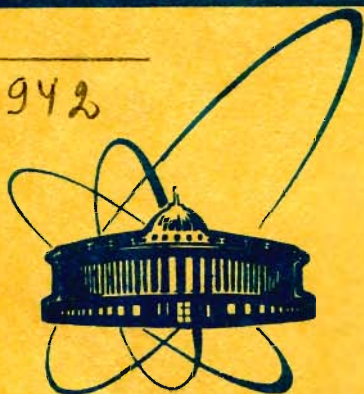


Л-942



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5596 / 2-79

7/1-80

P1 - 12695

В.В. Люков

ИСТОЧНИКИ ФОНА
ПРИ ПОИСКЕ СУПЕРФРАГМЕНТОВ

1979

P1 - 12695

В.В.Люков

ИСТОЧНИКИ ФОНА
ПРИ ПОИСКЕ СУПЕРФРАГМЕНТОВ

Источники фона при поиске суперфрагментов

Исследованы возможные источники фона, имитирующие распады суперфрагментов, и оценены их вероятности. Получены оценки числа фоновых событий, обусловленных аннигиляцией медленных антипротонов, неупругими взаимодействиями высокоэнергетических фрагментов и ливневых частиц с ядрами в эмульсии, а также случайными совпадениями. Показано, что четыре из пяти событий, обнаруженных ранее при поиске суперфрагментов в эмульсии в протон-ядерных взаимодействиях при энергиях 70 и 250 ГэВ, обусловлены, по-видимому, неупругими взаимодействиями ливневых частиц. В случае последнего события наибольшую величину $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ имеет фон от аннигиляции медленных антипротонов. Показано, что целесообразно искать суперфрагменты, вылетающие под большими углами к первичным частицам. Проведенный анализ может быть использован при оценке фона для любых событий, принадлежащих к т.н. классу "двойных звезд".

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Background Sources at the Search for Superfragments

Possible sources of background imitating superfragment decays are examined and their probabilities are estimated. Estimations of the number of background events caused by a slow antiproton annihilation, the inelastic interactions of high-energy fragments and shower particle with nuclei in emulsions, and incident coincidences have been obtained. It is shown that four from five events discovered earlier at the search for superfragments in emulsions in the proton-nucleus interactions at 70 and 250 GeV are apparently caused by inelastic interactions of the shower particle. In the case of the last event the greatest value ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$) has the background from the annihilation of slow antiprotons. It is shown that it is advisable to search for superfragments at big angles with respect to primary particles. This analysis could be used in estimating background for any events belonging to the so-called class of the "double stars".

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможное существование суперядер или суперфрагментов, т.е. связанных состояний "очарованных" барионов /суперонов/ с нуклонами, аналогичных гиперядрам, впервые предсказанное А.А.Тяпкиным /1/, обсуждалось также в работах /2-4/. Была показана принципиальная возможность образования стабильных суперядер легчайшим супероном $\Lambda_c^+(C_0^+)$ с массой $M=2260\text{МэВ}$. Факт существования Λ_c^+ в настоящее время подтвержден экспериментально /5/. О суперядрах пока нет никаких экспериментальных данных. Однако наблюдение суперфрагментов в фотоэмульсии кажется весьма вероятным. Поэтому в данной работе сделана попытка оценить возможные источники фона, которые могут имитировать распады суперфрагментов.

С этой точки зрения проанализированы события, обнаруженные ранее /6/ при поиске суперфрагментов в протон-ядерных взаимодействиях при энергиях 70 и 250 ГэВ.

