, p. 73, Fig. 27. Ref. 10. I, Beliaikov. et al.
2. В.А. Беляков и др. ЖЭТФ, т.39, стр.937, 1960г.
3. В.А. Свиридов. Препринт ОИЯИ 553, 1960г.
4. R.M. Kalbach, J.J. Lord and C.H. Tsao. Phys.Rev. 113, 325 and 332 1959.