

Измерение поперечного и продольного размеров источника испускания альфа-частиц, возникающих в ядро-ядерных столкновениях

В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, В. И. Кроткова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский

Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И.Алиханова, 117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 2009 г.

Измерена двухчастичная корреляция α -частиц, возникающих при фрагментации ядра-снаряда в ядро-ядерных столкновениях. Для случая многомерной параметризации корреляционной функции $C(q)$ получены поперечный (R_{ts}) и продольный (R_{t0}) размеры источника испускания α -частиц: $R_{ts} = (1.81 \pm 0.22)$ фм и $R_{t0} = (2.38 \pm 0.23)$ фм.

PACS: 25.70.Mn

Корреляция тождественных частиц позволяет получить информацию о пространственной картине испускания частиц в процессе ядерной реакции [1]. Экспериментальные результаты исследования Bose-Einstein корреляций для мезонов опубликованы во многих работах [2]. Значительно меньше публикаций по Fermi-Digas корреляциям тождественных частиц для протонов и дейтронов [3] и имеется всего одна работа о корреляциях α -частиц [4]. Эти результаты опытов относятся к центральной и околоцентральной области быстрот и псевдобыстрот (y'). Из этих работ известно, что размеры (R_i) источников (файерболлов) испускания тождественных частиц при одномерной параметризации тем меньше, чем тяжелее тождественные частицы: $R_\pi > R_k > R_p > R_d \sim \sim R_\alpha$ [3]. Результаты этих измерений описываются релятивистской квантовой молекулярной динамикой (RQMD) [5].

Отсутствуют экспериментальные данные о корреляции тождественных α -фрагментов, возникающих в ядро-ядерных столкновениях при фрагментации ядра-снаряда, то есть при больших значениях псевдобыстрот (фрагменты вылетают в узком конусе, раствор которого определяется отношением ферми-импульса к продольным импульсам нуклонов ядра-снаряда).

Корреляционная функция $C(q)$ определяется следующим образом: $C(q) = N(Y_{i,j}(q)/Y_{i,j}^*(q))$, где $\mathbf{q} = |\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j|/2$ – половина модуля разности импульсов тождественных частиц при $i \neq j$, $Y_{i,j}(q)$ – просуммированное распределение значений q , измеренных и вычисленных в каждом ядро-ядерном столкновении; $Y_{i,j}^*(q)$ – фоновое распределение, полученное путем смешивания \mathbf{p}_i и \mathbf{p}_j из разных ядро-ядерных взаимодействий, N – нормировочный множитель.

Для анализа экспериментальных данных используется одномерная и многомерная параметризация функции $C(q)$. В нашей работе мы применили многомерную параметризацию $C(q)$ для α -частиц в области псевдобыстрот, соответствующих фрагментации ядра-снаряда. Многомерная параметризация корреляционной функции, представленная в работе Bertsh-Pratt (BP) [3], имеет вид

$$C(q_t, q_s, q_0) = N(1 - \lambda \exp(-q_t^2 R_t^2 - q_s^2 R_s^2 - q_0^2 R_0^2 - 2q_0 q_t R_{0t}^2)), \quad (1)$$

где N – нормировочный множитель, λ – параметр хаотичности, разность импульсов тождественных частиц \mathbf{q} разлагается на продольную компоненту, \mathbf{q}_t , и поперечную, \mathbf{q}_s , которая, в свою очередь, разделяется на две составляющие компоненты: параллельную, \mathbf{q}_s , и перпендикулярную, \mathbf{q}_0 , суммарному импульсу пары тождественных частиц. Несколько иной вид имеет многомерная параметризация, предложенная в работе Yano-Koonin-Podgoretsky (YKP) [3]:

$$C(q_t, q_l, q_0) = N(1 - \lambda \exp(-q_t^2 R_t^2 - (q_l^2 - q_0^2) R_l^2 - (qu)^2 (R_0^2 - R_l^2))). \quad (2)$$