Суперфрагменты, как и гиперядра, образуют в эмульсии "двойные звезды" одна из которых - первичная, в которой образуется суперядро, а другая - вторичная, обусловленная его распадом. След суперфрагмента, соединяющий две звезды, должен быть черным из-за небольшой его скорости и большого ($Z \geq 2$) заряда. В отличие от гиперфрагментов, пробеги которых до распада достигают сотен микрон, пробеги суперфрагментов не должны превышать нескольких десятков микрон, поскольку время жизни Λ_c^+ составляет $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с /7/ и большинство суперфрагментов будет распадаться на лету. Последнее может привести к некоторому увеличению видимого энерговыделения, которое должно быть не менее $\sim 0,5 - 1\text{ГэВ}$ /разность масс Λ_c^+ и нуклона или Λ^0 составляет $\sim 1,32$ или $\sim 1,14$ ГэВ соответственно/, а также к тому, что суммарный продольный импульс продуктов распада суперядер будет заметно отличаться от нуля и достигать при больших значениях массы и скорости суперядра величины порядка 1-2 ГэВ/с.

Процессы, имитирующие распады суперядер, качественно отличны от фона в случае гиперядер. В качестве процессов, имитирующих распады суперфрагментов, рассмотрим следующие:

1. Аннигиляция антиядер, в том числе и медленных \bar{p} .
2. Неупругие взаимодействия высокоэнергетичных многозарядных ($Z \geq 2$) ядер с ядрами в эмульсии.

3. Неупругие взаимодействия вторичных релятивистских частиц с ядрами. В этом случае необходимо выполнение дополнительных условий, чтобы соединяющий след выглядел черным. А именно:

а/ флуктуация длины блока /или блоков/ на следе ливневой частицы;

б/ заполнение зернами фона просветов на следе ливневой частицы;

в/ наложение следов из первичной или вторичной звезд на след ливневой частицы, вызывающей вторичное взаимодействие.

4. Случайная связь двух генетически не связанных звезд, образованная либо зернами фона, либо одним из черных лучей какой-либо из этих звезд.

2. АННИГИЛЯЦИЯ АНТИЯДЕР

Основной вклад в этот источник фона вносят антипротоны, т.к. с увеличением массового числа антиядер резко падает вероятность их образования. Ожидаемое число событий, имитирующих распады суперфрагментов, обусловленных аннигиляцией медленных \bar{p} /таких, что их следы являются черными, т.е. с энергией $T \lesssim T_{\text{макс}} = 50$ МэВ/, равно:

$$N_{\bar{p}} = N_{st}^1 \int_0^{T_{\text{макс}}} n_{\bar{p}}(T) P_{\text{ан}}(T) dT, \quad /1/$$

где N_{st}^1 - число первичных взаимодействий; $n_{\bar{p}}(T)$ - множественность \bar{p} с некоторой энергией T , образующихся в первичных взаимодействиях; $P_{\text{ан}}(T)$ - вероятность аннигиляции \bar{p} с энергией T на расстоянии не более радиуса поля зрения R_v от первичной звезды.

Экспериментальных данных относительно вероятности образования медленных \bar{p} и вероятности их аннигиляции в зависимости от остаточного пробега практически нет. Поэтому при оценке величины $n_{\bar{p}}(T)$ воспользуемся расчетами вероятности образования \bar{p} в pW -взаимодействиях при различных энергиях протонов W . По утверждению авторов этой работы, точность их расчетов ~ 2 , поэтому полученные нами значения $n_{\bar{p}}(T)$ могут оказаться заниженными. Однако поскольку ядра в эмульсии значительно легче ядер вольфрама /тяжелая компонента ядер в эмульсии - Ag и W /, то наши оценки заведомо завышены, что должно, по меньшей мере, компенсировать неточность расчетов.

Величина $P_{ан}(T)$ была определена по данным работ ^{9,10/}, из которых следует, что, во-первых, медленные \bar{p} аннигилируют в основном либо после остановки, либо при малых ℓ — десятка микрон/ значениях остаточного пробега и, во-вторых, величина свободного пробега \bar{p} с энергией от 10 до 40 МэВ /т.е. с пробегами от 0,5 до 6 мм/ до аннигиляции в эмульсии $\lambda_{\bar{p}}$ равна $13,5_{-5}^{+9}$ см. Очевидно, величина $\lambda_{\bar{p}}$ не очень заметно влияет на конечный результат, если рассматривать вероятность аннигиляции \bar{p} на расстояниях $\ell \ll 0,5$ мм. Поэтому при оценке фона от аннигиляционных звезд $\lambda_{\bar{p}}$ можно принять равной ~ 10 см, а $P_{ан}(T)$ задать в виде

$$P_{ан}(T) = \begin{cases} 1 & \ell \leq R_v, \\ \exp((R_v - \ell)/\lambda'), & R_v < \ell \leq 0,5 \text{ мм}, \\ R_v/\lambda_{\bar{p}}, & \ell < 0,5 \text{ мм}, \end{cases} \quad /2/$$

