

УДК 539.172

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССАХ

А. И. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан краткий обзор основных направлений исследования физики векторных мезонов. В частности, обсуждается модификация свойств векторных мезонов в ядерной среде в условиях высокой температуры и плотности, фоторождение ϕ -мезонов и скрытая странность в нуклонах, образование ϕ -, ω -мезонов и проблема нарушения правила OZI в адронных процессах, образование ω -мезонов как метод исследования свойств нуклонных резонансов.

We give a brief review of the topical problems related the dynamics of vector meson. In particular, we discuss in-medium modification of the vector meson properties in hot and nuclear matter, photoproduction of the ϕ -mesons as a probe for hidden strangeness in a nucleon, ϕ -, ω -production and OZI-rule violation, ω -production as a tool for studying the baryon resonance properties.

1. Актуальность исследования процессов образования векторных мезонов в ядерных взаимодействиях имеет ряд фундаментальных аспектов. Один из них связан с надеждой получить ясный сигнал о возможном восстановлении киральной симметрии в ядерном веществе при высоких температурах и плотностях. Дело в том, что при соответствующем «киральном» фазовом переходе предсказывается существенное изменение свойств (масс, ширины распадов) векторных мезонов [1, 2], которые можно увидеть в спектрах инвариантных масс электрон-позитронных пар, образующихся в ядерных столкновениях при высоких энергиях. Оказалось, что для конкретной реализации этой, довольно ясной на первый взгляд, идеи потребовалось решить несколько взаимосвязанных проблем, каждая из которых имеет самостоятельный научный интерес: это механизм образования векторных мезонов в ядерной среде [3–5], природа резонансных и нерезонансных источников излучения виртуальных и реальных фотонов в адронных и ядерных взаимодействиях [6–10], свойства поляризационных операторов векторных мезонов в сильновзаимодействующей среде [11]. Особое значение имеет выбор наблюдаемых, чувствительных к эффектам поляризации векторных мезонов в ядерной среде. Одна из таких переменных, связанная с измерением асимметрии распада $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\rho \rightarrow e^+e^-$, предложена в [12]. Эти исследования сейчас особенно важны в связи с получением первых экспериментальных указаний на аномалии в спектрах инвариантных

масс диэлектрон, обнаруженных в коллаборациях CERES (CERN) [13] и HELIOS (BNL) [14], и скорым запуском детектора HADES (GSI) [15].

2. Особое место в физике векторных мезонов принадлежит процессам образования ϕ -мезонов, которые могли бы пролить свет на проблему скрытой странности в нуклонах. Известно, что ϕ -мезон состоит преимущественно из $s\bar{s}$ -кварков. Примесь u -, d -кварков у него мала и по порядку величины равна $\sin^2 \Delta\Theta$, где $\Delta\Theta \simeq 3,7^\circ$ есть отклонение от идеального угла $\omega\phi$ -смешивания. Поэтому если в начальном состоянии какого-либо процесса отсутствуют частицы с открытой странностью, то образование ϕ -мезонов должно быть подавлено по сравнению с образованием ω -мезонов, в соответствии с правилом Окубо, Цвейга, Иизуки (OZI). Так, отношение вероятностей образования ω - и ϕ -мезонов должно быть $R_{\omega/\phi}^2 \simeq \text{ctg}^2 \Delta\theta_V \simeq 2,4 \cdot 10^2$. Если в распадах $\omega \rightarrow \pi\gamma$ - и $\phi \rightarrow \pi\gamma$ -мезонов это отношение близко к нему, то в адронных процессах, например $\pi N \rightarrow VN$, $NN \rightarrow VNN$, $\bar{p}p \rightarrow V\dots$ ($V = \omega\phi$), оно значительно меньше, что может быть интерпретировано как указание на большую величину скрытой странности в нуклонах. Если предположить, что скрытая странность в нуклоне может быть на уровне одного или нескольких процентов, то проблема поиска скрытой странности разбивается на два направления: можно ли (i) извлечь информацию о скрытой странности из фоторождения ϕ -мезонов и (ii) понять причину сильного нарушения правила OZI в адронных процессах.

