

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

2063 / 2-80

12/5-80

P4-80-37

Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко

ПРЕДРАВНОВЕСНОЕ ИСПУСКАНИЕ
ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1980

ВВЕДЕНИЕ

Эмиссия легких частиц, сопровождающая слияние или глубоко-неупругие столкновения тяжелых ионов, несет информацию о начальной, далекой от равновесной стадии столкновения, определяющей дальнейшее развитие процесса. Именно этим объясняется тот большой интерес, который вызывает в последнее время изучение испускания легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами.

Еще в ранних работах^{/1/} было показано, что при бомбардировке Ni , Au и Bi ионами ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O наблюдаются быстрые легкие частицы, испускаемые преимущественно вперед. Позднее подобное явление наблюдалось и в реакции $^{103}Rh + ^{14}N$ ^{/2/}. Эти экспериментальные данные нельзя было объяснить, основываясь только на испарительной модели. Большие энергии частиц и их преимущественный вылет вперед указывали на присутствие дополнительного к испарительному механизму испускания.

Традиционное изучение механизма тяжелоионных столкновений, основанное на простых инклюзивных экспериментах, было недавно расширено до различных корреляционных измерений. В настоящее время выполнена серия экспериментальных работ, в которых наблюдались в корреляции с тяжелыми продуктами реакции быстрые альфа-частицы, а также протоны и нейтроны, угловые распределения которых были несимметричны относительно 90° ^{/3-10/}.

Предлагались следующие объяснения наблюдаемых явлений:

- Развал налетающего иона на альфа-частицу и остаток с последующим поглощением или без поглощения остатка ядром-мишенью^{/7/}.

- Статистическое испарение альфа-частицы из возбужденного налетающего ядра^{/11/}.

- Испускание альфа-частиц из зоны контакта двух ядер сразу же после развала двойной ядерной системы на два фрагмента в глубоконеупругой реакции. Испускание может идти как из легкого, так и из тяжелого фрагмента^{/3,4,12/}.

- Выбивание альфа-частиц из ядра-мишени налетающим ионом со стороны, противоположной зоне контакта, силой радиального трения^{/13/}.

- Быстрая эмиссия нуклонов, вызванная их переходом из налетающего ядра в ядро-мишень, и сложением средней скорости нуклонов в ядре со скоростью относительного движения^{/14/}.

- Образование альфа-частиц в результате процесса глубоко-неупругих передач^{/15/}.

В настоящее время нельзя исключить ни одну из этих возможностей. Каждая из них может реализоваться при определенных условиях, зависящих от налетающего ядра, ядра-мишени, от энергии налетающего иона, значений прицельного параметра.

В дополнение к перечисленным выше имеется несколько экспериментальных работ, в которых наблюдались альфа-частицы, испускаемые составной системой, эволюционирующей в направлении слияния /16-19/. При этом энергетические и угловые распределения альфа-частиц не укладывались в рамки испарительной модели.

Для столкновений тяжелых ионов, ведущих к слиянию, характерны значения прицельного параметра, меньшие некоторого критического. Такие столкновения принято относить к центральным. Для описания инклюзивных спектров легких частиц, сопровождающих центральные соударения, правда, при релятивистских энергиях, был предложен и с успехом применен ряд моделей /20-23/.

Но механизм центральных соударений может сильно измениться при увеличении энергии налетающего иона от 10 до 1000 МэВ/нукл. Поэтому представляет интерес изучение эволюции механизма испускания легких частиц при таком масштабе изменения энергии.

МОДЕЛЬ

При энергиях ниже 10 МэВ/нуклон время столкновения больше, чем время прохождения через ядро нуклона, имеющего скорость Ферми. Поэтому ядро как целое может когерентно реагировать на столкновение, и доминирующие явления будут отражать свойства среднего поля ядра. Начальная стадия реакции будет связана с возбуждением коллективного движения /24-26/.

Коллективный механизм испускания допускает существование таких возможностей:

1. Возбуждение избранных степеней свободы ядра, например, мультипольных колебаний плотности /гигантских резонансов/.
2. Установление локального теплового равновесия в малом объеме с последующей эволюцией системы в направлении установления теплового равновесия во всем объеме.

В первом случае естественно предположить, что возбуждаются коллективные степени свободы - фононы. Зная микроскопическую структуру фононов, в принципе, можно найти возмущение /относительно фермиевского/ импульсного распределения нуклонов, и после этого определить, например, вероятность их вылета.

Во втором случае ситуация определится тем, как быстро будет воспринят импульс налетающего иона всей составной системой, и как быстро установится тепловое равновесие. Возможно образование области локального "нагрева", т.е. концентрация всей

энергии возбуждения в небольшом объеме при практически мгновенном восприятии импульса налетающего иона всей составной системой, которая будет двигаться сравнительно медленно в лабораторной системе отсчета (hot spot) ^{/12/}.