Здесь ℓ — потенциальный пробег \bar{p} до остановки /равен пробегу протона с той же энергией/; а величина λ' определяется из условия:

$$\exp((R_v - \ell)/\lambda') = R_v/\lambda_{\bar{p}} \quad \text{при} \quad \ell = 0,5 \text{ мм}. \quad /3/$$

В работе ^{6/} первичный просмотр, направленный на поиск первичных звезд, проводился с $R_v \approx 370$ мкм /эффективность регистрации вторичных звезд, особенно при малых расстояниях между центрами звезд, была при этом невысока/, а поиск суперфрагментов проводился с $R_v \approx 60$ мкм. Как указывалось выше, ожидаемые пробеги суперфрагментов не превышают нескольких десятков микрон, поэтому величину фона необходимо оценивать для поиска суперядер на расстояниях от первичных звезд не более ~ 60 мкм.

Число первичных pA -взаимодействий при энергии 70 ГэВ равно $\sim 7 \cdot 10^4$, а при энергии 250 ГэВ $\sim 1,2 \cdot 10^5$ ^{11/}, и определенные по формуле /1/ числа аннигиляционных звезд от медленных \bar{p} в работе ^{6/} равны:

$$N_{\bar{p}} = \begin{cases} 7 \cdot 10^{-4}, & T_p = 70 \text{ ГэВ}, \\ 5 \cdot 10^{-2}, & T_p = 250 \text{ ГэВ}. \end{cases}$$

3. НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ($Z \geq 2$) ЯДЕР

Этот фон достаточно оценить только для случая ядер He из-за меньшей вероятности образования фрагментов с большим зарядом. По данным работ^{/12/} энергетический спектр быстрых $T \geq 100$ МэВ/ ядер He, образующихся в pA-взаимодействиях при энергиях 9 и 19,5 ГэВ, описывается универсальной зависимостью

$$\eta_{\alpha}(T) dT = AT^{-\alpha} dT, \quad /4/$$

где $\alpha \approx 3,3 \pm 0,3$, а частота вылета ядер He с энергией $T \geq 100$ МэВ равна $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ на одно взаимодействие как при 9 ГэВ, так и при 19,5 ГэВ. Как указывалось в работах^{/12/}, независимость формы спектра быстрых гелиевых фрагментов от энергии первичных протонов может быть объяснена тем, что за вылет таких фрагментов отвечают каскадные частицы, средняя энергия которых практически не зависит от энергии первичных частиц /что выполняется вплоть до энергий протонов порядка сотен ГэВ^{/13/}/. Поэтому будем полагать, что такую же форму спектра имеют быстрые ядра He и при энергиях первичных протонов 70 и 250 ГэВ.

Ожидаемое число неупругих взаимодействий быстрых фрагментов He с ядрами в эмульсии равно:

$$N_{\alpha} = N_{st} \frac{Ry}{\lambda_{\alpha}} \int_{T_0}^{T_{\max}} n_{\alpha}(T) dT, \quad /5/$$