Здесь $u = \gamma(1, 0, 0, \beta)$ – 4-скорость только с продольной компонентой, $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$, \mathbf{q}_t и \mathbf{q}_l – компоненты разности импульсов тождественных частиц, спроектированные на перпендикулярное и продольное направления суммарного импульса, q_0 – разность их энергий, β – скорость источника испускания частиц (файерболла). Для анализа наших эксперимен-

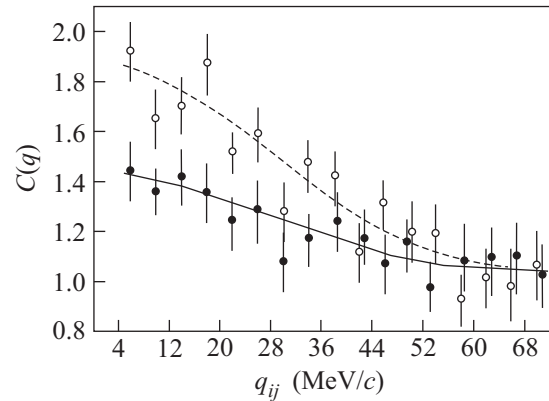
тальных данных мы воспользовались параметризацией, предложенной в работе D. E. Fields et al. [2]:

$$C(q_{t0}, q_{ts}, q_l) = N(1 + \lambda \exp(-q_{t0}^2 R_{t0}^2 - q_{ts}^2 R_{ts}^2 - q_l^2 R_l^2)). \quad (3)$$

Эта формула содержит три компоненты вектора \mathbf{q} разности импульсов тождественных частиц: \mathbf{q}_{t0} – компонента в направлении импульса пары, \mathbf{q}_l – вдоль импульса ядра-снаряда, \mathbf{q}_{ts} – ортогональная первым двум. Первые две компоненты практически совпадают и мы, таким образом, имеем для корреляционного анализа два направления – *продольное* и *поперечное*.

Для многомерного анализа мы использовали экспериментальный материал, опубликованный в наших работах [6]. Эмульсионные камеры облучались в пучках ядер ^{22}Ne и ^{24}Mg с импульсами 4.1 и 4.5 А·ГэВ/с, соответственно, на ускорителе ОИ-ЯИ. Измерения проводились на автоматизированном микроскопе KSM, связанном в линию с ЭВМ. Подробности методики измерений и анализа взаимодействий опубликованы в [6]. Для корреляционных измерений использовались только те события, в которых наблюдалось не менее трех α -частиц. В каждом ядроядерном взаимодействии, в соответствии с формулой (3), вычислялся вектор $\mathbf{q} = |\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j|/2$, $i \neq j$, и три его проекции: \mathbf{q}_{t0} – на направление суммарного импульса пары $\mathbf{p}_{i,j} = \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j$, \mathbf{q}_l – на направление импульса ядра-снаряда \mathbf{p}_{pr} и \mathbf{q}_{ts} – ортогональное этим двум. Проекция \mathbf{q}_{t0} и \mathbf{q}_l практически совпадают, поэтому мы использовали две составляющие корреляционного вектора \mathbf{q} – продольную, \mathbf{q}_{t0} , и перпендикулярную, \mathbf{q}_{ts} . Эти две составляющие позволяют нам оценить продольный и поперечный размеры источника (файерболла) испускания α -частиц. Для анализа двухмерной корреляционной функции было измерено: 3979 пар α -частиц и вычислена функция $Y(q)_{i,j}$ и 40128 пар из смешанных ядерных столкновений для определения фоновой функции $Y^*(q)_{i,j}$. Нормировка $Y(q)$ и $Y^*(q)$ проводилась по значениям $q_{ts} > 580$ МэВ/с и $q_{t0} > 5.8$ МэВ/с. Поправки на кулоновское взаимодействие пары α -частиц оценивались нами по работам [7]. Ошибки в угловых измерениях были включены квадратично в статистическую ошибку.