Первое направление детально исследуется в работах [16–19], где с использованием релятивистской кварковой модели рассмотрено образование ϕ -мезонов в процессах выбивания $s\bar{s}$ - и uud -конфигураций из нуклонов ($s\bar{s}$ - и uud -«knockout», соответственно, в s - и u -каналах). Кроме того, детально исследованы амплитуды других («не странных») процессов — померонный обмен, вклад мезонных диаграмм и т. д. На рис. 1 приведен пример расчета дифференциального сечения реакции $\gamma p \rightarrow \phi p$ [18]. Сплошная кривая — это вклад всех фоновых процессов, штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют образованию ϕ -мезонов в процессах выбивания $s\bar{s}$ - и uud -конфигураций соответственно, при условии, что вероятность скрытой странности в нуклоне состав-

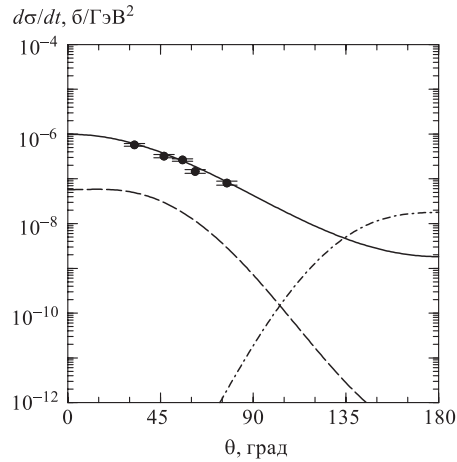


Рис. 1.

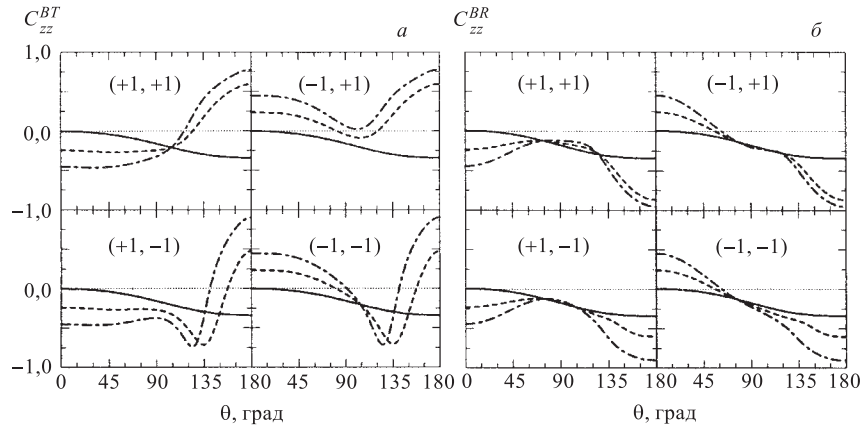


Рис. 2.

влет 1%. Видно, что полное сечение практически полностью описывается фоновыми процессами. Ситуация резко меняется, когда мы переходим к спиновым переменным. В качестве примера на рис. 2 приведен расчет спиновых асимметрий: пучок–мишень C_{zz}^{BT} (рис. 2, а) и пучок–нуклон отдачи $C_{zz'}^{BR}$ (рис. 2, б) как функция от угла образования ϕ -мезона:

$$C_{zz'}^{BT, BR} = \frac{d\sigma(\uparrow\downarrow) - d\sigma(\uparrow\uparrow)}{d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\uparrow\uparrow)}, \quad (1)$$

где стрелки указывают направление спиральностей соответствующих частиц. Сплошные кривые предсказывают асимметрию без учета скрытой странности, штриховые и штрихпунктирные соответствуют расчету с учетом скрытой странности на уровне 0,25 и 1% соответственно. Символы $(\pm 1, \pm 1)$ соответствуют фазам синглетной и триплетной амплитуд $s\bar{s}$ -конфигураций в нуклоне. Видно, что учет даже небольшой примеси скрытой странности приводит к большому эффекту, особенно при малых углах образования ϕ -мезонов, т. е. там, где сечение максимально. Таким образом, фото/электророждение ϕ -мезонов может быть реальным инструментом исследования скрытой странности в адронах и ядрах.