где N_{st} - полное число зарегистрированных звезд $\sim 10^5$ при энергии 70 ГэВ и $\sim 1,6 \cdot 10^5$ при энергии 250 ГэВ^{/11/} в условиях эксперимента^{/6/}; λ_{α} - длина свободного пробега ядер He до неупругого взаимодействия ($\lambda_{\alpha} \sim 20$ см^{/13/}); T_{\max} - максимальная возможная энергия ядер He при данной энергии первичных частиц; T_0 равно $\sim 1,5 E_{\text{вид}}$ - видимого энерговыделения /т.е. предполагается, что энергия нейтральных частиц при взаимодействиях быстрых ядер He с ядрами в эмульсии равна, по меньшей мере, половине энергии, уносимой заряженными частицами/. Поскольку неупругие взаимодействия гелиевых фрагментов могут имитировать только распады суперфрагментов на лету, причем такие распады, в которых суммарная величина продольного импульса продуктов распада составляет не менее ~ 1 ГэВ/с, то минимальную величину T_0 примем равной $\sim 1,5$ ГэВ. Тогда ожидаемое число неупругих взаимодействий быстрых ядер He с энергией более $\sim 1,5$ ГэВ с ядрами в эмульсии, использованной в работе^{/6/}, равно:

$$N_{\alpha} = \begin{cases} 3 \cdot 10^{-8}, & T_p = 70 \text{ ГэВ}, \\ 5 \cdot 10^{-8}, & T_p = 250 \text{ ГэВ}. \end{cases}$$

Так как угловое распределение быстрых ядер He сильно анизотропно /величина F/V равна ~10 для $T_{\alpha} \geq 100$ МэВ и быстро увеличивается с ростом $T_{\alpha}^{1/2}$ /, то, очевидно, этот фон будет значительно ниже, если искать суперядра, вылетающие под большими углами.

4. НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ

Как указывалось ранее, в этом случае необходимо выполнение дополнительных условий а/, б/ и в/, чтобы след ливневой частицы выглядел в эмульсии черным. В случаях а/ и б/ ожидаемое число событий на расстоянии от $\ell_{\text{мин}} = 1,5 \text{ мкм}$ - минимального разрешимого расстояния между центрами двух звезд - до ℓ_1 ($\ell_{\text{мин}} < \ell_1 \leq R_v$) равно:

$$N_{s(a,b)} = N_{st}^1 \frac{n_s}{\lambda_s} \int_{\ell_{\text{мин}}}^{\ell_1} P_{s \rightarrow b(a,b)}(\ell) d\ell. \quad /6/$$

Здесь n_s - множественность ливневых частиц в первичных взаимодействиях, равная ~10 при энергии протонов 70 ГэВ и ~14 при энергии 250 ГэВ^{14/}; λ_s - длина свободного пробега до неупругого взаимодействия пионов, составляющих большинство ливневых частиц, равная ~40 см; $P_{s \rightarrow b(a,b)}(\ell)$ - вероятность осуществления процессов а/ и б/.

а/ Флуктуация длины блоба. Вероятность того, что длина блоба на следе ливневой частицы с плотностью зерен g при среднем диаметре проявленного зерна d превышает ℓ , равна^{15/}:

$$P_{s \rightarrow b(a)}(\ell) = \exp(-q\ell), \quad /7/$$

где

$$q \sim \frac{g(1 - \exp(-dg))}{\exp(dg) - 1 - dg}. \quad /8/$$

Для фотоэмульсий, использованных в работе^{16/}, $d = 0,5 \text{ мкм}$, $a = 0,4 \text{ мкм}^{-1}$. Тогда $q \sim 3,4$ и $P_{s \rightarrow b(a)}(\ell) \sim 10^{-3/2} \cdot \ell$.

б/ Заполнение зернами фона просветов на следе ливневой частицы. Средняя длина блока из $j+1$ зерна b_{j+1} равна^{15/}:

$$\bar{b}_{j+1} = d + \frac{j}{q \exp(dg)}, \quad /9/$$

Тогда среднее число зерен в блоке длиной ℓ составляет:

$$M = (\ell - d)q \exp(dq) + 1, \quad /10/$$

из них $g\ell$ зерен принадлежат самому следу, а остальные

$$K = (\ell - d)q \exp(dg) + 1 - g\ell \quad /11/$$

зерен должны быть фоновыми, которые попали в цилиндр длиной ℓ и радиусом ρ / ρ - максимальное расстояние от оси следа частицы, на котором любое зерно считается принадлежащим следу/. Если средняя плотность фоновых зерен равна f , то в объеме $V = \pi \rho^2 \ell$ в среднем будет находиться $F = \pi \rho^2 \ell f$ зерен фона.