На рисунке показана зависимость корреляционной функции $C(q)$ от значений q_{ts} (•) и q_{t0} (◦). Для удобства визуального сравнения перпендикулярные и продольные значения проекций вектора нанесены по оси q_{ij} в одном масштабе ($q_{ts}/10$, а $q_{t0} \times 10$). Сплошная кривая на этом рисунке – результат подгонки зависимости $C(q)$ от R_{ts} , а пунктирная – от R_{t0} . В результате получены поперечный и продольный размеры источника испускания α -частиц:



Зависимость корреляционной функции $C(q)$ от q_{t0} (◦) и q_{ts} (•). Сплошная кривая – результат подгонки $C(q)$ для определения R_{ts} , а пунктирная – R_{t0} . Для удобства визуального сравнения проекции вектора \mathbf{q} нанесены на оси q_{ij} в одном масштабе ($q_{t0} \times 10$, а $q_{ts}/10$)

$$R_{ts} = (1.81 \pm 0.22) \text{ фм} \quad \text{при} \quad \chi^2 \sim 1$$

(поперечный размер),

$$R_{t0} = (2.38 \pm 0.23) \text{ фм} \quad \text{при} \quad \chi^2 \sim 2.1$$

(продольный размер).

Результаты подгонки экспериментальных данных дали два размера источника испускания α -частиц: поперечный и продольный, которые в пределах двух измерительных ошибок перекрываются. Однако если в продольный размер ввести поправку на γ -фактор (при фрагментации ядра-снаряда продольные скорости фрагментов сохраняются), то в этом случае имеем

$$R_{t0}^* = R_{t0} \gamma = (2.38 \pm 0.23) \gamma \text{ фм} = (10.6 \pm 1.2) \text{ фм},$$

откуда следует, что $R_{t0}^* > R_{ts}$. Продольный размер источника (R_{t0}^*) сравним с размером среднего ядра мишени ($\langle A \rangle$ ядерной фотоэмульсии ~ 80), для которого имеем $\langle R \rangle_{\text{ядра}} \sim 6.45$ фм и, следовательно, размер ядра $\langle L \rangle_{\text{ядра}} = 2 \langle R \rangle_{\text{ядра}} = 12.9$ фм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Росатома. Авторы благодарят В.В. Шаманова за помощь при обработке результатов измерений.

1. G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, and A. Pais, Phys. Rev. **120**, 130 (1960); Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий, ЯФ **15**, 392 (1972); A. D. Chacon, J. A. Bistirlich, R. R. Bossingham et al., Phys. Rev C **43**, 2670 (1991); G. Baym, Acla Phys. Polonica B **29**, 1839 (1998).
2. J. P. Sullivan, M. Berenguer, B. V. Jacan et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3000 (1993); D. E. Fields, J. P. Sullivan, J. Simon-Gillo et al., Phys. Rev. C **52**, 986 (1995); C.

- Ciocca, M. Cuffiani, and G. Giacomelli, arXiv: 0712.0668 [hep-ex].
3. M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, A. L. S. Angelis et al., (WA98 Collab.), arXiv: 0709.2477 [nucl-ex]; А. В. Блинов, М. В. Чадева, ЭЧАЯ **39**, 1015 (2008).
 4. В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, В. И. Кроткова и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 420 (2008).
 5. H. Sorge, H. Stöcker, and W. Greiner, Nucl. Phys. A **498**, 567 (1989).
 6. В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, В. И. Кроткова и др., ЯФ **67**, 537 (2004); ЯФ **70**, 346 (2007).
 7. Yu. M. Sinyukov, R. Lednicky, S. K. Akkelin et al., Phys. Rev. Lett. B **432**, 248 (1998); G. Baym and P. Braun-Manzinger, Nucl. Phys. A **610**, 286 (1996).