3. Как уже отмечалось, еще одной важной проблемой является относительно малая величина отношения выхода ω - к ϕ -мезонам в адронных процессах вблизи порога. В качестве примера приведем простейшую адронную реакцию $\pi^- p \rightarrow pV$, $V = \phi, \omega$. Здесь измеренное отношение амплитуд образования ω - и ϕ -мезонов $R_{\omega/\phi} = 8,7 \pm 1,8$ почти в два раза меньше ожидаемого $R_{\omega/\phi}^{\text{OZI}} = 15,43$. Объяснение этого эффекта состоит в следующем [20]. В амплитуду процесса наряду с t -канальным мезонным обменом дают вклад s - и

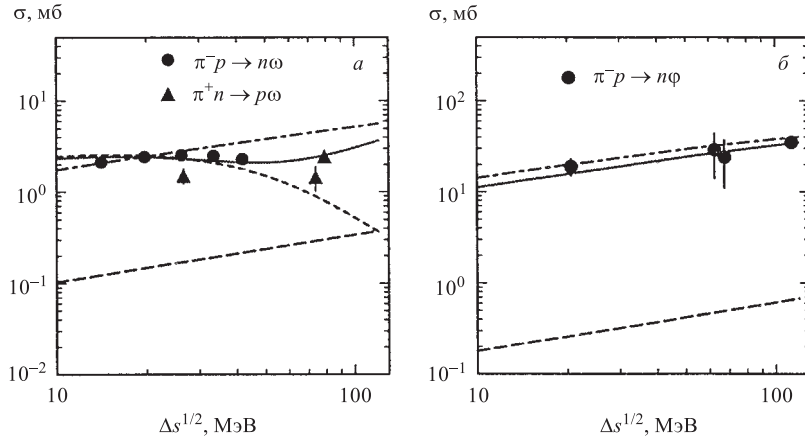


Рис. 3.

u -канальные обмены нуклонов и нуклонных резонансов. Амплитуды мезонного обмена задаются константами $\omega\pi\rho$ - и $\phi\pi\rho$ -взаимодействий и их отношение близко по величине к $R_{\omega/\phi}^{OZI}$, т. е. если игнорировать динамический аспект, связанный с разницей масс ω - и ϕ -мезонов, то следовало бы ожидать, что $R_{\omega/\phi} \simeq R_{\omega/\phi}^{OZI}$. Оказалось, что относительный вклад s - и u -каналов в амплитуду образования ϕ -мезонов динамически подавлен, в то время как в случае ω -мезонов все каналы имеют один порядок величины и деструктивно интерферируют между собой.

На рис. 3 приведен результат расчета соответствующих сечений как функция превышения полной энергии относительно порога. Штрихпунктирные, штриховые и короткие штриховые линии соответствуют вкладам t -канальных мезонообменных, s -, u -канальных нуклоно- и резонансно-обменных вкладов соответственно, взятых по отдельности. В расчете были учтены все известные резонансы с массой $M_{N^*} \leq 1750$ МэВ. Видно что в реакции $\pi N \rightarrow \omega N$ вклад нуклонных резонансов весьма значителен, в то время как в реакции $\pi N \rightarrow \phi N$ доминирует мезонный обмен. Рассчитанное отношение $R_{\omega/\phi}$ составляет величину 7,5–10, что согласуется с экспериментом. Интересным следствием различия механизмов образования ω - и ϕ -мезонов является сильное различие в угловых распределениях e^+e^- , образующихся в реакциях $\pi N \rightarrow N\omega \rightarrow Ne^+e^-$ и $\pi N \rightarrow N\phi \rightarrow Ne^+e^-$. t -канальные мезонообменные диаграммы приводят к анизотропному угловому распределению, тогда как N -, N^* -обмен дает изотропное распределение. Это различие показано на рис. 4, где приведен расчет нормированного на единицу углового распределения электронов при начальной энергии 20 МэВ над порогом: видно анизотропное распределение в $\pi N \rightarrow N\phi \rightarrow Ne^+e^-$ и почти полностью изотроп-

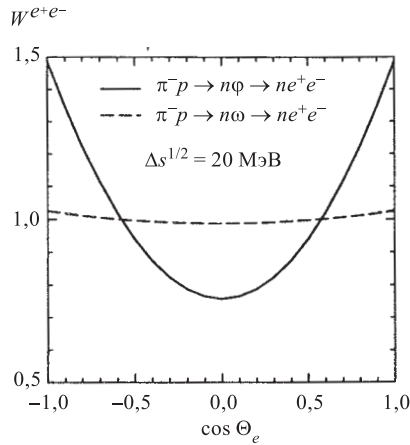


Рис. 4.