Вероятность попадания в объем V не менее чем K зерен фона равна

$$P_{s \rightarrow b(\bar{b})}(\ell) = \sum_{i=K}^{\infty} \frac{F^i \exp(-F)}{i!}. \quad /12/$$

Для фотоэмульсий, использованных в работе^{16/}, $f \approx 10^{-8}$ мкм⁻³, т.е. $F \approx 8 \cdot 10^{-4} \cdot \ell$, если $\rho \approx 0,5$ мкм / $\rho = \sqrt{\rho_1 \rho_2}$, где ρ_1 берется в плоскости эмульсии, а ρ_2 - в перпендикулярной ей плоскости: $\rho_1 \approx 0,25$ мкм, а $\rho_2 \approx 1,0$ мкм в непроявленной эмульсии/. Тогда из /11/ $K \sim 3,7 \cdot \ell - 1$ и величина $P_{s \rightarrow b(\bar{b})}(\ell)$ составляет $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ уже при $\ell = 1$ мкм и быстро уменьшается с увеличением ℓ .

Очевидно, фон б/ пренебрежимо мал по сравнению с фоном а/. Тогда ожидаемое в работе^{16/} число неупругих взаимодействий ливневых частиц, при которых след ливневой частицы выглядит черным за счет флуктуации длины блока, равно:

$$N_{s(a)} = \begin{cases} 2,3 \cdot 10^{-8}, & 1,5 \text{ мкм} \leq \ell \leq 2 \text{ мкм}, \\ 5 \cdot 10^{-4}, & 2 \text{ мкм} < \ell \leq 10 \text{ мкм}, \\ 5 \cdot 10^{-16}, & \ell > 10 \text{ мкм} \end{cases}$$

при энергии протонов 70 ГэВ и

$$N_{s(a)} \approx \begin{cases} 6 \cdot 10^{-8}, & 1,5 \text{ мкм} \leq \ell \leq 2 \text{ мкм}, \\ 1,3 \cdot 10^{-8}, & 2 \text{ мкм} < \ell \leq 10 \text{ мкм}, \\ 1,3 \cdot 10^{-15}, & \ell > 10 \text{ мкм} \end{cases}$$

при энергии протонов 250 ГэВ.

Из-за сильной анизотропии углового распределения ливневых частиц /половина их вылетает в пределах т.н.половинного угла $\theta_{1/2}$, равного $\sim 13^\circ$ при энергии 70 ГэВ и $\sim 8^\circ$ при энергии 250 ГэВ^{/13/} половина таких взаимодействий будет заключена в пределах малого угла $\theta_{1/2}$ на расстояниях до нескольких мкм от первичной звезды.

в/ Наложение на след ливневой частицы, неупруго взаимодействующей с ядром в эмульсии, следов из первичной или вторичной звезды

Будем считать наложением двух или более следов друг на друга испускание их в столь близких направлениях, что на расстоянии ℓ от родительской звезды эти следы расходятся не более чем на расстояние $\rho \sim 1$ мкм, т.е. вылетают в пределах телесного угла ω :

$$\omega = 2\pi(1 - \cos\Delta\theta), \quad /13/$$

где $\Delta\theta = \arctg(\rho/\ell)$.

