

Дьяченко А. Т., Барышников В. Н.

МОДЕЛЬ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА ПОДПОРОГОВЫХ п. МЕЗООНОВ

Адрес статьи: www.gramota.net/materials/1/2008/1/23.html

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

Альманах современной науки и образования

Тамбов: Грамота, 2008. № 1 (8). С. 61-64. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: www.gramota.net/editions/1.html

Содержание данного номера журнала: www.gramota.net/materials/1/2008/1/

© Издательство "Грамота"

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: www.gramota.net

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: almanac@gramota.net

тика» внедрен в нескольких ВУЗах и отвечает требованиям службы лучше, чем 1:С, но не имеет возможности передавать данные в 1:С «Бухгалтерию».

А вот для учебно-методической работы лучше создать собственное программное обеспечение, отвечающее сложившемуся производственному процессу, специфике учебного заведения, действующим стандартам. Возможно, в результате получится комплекс программ, работающих в деканате, методическом отделе, приемной комиссии и кафедрах. Программы, входящие в комплекс, могут выполняться различными людьми с использованием разных инструментальных сред. В этом случае повышаются требования к проектированию информационной системы и обеспечению обмена данными.

Выбор пути автоматизации зависит от многих факторов, определяющих состояние и возможности ВУЗа. Потратить усилия на создание собственного продукта, дожидаться масштабной и, возможно, принудительной автоматизации «сверху», пойти на промежуточный вариант. Решение будет удачным, если вопрос будет решаться с учетом специфики ВУЗа и самим ВУЗом.

МОДЕЛЬ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА ПОДПОРОГОВЫХ π - МЕЗОНОВ

Дьяченко А. Т., Барышников В. Н.

Петербургский государственный университет путей сообщения
НИИ физики им В. А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета

Рассмотрено образование подпороговых π - мезонов в столкновениях тяжелых ионов в рамках гидродинамического подхода. Рассчитанные двойные дифференциальные сечения образования пионов согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Одним из ярких проявлений коллективной динамики ядро-ядерных столкновений в области средних энергий является образование π - мезонов при энергиях ниже порога (300 МэВ) в свободных нуклон-нуклонных столкновениях [Badala 1991: 4, Grosse 1985: 10].

Для описания подпорогового пионообразования используются различные подходы. Это модели независимых нуклонных соударений [Баткин 1991: 1], статистические модели [Aichelin 1985: 3, Bonasera 1988: 6] и динамические подходы [Vasak 1980: 11, Баткин 1991: 1, Дьяченко 2004: 2].

Вблизи абсолютного порога может проявиться когерентный механизм пионообразования. Этот механизм пионообразования с учетом динамики среднего поля был рассмотрен ранее [Дьяченко 1988: 2]. Недавно [Дьяченко 2007: 2] нами было рассмотрено рождение пионов вблизи порога в протон-ядерных столкновениях в рамках кинематического подхода за счет учета ферми-движения нуклонов в ядре.

В настоящей работе в рамках гидродинамического подхода учитывается термализация первоначально неравновесного состояния сталкивающихся ядер. Рождение подпороговых π - мезонов происходит в результате образования области локального нагрева (hot spot).

Для описания взаимодействия тяжелых ионов с энергией в несколько десятков МэВ на нуклон используется уравнение нерелятивистской гидродинамики с изменяющимся со временем и с энергией уравнением состояния [Дьяченко 1987: 2, Дьяченко 1994: 2].

Термализация первоначально неравновесного состояния происходит при временах, сравнимых с временем релаксации τ [Bertsch 1978: 5]. При временах столкновения $t_c = L/c_s$ (c_s - скорость звука, L - характерный размер системы), меньших τ - реализуется анизотропное уравнение состояния, приводящее к преобладающему продольному движению ядерной среды.

