

Академик АН КазССР Ж. С. ТАКИБАЕВ, Ю. Т. ЛУКИН, П. А. УСИК

СВОЙСТВА ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ В МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Исследование процессов множественного образования адронов при энергиях выше 10^{13} эв в настоящее время возможно лишь в космических лучах. Поскольку на уровне гор поток адронов сверхвысоких энергий очень мал, то для получения достаточной информации об элементарных актах их взаимодействий с веществом необходимы экспериментальные установки с площадью в несколько десятков квадратных метров. По-видимому наиболее подходящими для проведения таких исследований являются рентген-эмульсионные камеры.

В Институте физики высоких энергий АН КазССР проведены поисковые работы для определения оптимальной постановки эксперимента по исследованию семейств гамма-квантов, генерированных в плотной мишени (^{1, 2}). Характерной особенностью выбранного варианта (²) является применение параллельных детектирующих слоев с воздушным зазором около 1 м и использование двуслойной мишени из плотного вещества. В качестве мишени использовали графит и парафин толщиной в 0,15 пробега взаимодействия. Расстояние от мишени до рентген-эмульсионной камеры было 10 м; регистрирующий блок камеры состоял из двух слоев рентгеновской пленки РТ-6, разделенных листом ядерной фотоэмульсии типа Р-2Т толщиной 50 мкм, регистрирующие слои располагались под свинцом на глубине 6 и 9 каскадных единиц.

Целью настоящей публикации является сравнение характеристик семейств гамма-квантов, зарегистрированных описанной установкой (³), с результатами работ других авторов (⁴⁻⁶) и общее обсуждение закономерностей генерации нейтральных пионов при сверхвысоких энергиях.

Имеющиеся экспериментальные данные позволяют проанализировать следующие характеристики семейств гамма-квантов:

- 1) зависимость среднего числа $\bar{N}_\gamma$ гамма-квантов в семействе от полной энергии ΣE_γ ; семейства в И-системе;
- 2) зависимость среднего значения M_γ инвариантной массы семейства от ΣE_γ ;
- 3) интегральное распределение семейств по M_γ .

В качестве теоретической основы для анализа перечисленных свойств мы применили суперкластерную модель множественного образования адронов (⁷), результаты которой удовлетворительно согласуются с данными по множественным процессам в нуклон-нуклонных взаимодействиях при энергиях $E_0 = (10^{11} - 3 \cdot 10^{12})$ эв. Согласно этой модели, в адрон-адронном соударении при энергии выше 10^{11} эв образуется с большой вероятностью один тяжелый кластер (суперкластер), уносящий, в среднем, энергию $0,4E_0$ (на долю нейтральных пионов в среднем приходится энергия $0,12E_0$). Для описания стадии расширения суперкластера и его распада на вторичные частицы используется гидродинамическое приближение теории (⁸) при последовательном учете вкладов областей простых волн. Наблюдаемые на опыте семейства гамма-квантов представляют собой, с точки зрения этой модели, наиболее энергичные гамма-кванты, связанные с распадом суперкластеров.

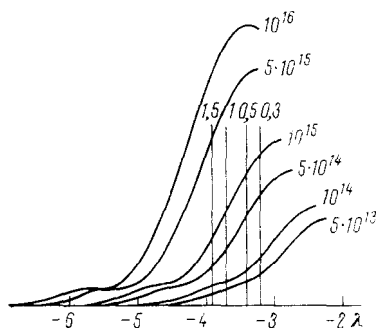


Рис. 1

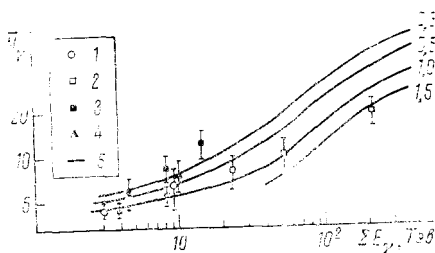


Рис. 2

Рис. 1. Угловые распределения гамма-квантов при различных первичных энергиях (числа у кривых) согласно суперкластерной модели ⁽⁷⁾. Вертикальными прямыми показаны положения различных энергетических порогов регистрации гамма-квантов E_{γ}^n (Тэв)