Вероятность вылета частицы типа i /т.е. либо с черным - b, либо с серым - g, либо с релятивистским - s следом/ в пределах телесного угла ω под углом θ к направлению первичного протона равна:

$$P_i(\omega, \theta) = \frac{\omega}{\Omega} W_i(\theta, \Delta\theta). \quad /14/$$

Здесь $W_i(\theta, \Delta\theta)$ - вероятность вылета частицы типа i в интервале углов от $\theta_1 = \max(0, \theta - \Delta\theta)$ до $\theta_2 = \min(\pi, \theta + \Delta\theta)$, зависящая от типа частиц, выражается через угловое распределение этих частиц:

$$W_i(\theta, \Delta\theta) = \begin{cases} \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2} \left(\frac{dW}{d\cos\theta} \right)_i d\cos\theta & \text{для } b \text{ и } g\text{-следов,} \\ \int_{\eta(\theta_2)}^{\eta(\theta_1)} \frac{dW}{d\eta} d\eta & \text{для } s\text{-следов} \end{cases} \quad /15/$$

$(\eta = -\ln \operatorname{tg}(\frac{\theta}{2})),$

а $\Omega = 2\pi(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$.

Полное число событий, имитирующих распад суперфрагментов за счет вылета в пределах телесного угла ω под углом θ ливневой частицы, неупруго взаимодействующей с ядром в эмульсии на расстоянии ℓ от первичной звезды, и не менее M частиц типа i / $M = 1, 2$ и 4 для b^- , g^- и s -частиц соответственно/, пробеги которых до остановки или взаимодействия не менее ℓ , равно:

$$N_{si} = N_{st}^1 \int_{\ell_{\text{МИН}}}^{R_v} \int_{f(\theta=\pi)}^{f(\theta=0)} \left\{ \sum_{j=M}^{n_i} \frac{n_i!}{j!(n_i-j)!} [P_i(\omega, \theta)]^j [1-P(\omega, \theta)]^{n_i-j} \times \right. \\ \left. \times [F_i(\ell)]^j n_s P_s(\omega, \theta) \right\} df(\theta) \frac{d\ell}{\lambda_s}. \quad /16/$$

Здесь n_i - средняя множественность частиц типа i /для ливневых частиц $n_i = n_s - 1$ /; $f(\theta) = \cos\theta$ для b^- и g^- -частиц или $\eta(\theta)$ для s -частиц; $F_i(\ell)$ - вероятность того, что пробег частицы типа i до остановки или взаимодействия не менее ℓ :

$$F_i(\ell) = \begin{cases} 1 - \ell / \lambda_f & \text{для } b\text{-частиц,} \\ 1 - \ell / \lambda_p & \text{для } g\text{- частиц,} \\ 1 - \ell / \lambda_s & \text{для } s\text{- частиц,} \end{cases} \quad /17/$$

где λ_p - длина свободного пробега до неупругого взаимодействия протонов, равная $35 \text{ см}^{18/}$; для b - частиц для простоты можно предполагать равномерное распределение по пробегам от 0 до $\lambda_p = 6 \text{ мм}$.

Множественности g - и b -частиц при энергиях 70 и 250 ГэВ равны 3 и 5 соответственно^{14/}. Угловое распределение b -частиц практически изотропно. Для g -частиц, как показано в работе^{14/},

$$\left(\frac{dW}{d\cos\theta}\right)_g \approx A \exp(0,96 \cos\theta). \quad /18/$$

Угловое распределение s -частиц также взято из работы^{14/}.

Оцененное по формуле /16/ число событий, имитирующих распады суперфрагментов, равно:

$$N_{si} \approx \begin{cases} 1,0 & \text{для } b\text{-частиц,} \\ 0,05 & \text{для } g\text{-частиц,} \\ 0,5 & \text{для } s\text{-частиц} \end{cases}$$

при энергии протонов 70 ГэВ и

$$N_{si} \approx \begin{cases} 2,4 & \text{для } b\text{-частиц,} \\ 0,13 & \text{для } g\text{-частиц,} \\ 2,5 & \text{для } s\text{-частиц} \end{cases}$$

при энергии протонов 250 ГэВ.