Это приводит к тому, что после стадий сжатия и расширения с учетом термализации и бокового движения на стадии разлета образуется тепловой источник нуклонов, фрагментов и π - мезонов, имеющий скорость, равную половине скорости пучка налетающих ядер в лабораторной системе.

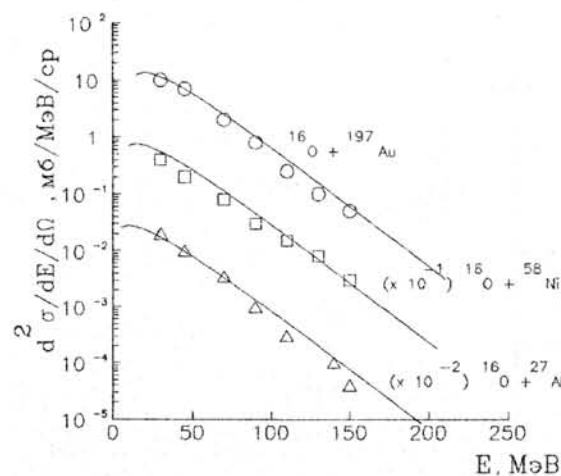


Рис. 1. Сравнение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных [Badala 1991: 4] (точки) двойных дифференциальных сечений испускания протонов под углом 90° в реакциях $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ при энергии ионов кислорода 94 МэВ на нуклон.

На Рис. 1 приведены двойные дифференциальные сечения испускания под углом 90° протонов в реакциях ионов кислорода ^{16}O с ядрами ^{27}Al , ^{58}Ni и ^{197}Au , полученные в гидродинамическом подходе (сплошные линии) при энергии 94 МэВ/нуклон. Экспериментальные точки взяты из работы [Badala 1991: 4].

Развитие модели требует проверки ее на широком экспериментальном материале. Поэтому наряду с описанием высокоэнергетических частиц (нуклонов и фрагментов) [Дьяченко 1994: 2, D'yachenko 1997: 9] представляется естественным включить в рассмотрение описание образования π -мезонов.

Сечение испускания π -мезонов находится из условия, что число частиц $f d^3 p$ и величина $(d^3 p)/E$ являются релятивистскими инвариантами [Das Gupta 1981: 8]. В результате двойное дифференциальное сечение реакции $A+B \rightarrow \pi+X$ равно

$$\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} = \frac{2\pi}{h^3} \int l d\vec{r} \gamma(E - p v \cos \vartheta) p Q f(E, \vec{p}, t), \quad (1)$$

где функция распределения π -мезонов имеет вид

$$f(E, \vec{p}, t) = g \left(\exp\left(\frac{\gamma(E - p v \cos \theta)}{T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (2)$$

Здесь E и P - соответственно полная энергия и импульс π -мезона $E = \sqrt{p^2 + m_\pi^2}$, $\vec{v}(\vec{r}, t)$ и $T(\vec{r}, t)$ - соответственно поля скоростей и температур, являющиеся решениями уравнений гидродинамики, $\gamma(\gamma = 1/\sqrt{1-v^2})$ - лоренц фактор, l - параметр удара, Q - фактор поглощения π -мезонов в ядре, $g=1$ для пионов.

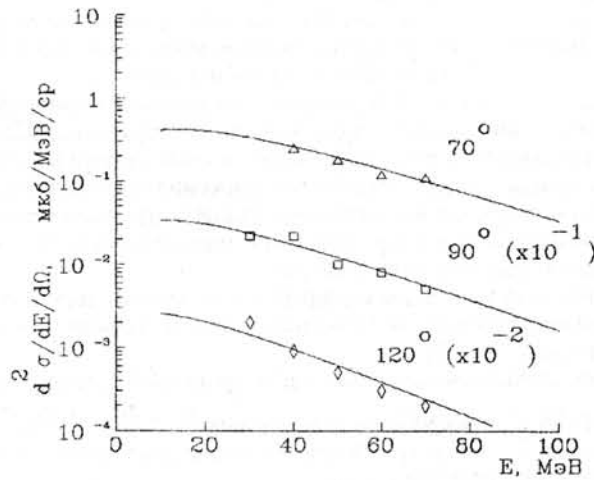


Рис. 2. Сравнение расчетных (сплошные линии) двойных дифференциальных сечений образования π^+ -мезонов в реакции $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ при энергии ионов кислорода 94 МэВ на нуклон под углами $70^\circ, 90^\circ$ и 120° с экспериментальными данными [Badala 1991: 4].

