

## ОБ ОДНОМ КРИТЕРИИ НАБЛЮДЕНИЯ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

С.П. Баранов, Л.В. Фильков

*Предлагается новый экспериментальный критерий проявления кварк-глюонной плазмы, образующейся в нуклон-ядерных и антинуклон-ядерных столкновениях. Критерий состоит в исчезновении поляризации рождающихся странных и очарованных барионов в определенных кинематических областях. Обсуждается применимость критерия в случае столкновения релятивистских ядер.*

Образование и возможность наблюдения кварк-глюонной плазмы (КГП) становятся в последнее время предметом все более широкого обсуждения. Выработка экспериментальных критериев, позволяющих с достоверностью установить присутствие новой фазы материи, остается ключевым вопросом. Наиболее надежным свидетельством образования КГП считалось увеличение относительного выхода странных частиц /1/. Однако, как показали последние оценки /2/, выход странных частиц из КГП не обязательно доминирует над образованием странных частиц в обычной адронной материи при той же температуре. В данной статье указано и исследовано одно яркое различие в характеристиках гиперонов, рождающихся в КГП и в обычных адронных столкновениях, связанное с различием в степени их поляризации.

Поляризация гиперона определяется как проекция его спина на нормаль к плоскости реакции (единственное направление, допускаемое сохранением четности):

$$P_H = (s, n)/|s| \cdot |n|, \quad n = [p_b \times p_H], \quad (1)$$

где  $p_b$  — импульс частиц пучка. Явление поляризации гиперонов, рождающихся в нуклон-ядерных столкновениях, наиболее полно изучено в случае  $\Lambda^0$ -частиц /3/. Поляризация гиперонов здесь зависит от их поперечного импульса  $p_T$ : в области  $0 \leq p_T \leq 1$  ГэВ поляризация монотонно и практически линейно растет с ростом  $p_T$ , в области  $p_T \approx 1 - 1,5$  ГэВ поляризация  $P_{\Lambda^0}$  составляет  $20 \div 30\%$ . Описанный характер зависимости поляризации от  $p_T$  сохраняется в широкой области энергий пучка — от 20 ГэВ до не менее чем 400 ГэВ. Поляризованными рождаются также частицы  $\Sigma^-$  /4/,  $\Sigma^+$  /5/,  $\Xi^-$  /6/. При этом выполняются эмпирические соотношения:  $P(\Lambda^0) = P(\Xi^-) = -P(\Sigma^+)$ ,  $P(\Sigma^-) = -P(\Lambda^0)/2$ . Эффект поляризации еще в большей степени выражен для очарованных барионов. Так, в эксперименте /7/ поляризация  $\Lambda_c^+$ -частиц, рожденных в нейтрон-углеродных соударениях в интервале  $p_T$  от 0 до 1 ГэВ, составила  $50 \pm 20\%$ . Анализ /8/ экспериментов по столкновению нуклонов с различными мишенями ( $H_2, D_2, Be, C, Cu, W, Ir, Pt$ ) позволил установить зависимость поляризации от атомного номера ядра  $A_T$ :  $P \sim A_T^{-1/6}$ . Характер зависимости поляризации от поперечного импульса, ее рост с массой кварка и независимость от энергии находят свое качественное объяснение в некоторых моделях /9, 10/. Небольшое уменьшение поляризации с ростом атомного номера мишени может быть связано с процессом перерасеяния в ядре.

Антигипероны, рожденные в  $\bar{p}p$ -столкновениях /11/ в области фрагментации антипротона, поляризованы в той же степени, что и гипероны, рожденные в области фрагментации протона в  $\bar{p}p$ -,  $pA$ -столкновениях. Антигипероны, рожденные в  $pA$ -столкновениях /12/, оказываются неполяризованными. Последнее, по-видимому, связано с тем, что антигипероны рождаются в этом случае целиком из морских кварков.

Странные и очарованные частицы, образованные в равновесной КГП, должны быть неполяризованными. Это объясняется тем, что направление поляризации гиперона, возникающей при взаимодействии налетающего нуклона с ядром, определяется вектором томасовской прецессии  $\vec{\omega}_T \sim [F \times \vec{\beta}]/m$  ( $\vec{\beta}$  и  $m$  — соответственно скорость и масса составляющих кварков), где удерживающая сила  $F$  действует вдоль направления соединяющего лидирующие валентные и медленные морские кварки. В равновесной КГП нет лидирующих кварков и все направления равноправны, что должно приводить к отсутствию поляризации всех рождающихся частиц.

Таким образом, исчезновение поляризации гиперонов, рождающихся в нуклон-ядерных столкновениях, может быть использовано в качестве критерия наблюдения КГП. Однако этот критерий выполняется и в случае образования равновесных адронных кластеров. Поэтому предлагаемый критерий, как и любой из имеющихся в настоящее время, является необходимым, но не достаточным, и должен рассматриваться в совокупности с другими сигналами КГП. При этом следует иметь в виду, что для анализа необходимо отбирать лишь события, лежащие в определенных областях быстрот и поперечных импульсов. Так, например, в антинуклон-нуклонных столкновениях критерий должны включаться лишь антигипероны, рожденные в области фрагментации антинуклона (т.е. в области рассеяния вперед, где фейнмановская переменная  $x_F = (p_L/p_{L, \max})_{\text{с.м.}} \approx 1$ ), и гипероны, рожденные в области фрагментации нуклона (т.е. в области рассеяния назад,  $x_F \approx -1$ ). В случае нуклон-нуклонных столкновений для анализа также могут быть использованы лишь области  $x_F \approx 1$  и  $x_F \approx -1$ .