В случае этого фона ~90% фоновых событий должны быть заключены в пределах узкого конуса разлета ливневых частиц на расстояниях до 10 мкм от первичной звезды. Следует отметить, что учитывать фон от наложений g - или s -следов необходимо только в тех случаях, когда во вторичной звезде имеется ряд g - или s -следов, проходящих под малыми углами по отношению к направлению связующего следа. Если же такие следы отсутствуют, как и аналогичный черный след в обеих звездах, то необходимо учесть фон /16/, оцененный для случая наложения черного следа, который останавливается или рассеивается вблизи одной из звезд. Вероятность такой остановки оценена ниже.

5. СЛУЧАЙНАЯ СВЯЗЬ ДВУХ ГЕНЕТИЧЕСКИ НЕ СВЯЗАННЫХ ЗВЕЗД, ОБРАЗОВАННАЯ ОДНИМ ИЗ ЧЕРНЫХ СЛЕДОВ КАКОЙ-ЛИБО ИЗ ЭТИХ ЗВЕЗД

Мы не рассматриваем здесь возможность образования такой связи фоновыми зернами, т.к. ранее было показано, что вероятность этого незначительна. Поэтому необходимо рассмотреть две возможности: а/ совпадение конца черного следа одной звезды с концом следа другой звезды в пределах поля зрения и б/ совпадение конца черного следа одной звезды с центром второй также в пределах поля зрения. Для этого воспользуемся выражениями для оценки вероятности осуществления таких возможностей, полученными в работе ^{17/}, с той разницей, что нас будет интересовать случайная связь двух звезд, одна из которых является первичным взаимодействием, а другая - взаимодействием вторичной нейтральной частицы /в противном случае легко установить природу вторичного расщепления/, причем обе эти звезды должны находиться в пределах поля зрения.

Если n_1 и n_2 - множественности черных следов в первичных и вторичных звездах соответственно; V - просматриваемый при поиске суперфрагментов объем эмульсии вокруг первичной звезды $V = \pi R_V^2 H$, H - толщина эмульсии, равная $\sim 0,6$ мм; N_1 и N_2 - средние множественности первичных и вторичных /образованных нейтральными частицами/ звезд в объеме V , то вероятности обнаружения в объеме V события, обусловленного процессами а/ и б/, равны

$$P_a = \frac{w_a}{V} n_1 N_1 n_2 N_2,$$

$$P_b = \frac{w_b}{V} (n_1 N_1 N_2 + n_2 N_2 N_1). \quad /19/$$

Здесь w_a и w_b - объемы эмульсии, в пределах которых не различаются: а/ концы двух черных следов и б/ конец черного следа и центр звезды. Полное число событий, обусловленных этим фоном, равно:

$$N_c = \frac{N_{st}^1}{V} [w_a n_1 N_1 n_2 N_2 + w_b (n_1 N_1 N_2 + n_2 N_2 N_1)]. \quad /20/$$

Так как $n_1 = n_2 = 5$; w_a и w_b равны, как и в работе ^{17/}, 2 и 10 мкм^3 соответственно; N_1 равно 0,64 для фотоэмульсионной стопки, облученной протонами с энергией 250 ГэВ, и 0,69 и 0,26 для двух стопок, облученных протонами с энергией 70 ГэВ; а N_2 - равно 0,02, 0,006 и 0,019 для тех же стопок соответственно, то

$$N_c = \begin{cases} 1,9 \cdot 10^{-4}, & T_p = 70 \text{ ГэВ}, \\ 9 \cdot 10^{-4}, & T_p = 250 \text{ ГэВ}. \end{cases}$$

Наиболее важным здесь является фон б/, составляющий 2/3 общего числа событий /20/, т.к. фон а/ имитирует незначительную часть распадов суперфрагментов, а именно, те события, в которых суперфрагменты рассеиваются до распада на более или менее значительный угол.