Рис. 2. Зависимость среднего числа гамма-квантов в семействе $\bar{N}_{\gamma}$ от полной энергии $\sum E_{\gamma}$. 1 — мишенные взаимодействия ⁽³⁾; 2 — атмосферные семейства ⁽⁴⁾; 3 — мишенные семейства ⁽⁴⁾; 4 — мишенные взаимодействия ⁽⁶⁾, 5 — расчет по модели ⁽⁷⁾, числа у кривых — значения соответствующих пороговых энергий E_{γ}^n (Тэв)

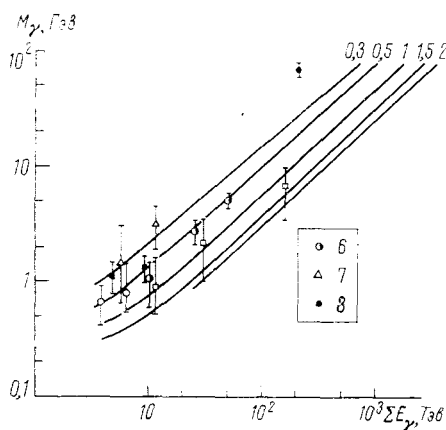


Рис. 3

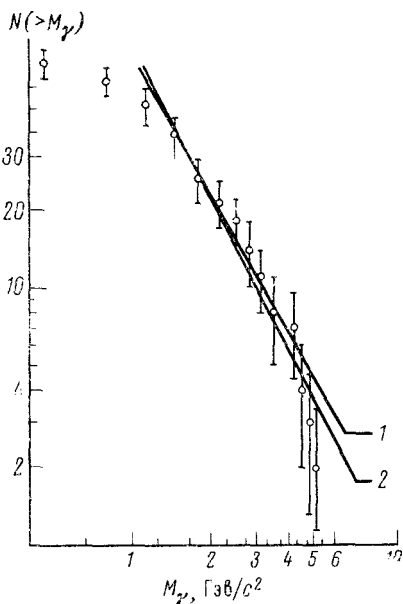


Рис. 4

Рис. 3. Среднее значение инвариантной массы семейства M_{γ} в зависимости от суммарной энергии семейства $\sum E_{\gamma}$. 6 — мишенные взаимодействия ⁽⁵⁾, 7 — результаты анализа данных работы ⁽⁶⁾ при $E_{\gamma}^n=0.3$ Тэв, 8 — «техасская звезда» ⁽⁹⁾. Остальные обозначения, как на рис. 2

Рис. 4. Интегральное распределение семейств гамма-квантов по их инвариантной массе M_{γ} : 1 — аппроксимация экспериментальных данных ⁽¹⁰⁾, 2 — расчет по модели ⁽⁷⁾

На рис. 1 приведены вычисленные по суперкластерной модели угловые распределения гамма-квантов в координатах $\lambda = \lg \lg \theta$ (θ — угол вылета гамма-кванта в Π -системе). Видно, что число гамма-квантов с энергией выше порога регистрации E_{γ}^n существенно зависит от значения E_{γ}^n . (Граничный угол θ_r вылета регистрируемых гамма-квантов связан с E_{γ}^n соотношением

$$\lg \theta_r = \bar{P}_{\perp \gamma} / E_{\gamma}^n,$$

где $\bar{P}_\perp = 0,189$ Гэв/с — средний поперечный импульс кванта.) Экспериментальная и расчетная зависимости $\bar{N}_\gamma$ от ΣE_γ представлены на рис. 2; в расчетах учитывалось, что на опыте отбирали семейства, состоящие из 4 и более гамма-квантов. Из рисунка видно, что $\bar{N}_\gamma$ монотонно возрастает с увеличением ΣE_γ . В различных сериях экспериментов при близких значениях ΣE_γ среднее количество гамма-квантов различается вследствие различия порогов регистрации.

На рис. 3 показано изменение $\bar{M}_\gamma$ в зависимости от суммарной энергии семейства ΣE_γ . Использованы опытные значения масс, вычисленные по формуле (5)

$$M_\gamma = \left(\sum E_\gamma \cdot \sum E_\gamma \theta^2 \right)^{1/2}.$$

Как видно из рисунка, данные различных экспериментов показывают непрерывное увеличение (3) значения M_γ с ростом ΣE_γ .

Расчетные зависимости имеют степенной вид

$$M_\gamma = a \left(\sum E_\gamma \right)^b,$$

где величины a и b — функции порога регистрации гамма-квантов E_γ^n .