Отметим, что поскольку гипероны, рожденные в областях фрагментации мишени и пучка, имеют противоположную поляризацию (в силу различного определения положительного направления нормали к плоскостям реакции (1)), то поляризация в центральной области  $x_F \approx 0$  вследствие компенсации их вкладов неизбежно оказывается нулевой: к такому же результату приведет усреднение поляризации по всему диапазону  $x_F$ . Обращение поляризации в нуль в этих случаях не связано с образованием КГП. Из рассмотрения, видимо, также следует исключить трижды странные гипероны, которые из-за морского характера их рождения могут быть лишены поляризации во всех случаях /13/. Отсутствие в центральной области выделенного направления, связанного с лидирующими частицами, также должно приводить к отсутствию поляризации гиперонов с  $x_F \approx 0$ .

В антинуклон-ядерных столкновениях критерием должна служить поляризация антигиперонов в области  $x_F \approx 1$ , и с несколько меньшими основаниями — поляризация гиперонов в области фрагментации ядра ( $x_F \approx -1$ ).

Для отбора событий по поперечному импульсу можно рекомендовать  $p_T \geq 0,5$  ГэВ; события с  $p_T < 0,5$  ГэВ мало пригодны для рассмотрения из-за малости ожидаемой поляризации.

Распространение критерия на область фрагментации ядер, а следовательно, на ядро-ядерные соударения требует некоторой осторожности. Предлагаемый критерий справедлив здесь в той степени, в какой сталкивающиеся ядра можно считать совокупностями независимых нуклонов: в этом случае в обычных столкновениях можно было бы ожидать  $P \sim A_t^{-1/6}$  в области фрагментации пучка и  $P \sim A_B^{-1/6}$  в области фрагментации мишени. Недостаток экспериментальных данных не позволяет сделать окончательный вывод.

Указания на нулевую поляризацию  $\Lambda^0$  при взаимодействии  $\bar{p}$ -Ta /14/ и в ядро-ядерных столкновениях /15/ могут быть прежде всего связаны с тем, что наблюдаемые события не разделялись по кинематическим областям. Кроме того, эксперименты /15/ нуждаются в значительном увеличении статистики.

В заключение отметим, что предлагаемый здесь критерий не зависит от энергии сталкивающихся частиц. Образование в КГП значительного числа странных (а при больших температурах и очарованных) частиц делает его надежным в статистическом отношении.

Авторы благодарят В.Д. Кекелидзе за полезные обсуждения.

После того, как статья была отправлена в печать, появилась работа /16/, в которой отсутствие поляризации  $\Lambda$ -частиц в центральной области рассматривается как возможный сигнал КГП.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Rafelski J. Preprint CERN TH-3745, 1983.
2. Redlich K. Zeit. Phys., C27, 633 (1985).
3. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 37, 1479 (1983), Erhan S. et al. Phys. Lett., 82B, 301 (1979), Rayshaudhuri K. et al. Phys. Lett., 90B, 319 (1980), Bunce G. et al. Phys. Rev. Lett., 36, 1113 (1976), Heller K. et al. Phys. Lett., 68B, 480 (1977), Heller K. et al. Phys. Rev. Lett., 41, 607 (1979), Lomanno F. et al. Phys. Rev. Lett., 43, 1905 (1979), Wilkinson C. et al. Phys. Rev. Lett., 46, 803 (1981), Abe F. et al. Phys. Rev. Lett., 50, 1102 (1983).

4. Wah Y. et al. Phys. Rev. Lett., **55**, 2551 (1985), Deck L. et al. Phys. Rev., **D28**, 1 (1983), Hsueh S. et al. Phys. Rev. Lett., **54**, 2399 (1985).
5. Ankenbrandt C. et al. Phys. Rev. Lett., **51**, 863 (1983), Wilkinson C. et al. Phys. Rev. Lett., **46**, 803 (1981).
6. Rameika R. Rutgers Univ. Thesis, December 1981.
7. Алеев А. Н. и др. Препринт ОИЯИ Д1-84-859, Дубна, 1984.
8. Алеев А. Н. и др. Препринт ОИЯИ Д1-86-550, Дубна, 1986.
9. Andersson B. et al. Phys. Lett., **85B**, 417 (1979), Andersson B. et al. Preprint LU-TP 82-13, 1982, Баранов С.П. Препринт ФИАН № 323, М., 1985.
10. De Grand T., Miettinen H. Phys. Rev., **D24**, 2419 (1981), Lednicky R. Zeit. Phys., **C26**, 531 (1985).
11. Banerjee S. et al. Nucl. Phys., **B150**, 119 (1979), Bertrand D. et al. Nucl. Phys., **B28**, 365 (1977), Ganguli S. et al. Nuovo Cimento, **44A**, 345 (1978).
12. Heller K. et al. Phys. Rev. Lett., **41**, 607 (1979).
13. Lach J. Preprint FERMLAB-Conf-85/65, 1985.
14. Miyono K. et al. Phys. Rev. Lett., **53**, 1725 (1984).
15. Anikina M. et al. Zeit. Phys., **C25**, 1 (1985).
16. Panagiotou A. Phys. Rev., **C33**, 1999 (1986).

Поступила в редакцию 2 октября 1986 года