Так как величина P_b составляет $\sim 10^{-9}$, то, очевидно, ожидаемое число событий, обусловленных наложением на след ливневой частицы, неупруго взаимодействующей с ядром в эмульсии, черного следа, оканчивающегося вблизи от центра этого расщепления, пренебрежимо мало по сравнению с другими источниками фона.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы возможные источники фона, имитирующие распады суперфрагментов. Получены оценки количества фоновых событий, ожидаемого в условиях эксперимента ^{16/} /см. таблицу/. Анализ обнаруженных в работе ^{16/}

Таблица

Ожидаемое количество фоновых событий в эксперименте ^{16/}

T_p ГэВ	N_p	N_a	$N_{s(a)}$	N_{sb}	N_{sg}	N_{ss}	N_c
70	$7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-8}$	1,0	$5 \cdot 10^{-2}$	0,5	$2 \cdot 10^{-4}$
250	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-8}$	2,4	0,13	2,5	$9 \cdot 10^{-4}$

событий показывает, что одно событие при энергии 70 ГэВ и два при энергии 250 ГэВ являются, по-видимому, неупругими взаимодействиями ливневых частиц с ядрами в эмульсии с наложением на следы этих частиц следов других ливневых частиц. Одно событие при энергии 70 ГэВ также является взаимодействием ливневой частицы, но в этом случае на связующий след наложился черный след из вторичной звезды. Таким образом, в работе [№]/ число обнаруженных фоновых событий - 4 согласуется с ожидаемым - 6,4. Последнее из зарегистрированных в работе [№]/ событий не может быть обусловлено неупругими взаимодействиями ливневых частиц или высокоэнергетичных фрагментов из-за малой величины продольного импульса /менее 100 МэВ/с/ и большого угла вылета $\theta = 168^\circ$. Наибольшую величину в этом случае имеет фон от аннигиляции медленных \bar{p} - ожидаемое число аннигиляционных звезд равно $\sim 0,05$.

Как видно из таблицы, наибольшую величину имеет фон от неупругих взаимодействий ливневых частиц. Однако этот источник фона может быть значительно /~ на 2-3 порядка/ подавлен, если при поиске суперфрагментов ограничиться областью больших углов: $\theta > \theta_{1/2}$. Такое обрезание одновременно подавит и фон от взаимодействий высокоэнергетичных фрагментов. Кроме того, неупругие взаимодействия имитируют только те распады суперфрагментов на лету, при которых величина импульса суперядра составляет не менее 1 ГэВ/с.

Проведенный анализ может быть использован при оценке фона для любых событий, принадлежащих к классу т.н. "двойных звезд".

Автор выражает глубокую признательность С.А.Бунятову и Ю.А.Батусову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тяпкин А.А. ЯФ, 1975, 22, с. 181.
2. Iwao S. Lett.Nuovo Cim., 1977, 19, p. 647.
3. Dover C.B., Kahana S.H. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.1506.
4. Gatto R., Paccanoni F. Nuovo Cim., 1978, 46A, p. 313.
5. Cazzoli E.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p. 1125;
Knapp B. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p. 882;
Snops A.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p. 197.

6. Батусов Ю.А. и др. ОИЯИ, Е1-10069, Дубна, 1976.
7. Rosner L.D. Charmed Particles Lifetimes, Invited Talk at Workshop on Charm Production and Lifetimes, BRF, University of Delaware, October 19, 1979.
8. Мёринг Г.Е., Таюрский В.А. ИЯФ СОАН СССР 78-2, Новосибирск, 1978.
9. Barkas W.H. et al. Phys.Rev., 1957, 105, p. 1037.
10. Chamberlain O. et al. Phys.Rev., 1959, 113, p. 1615.
11. Бунятов С.А. и др. ОИЯИ, Р1-12315, Дубна, 1979.
12. Такибаев Ж.С., Тлеубергенова Г.А., Шалагина Е.В. ДАН СССР, 1964, 156, с. 785; Такибаев Ж.С. и др. ЯФ, 1966, 3, с. 849.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. "Наука", М., 1972.
14. Otterlund I. et al. Nucl.Phys., 1978, 142B, p. 445.
15. Barkas W.H. Nuclear Research Emulsions. Academic Press, New-York and London, 1963, v. 1.
16. Tsai-Chü et al. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p. 257.
17. Amaldi E. et al. Nuovo Cim., 1955, 1, p. 492.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июля 1979 года.