На рис. 4 представлено интегральное распределение по M_γ семейств в интервале суммарных энергий $9 \text{ Тэв} \leq \Sigma E_\gamma \leq 80 \text{ Тэв}$ (10). Это распределение аппроксимировано степенной функцией вида $N(\geq M_\gamma) \sim M_\gamma^\alpha$ (кривая 1). Величина показателя α , определенная методом наименьших квадратов, равна $\alpha = -(1,77 \pm 0,21)$. Кривая 2 представляет результат расчета по суперкластерной модели в предположении, что энергетический спектр первичных частиц имеет показатель $\gamma = -1,73$, а сечение взаимодействия логарифмически растет с увеличением первичной энергии:

$$\sigma_{pc}^{1n} = (8,6 \ln E_0 + 199) \text{ мбн.}$$

Энергетический порог E_γ^n принят равным 0,5 Тэв. Видно, что вычисленное интегральное распределение инвариантных масс семейств в пределах ошибок совпадает с наблюдаемым распределением.

Следует отметить еще два важных свойства генерации семейств гамма-квантов. В работах (9) найдено, что среднее значение поперечных импульсов гамма-квантов возрастает с увеличением ΣE_γ . С другой стороны, увеличение среднего поперечного импульса вторичных частиц с возрастанием E_0 является известным следствием гидродинамической модели, связанным с возрастающей ролью поперечного расширения системы (11). Полученная в работе (11) зависимость

$$\bar{P}_{\perp\gamma} \sim E_0^{1/4}$$

согласуется с наблюдаемым увеличением $\bar{P}_{\perp\gamma}$.

Наконец, наблюдаемое свойство масштабной инвариантности (скейлинга) для квантов в семействах (5) также содержится в результатах суперкластерной модели. Действительно, если уравнение состояния вещества, связывающее давление P и плотность энергии ϵ , имеет вид $P = \epsilon/3$, то Лоренц-фактор системы симметрии для наиболее энергичных частиц, образующихся в области простой волны, связан с первичной энергией E_0 соотношением

$$\gamma_s \sim E_0^{0,933},$$

а для ΣE_γ и E_0 имеет место (при $E_\gamma^n = 0,5 \text{ Тэв}$) зависимость $\Sigma E_\gamma \sim E_0^{0,97}$.

На основании проведенного выше анализа можно сделать следующие выводы:

1) данные мишенного эксперимента (3) согласуются с результатами других исследований семейств гамма-квантов. использованная в (3) методика перспективна;

2) основные характеристики семейств гамма-квантов существенно определяются значением порога регистрации квантов $E_{\gamma}^{\text{п}}$;

3) имеющиеся в настоящее время данные по свойствам семейств гамма-квантов, генерированных в множественных процессах при сверхвысоких энергиях, можно интерпретировать в рамках суперкластерной модели⁽⁷⁾, т. е. без привлечения гипотезы⁽⁴⁾ о проявлении в этих процессах новых состояний материи.

Институт физики высоких энергий
Академии наук КазССР
Алма-Ата

Поступило
11 V 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Ю. А. Емельянов, В. М. Иваненко и др., Изв. АН СССР, сер. физ., т. 36, 1810 (1972). ² Ж. С. Такибаев, Ю. А. Емельянов и др., Препринт ИФВЭ АН КазССР ЭВЭ-11, Алма-Ата, 1974. ³ Ж. С. Такибаев, Ю. Т. Лукин и др., Препринт ИФВЭ АН КазССР ЭВЭ-19, Алма-Ата, 1975. ⁴ C. M. G. Lattes, M. Akashi et al., Suppl. Progr. Theor. Phys., v. 47, 5 (1971). ⁵ Japan — Brasil Collaboration, XIII Intern. Cosm. Ray Conf., Conf. Papers, v. 3, 2210 (1973). ⁶ P. K. Malhotra, J. Boulton et al., Nuovo Cimento, v. 40A, 404 (1965). ⁷ Ж. С. Такибаев П. А. Усик, Ядерная физика, т. 18, 899 (1973); Международн. семинар по глубоководным и множественным процессам (Дубна 1973), Препринт ОИЯИ Д 1,2-7411. 219. 1973. ⁸ Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 17, 51 (1953). ⁹ P. H. Fowler, H. H. Wills, Proc. Intern. Cosm. Ray Conf. Jaipur, v. 5, 192 (1963). ¹⁰ Brasil — Japan Emulsion Chamber Collaboration, CKJ Rep.-13, Univ. of Tokyo, Japan, 1974. ¹¹ Г. А. Милехин, ЖЭТФ, т. 35, 1185 (1958).