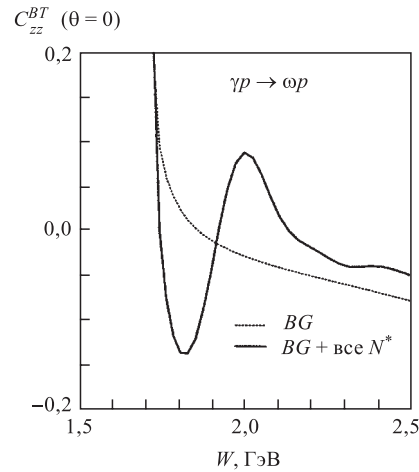


Рис. 5.

ное в реакции $\pi N \rightarrow N\omega \rightarrow Ne^+e^-$. Предсказанный эффект может быть исследован экспериментально на установке HADES в ближайшее время.

4. И, наконец, отметим, что проблема исследования нуклонных резонансов имеет глубокий самостоятельный интерес и здесь может быть эффективно использовано фото/электророждение ω -мезонов. Вклад резонансов идет на фоне сильной «нерезонансной» части амплитуды, поэтому выделить его из полных сечений практически невозможно. Однако анализ спиновых переменных показывает, что в ряде случаев резонансный канал может ярко проявить себя. В качестве примера на рис. 5 приведен предсказательный расчет асимметрии пучок–мишень C^{BT} как функции полной энергии в системе центра масс W — энергии при нулевом угле образования ω -мезонов [21].

В заключение отметим, что все перечисленные проблемы взаимосвязаны и имеют прямое отношение ко многим другим явлениям и процессам в физике частиц и ядра, активно исследуемым в настоящее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gulamov T. I., Titov A. I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1995. V. 61.
2. Titov A. I., Gulamov T. I., Kämpfer B. // Russ. Jour. Nucl. Phys. 1996. V. 59. P. 727.
3. Bratkovskaya E. L., Titov A. I. // Phys. Lett. B. 1992. V. 282. P. 127.
4. Bratkovskaya E. L., Titov A. I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1992. V. 55. P. 2522.
5. Titov A. I., Kämpfer B., Reznik B. L. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 543. P. 999.
6. Gudima K. K., Toneev V. D., Titov A. I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1992. V. 56.
7. Kämpfer B., Titov A. I., Bratkovskaya E. L. // Phys. Lett. B. 1993. V. 301. P. 123.

8. *Bratkovskaya E. L. et al.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1994. V. 57. P. 924.
9. *Titov A. I., Kämpfer B., Bratkovskaya E. L.* // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51. P. 227.
10. *Shklyar V. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 628. P. 255.
11. *Titov A. I., Gulamov T. I., Kämpfer B.* // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 53. P. 3770.
12. *Gulamov T. I., Titov A. I., Kämpfer B.* // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 372. P. 1996.
13. *Ullrich Th. et al. (CERES collaboration)* // *Nucl. Phys. A.* 1996. V. 610. P. 317c.
14. *Masera N. et al. (HELIOS collaboration)* // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 590. P. 93c.
15. *Friese J. et al. (HADES collaboration)* // *GSI report 97-1.* 1997. P. 193.
16. *Titov A. I., Oh Y., Yang S. N.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 1634.
17. *Titov A. I., Oh Y., Yang S. N.* // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 618. P. 259.
18. *Titov A. I. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 2429.
19. *Titov A. I. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 60. P. 035205.
20. *Titov A. I., Kämpfer B., Reznik B. L.* nucl-th/0102032; *Nucl. Phys. A.* (in print).
21. *Oh Y., Titov A. I., Lee T.-S. H.* // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. P. 025201.