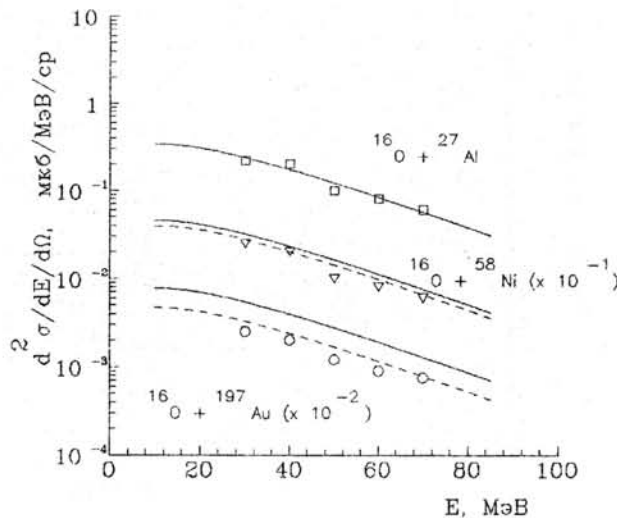


Рис. 3. Сравнение расчетных, без учета (сплошные линии) и с учетом дополнительного поглощения (штриховые линии), двойных дифференциальных сечений образования π^+ -мезонов под углом 90° в реакциях $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$, $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ при энергии ионов кислорода 94 МэВ на нуклон с экспериментальными данными [Badala 1991: 4].

Согласно [Cassing 1990: 7], поглощение π^- - мезонов можно учесть, вводя фактор

$$Q = \left\langle \exp\left(-\int_r^R \sigma \rho dr\right) \right\rangle = \exp\left(-\frac{\langle R \rangle}{\lambda}\right), \quad (3)$$

где $\langle R \rangle$ - средний размер ядра, с которым взаимодействует вылетающий π^- - мезон, $\lambda = \frac{1}{\sigma \rho}$ - средняя длина свободного пробега π^- - мезона в ядре.

Расчеты сечений образования π^- - мезонов проводились согласно выражениям (1)-(3) при параметрах взаимодействия Скирма, равных $b_0 = -1030$ МэВ фм³, $b_3 = 14000$ МэВ фм⁶ [D'yachenko 1997: 9].

Результаты вычислений сечений образования π^+ сопоставлялись с экспериментальными данными [Badala 1991: 4] для реакций $^{16}O + ^{27}Al$, $^{16}O + ^{58}Ni$ и $^{16}O + ^{197}Au$ при энергии ионов кислорода 94 МэВ на нуклон.

Рис. 2 демонстрирует согласие расчетных и экспериментальных двойных дифференциальных сечений образования π^+ - мезонов для реакции $^{16}O + ^{27}Al \rightarrow \pi^+ + X$ под углами 70° , 90° и 120° . В расчетах по формулам (1) - (3) учитывалось поглощение π^+ - мезонов введением фактора Q , где значение λ выбиралось равным 3 фм, $\langle R \rangle$ - радиус образующегося горячего пятна.

На Рис. 3 сравниваются расчетные двойные дифференциальные сечения образования π^+ - мезонов под углом 90° с экспериментальными данными для трех реакций $^{16}O + ^{27}Al$, $^{16}O + ^{58}Ni$ и $^{16}O + ^{197}Au$. Можно видеть совпадение расчетной кривой (сплошная линия) с экспериментальными данными для реакции $^{16}O + ^{27}Al$. Однако для более тяжелых мишеней (^{58}Ni и ^{197}Au) расчетные кривые идут выше экспериментальных точек.

Расхождение с экспериментом может быть устранено в результате учета дополнительного поглощения π^- - мезонов в окружающей hot spot ядерной среде. Это оказывается существенным для достаточно тяжелых мишеней - ^{58}Ni и особенно ^{197}Au .

С этой целью фактор эффективного дополнительного поглощения взят в виде $Q_1 = \exp(-R_{eff} / \lambda)$. Здесь R_{eff} выбиралось пропорциональным $A^{1/3} + \alpha$ (A - массовое число образующегося составного ядра, α - константа) и обращающимся в нуль для реакции $^{16}O + ^{27}Al$ (для легких взаимодействующих систем дополнительным поглощением пренебрегалось). Полученные с учетом дополнительного поглощения сечения образования π^+ - мезонов для реакций $^{16}O + ^{58}Ni$ и $^{16}O + ^{197}Au$ приведены на Рис. 3. штриховыми линиями. Имеется согласие с экспериментальными данными [Badala 1991: 4].

Таким образом, в области энергии тяжелых ионов в несколько десятков МэВ на нуклон может реализоваться некогерентный источник подпороговых π^- - мезонов, перемещающийся со скоростью, равной половине скорости пучка налетающих ядер.

Список использованной литературы

1. Баткин И. С. Подпороговое рождение π^- - мезонов в столкновениях ионов промежуточных энергий / Баткин И. С., Копытин И. В., Пениожкевич Ю. Э. // ЭЧАЯ. 1991. - Т. 22. - С. 512-558.
2. Дьяченко А. Т. Квазиклассическое описание динамики взаимодействия тяжелых ядер: Автореф. дис. ... док. физ.-мат. наук. - СПб.: Санкт-Петербургский ун-т, 2004. - 32с.
3. Он же. Когерентный механизм подпорогового рождения π^0 - мезонов в столкновениях тяжелых ионов // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. - Т. 52. - С. 955-958.
4. Он же. Рождение π^- - мезонов протонами на ядрах вблизи порога / Дьяченко А. Т., Барышников В. Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. - Т. 71. - С. 905-907.
5. Он же. Полуфеноменологические уравнения ядерной газодинамики в промежуточной области энергий ядерных столкновений // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. - Т. 51. - С. 902-906.
6. Он же. Спектр быстрых частиц в гидродинамической модели столкновений тяжелых ионов // Ядерная физика. 1994. - Т. 57. - С. 2006-2012.
7. Aichelin J. Numerical simulation of medium energy heavy ion reaction / Aichelin J., Bertsch G. F. // Phys. Rev. 1985. - V. C31. - P. 1730-1738.
8. Badala A. Statistical and Microscopic Description of Energetic Products in the Reactions Induced by ^{16}O on ^{27}Al , ^{58}Ni , and ^{197}Au at 94 MeV/nucleon / Badala A. et al. // Phys. Rev. 1991. - V. C43. - P. 190-210.

9. **Bertsch G.** The Collision Integral in Nuclear Matter at Zero Temperature // *Z. Phys.* 1978. - V. A289. - P. 103-105.
10. **Bonasera A.** Statistical Pion and Hard Photon Production in Medium Energy Heavy Ion Collisions / Bonasera A. et al. // *Nucl. Phys.* 1988. - V. A483. - P. 738-752.
11. **Cassing W.** Production of Energetic Particles in Heavy Ion Collisions / Cassing W. et al. // *Phys. Rep.* 1990. - V. 188. - P. 363-449.
12. **Das Gupta S.** The Thermodynamic Model for Relativistic Heavy Ion Collisions / Das Gupta S., Mekjian A. Z. // *Phys. Rep.* 1981. - V. 72. - P. 131-183.
13. **D'yachenko A. T.** The Fragments in Fluid Dynamics Model of Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys.* 1997. - V. A626. - P. 273-277.
14. **Grosse E.** Subthreshold Pion Production in Nucleus-Nucleus Collisions / Grosse E. et al. // *Nucl. Phys.* 1985. - V. A447. - P. 611-624.
15. **Vasak D.** Pion Bremsstrahlung and Critical Phenomena in Relativistic Nuclear Collisions / Vasak D. et al. // *Phys. Lett.* 1980. - V. 93B. - P. 243-246.

ОБОБЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ КОРТЕВЕГА-ДЕ ВРИЗА И СОЛИТОНЫ В ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ

Дьяченко А. Т., Петухов А. М.

Петербургский государственный университет путей сообщения

Из уравнений ядерной гидродинамики для взаимодействия Скирма с учетом вклада от потенциала конечного радиуса действия получено обобщенное уравнение КдВ, содержащее решения в виде сверхзвуковых солитонов сжатия и дозвуковых солитонов разрежения.

В связи с изучением ядерной материи в процессе столкновений ядер возникла проблема описания временной эволюции возмущения ядерной плотности [Stöcker 1986: 8]. Поведение ядерной системы может быть описано нелинейными динамическими уравнениями, включающими дисперсионные члены. Подобные уравнения возникают в динамической теории жидкостей, в физике плазмы, в теории элементарных частиц и т.д. (см., например, [Уизем 1977: 5, Зейтуния 1995: 3, Гриднев 1996: 1]). В ядерной физике большой интерес вызывает возможность сжатия ядерного вещества в результате ядро-ядерных столкновений. Это может происходить путем возникновения ударных волн, а также солитонов.

Решения динамических уравнений в виде волн сжатия и разрежения обычно находятся для одномерных уравнений движения. В одномерном приближении уравнения ядерной гидродинамики имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{m\rho} \frac{\partial P_{kin}}{\partial x} + \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

где ρ - плотность, v - скорость, P_{kin} - часть давления, обусловленная кинетической энергией ферми-движения, U - самосогласованный потенциал, равный

$$U = \frac{3}{4} b_0 \rho + \frac{3}{16} b_3 \rho^2 + 2\pi a^2 V_0 \varphi. \quad (3)$$

Здесь $b_0 (b_0 < 0)$ и $b_3 (b_3 > 0)$ - параметры эффективных сил Скирма, $V_0 (V_0 < 0)$ и a - соответственно величина и радиус потенциала конечного радиуса действия.

$$\varphi = \int \rho(x') \exp\left(-\frac{|x-x'|}{a}\right) dx' \quad (4)$$

удовлетворяет уравнению

$$\left(1 - a^2 \frac{d^2}{dx^2}\right) \varphi = 2a\rho \quad (5)$$

В квазилинейном приближении: $\rho = \rho_0(1 + \zeta)$ ($\zeta \ll 1$), $v = v_0 + \int \frac{c_s}{\rho} d\rho = v_0 + c_s \zeta$, $v_0 = c_s$ (c_s - скорость звука), исключая из (1) и (2) скорость v и выделяя волну, близкую к звуковой $\frac{\partial}{\partial t} = -c_s \frac{\partial}{\partial x}$, получаем уравнение для колебаний плотности, распространяющихся в направлении звуковой волны

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + c_s(1 + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{2\pi a^2 V_0 \rho_0}{m c_s} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{4\pi a^3 V_0 \rho_0}{m c_s} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0. \quad (6)$$

Используя выражение φ из (5), приходим к обобщенному уравнению Кортевега-де Вриза (ОКдВ):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + c_s(1 + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{4\pi a^3 \rho_0 V_0}{m c_s} \sum_{k=1}^{\infty} a^{2k} \frac{\partial^{2k+1} \zeta}{\partial x^{2k+1}} = 0. \quad (7)$$