При больших энергиях /сотни МэВ на нуклон/ в грубом соответствии с экспериментальными данными находится модель, в которой область концентрации энергии возбуждения воспринимает и весь импульс налетающего иона, и движется со скоростью, определяемой законом сохранения импульса, без торможения /файербол/. В этом случае "нагретая" область будет двигаться в лабораторной системе значительно быстрее, чем в предыдущем. Такая ситуация вряд ли реализуется при энергиях ~10 МэВ/нуклон. Концентрация энергии возбуждения в малом объеме возможна в начальный момент и при этих энергиях. Но затем область локализации возбуждения расширяется, ее скорость и температура падают, пока не устанавливается тепловое равновесие во всей составной системе.

С этих позиций проанализируем экспериментальные данные по спектрам испускания альфа-частиц в реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ / $E_{\text{лаб.}} = 178 \text{ МэВ}$ /^{19/} /рис. 1/.

Если предположить, что альфа-частицы испускаются образовавшимся компаунд-ядром, и воспользоваться простейшей аппроксимацией сечения испускания *

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE_\alpha d\Omega_\alpha} \right)_{\text{ЦМ}} \sim E_{\alpha, \text{ЦМ}}^{1/2} \exp \{ -E_{\alpha, \text{ЦМ}} / T_{\text{ЦН}} \},$$

где $E_{\alpha, \text{ЦМ}}$ - энергия альфа-частицы в системе центра масс, $T_{\text{ЦН}}$ - температура компаунд-ядра, то результаты такого расчета будут сильно расходиться с экспериментальными данными /рис. 1/. Видно, что расчет с параметрами компаунд-ядра / $T_{\text{ЦН}} = 2,5 \text{ МэВ}$, скорость движения компаунд-ядра в лабораторной системе $v_{\text{ЦН}} \approx 0,1 v_i$, где v_i - скорость Ne в лабораторной системе/ не описывает ни наклона высокоэнергетической части спектра / $T_{\text{ЦН}}$ слишком мала/, ни анизотропии углового распределения /переносная скорость $v_{\text{ЦН}}$ также слишком мала/.

Предположим теперь, что возбуждение, вносимое в систему, локализуется в некоторой области. Для оценки числа нуклонов в ней воспользуемся моделью файерболла ^{/21/}. Поскольку энергия возбуждения в данном случае гораздо меньше характерной для

* Так как основное внимание будет уделено высокоэнергетической части спектра / $E_\alpha > 30 \text{ МэВ}$ /, то для простоты мы будем пренебрегать зависимостью от энергии сечения поглощения альфа-частицы компаунд-ядром ($\sigma_{\text{inv}}^\alpha$).

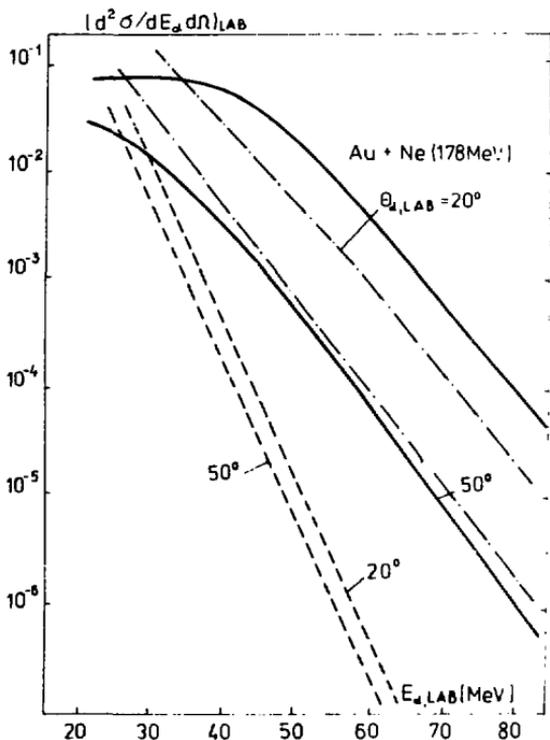


Рис. 1. Энергетические спектры альфа-частиц в реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} / E_{\text{лаб.}} = 178 \text{ МэВ}$ при $\theta_{\alpha, \text{лаб.}} = 20^\circ$ и 50° / $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$ приведено в произвольных единицах/. — — — экспериментальные данные, - - - - расчет в предположении об испарении из компаунд-ядра, - · - · - · расчет на основе модели файербола.

этой модели, будем определять температуру в зоне "нагрева", предполагая не классическое больцмановское, а фермиевское распределение*.

Результаты такого расчета приведены на рис. 1. Видно, что в этом случае согласие с экспериментом существенно улучшилось. Хорошо воспроизводится наклон высокоэнергетической части спектра. Однако анизотропию углового распределения полностью воспроизвести не удастся. Следует, однако, помнить, что примени-

*Аналогичным образом определялась температура при анализе выхода протонов в реакции $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} / E_{\text{лаб.}} = 315 \text{ МэВ} / ^{27}$.

мость такой модели ограничена областью значительно более высоких энергий налетающего иона /несколько сот МэВ/нуклон/.

Сформулируем модель для описания процесса испускания легких частиц, которая учитывала бы эволюцию системы от сильно неравновесного к равновесному состоянию*. Разобьем сечение процесса на равновесную и предравновесную части. Вклад предравновесной части пропорционален

$$\int_0^{r_{pr}} d\tau (d^2\sigma/dE d\Omega)_{\tau}, \quad (1/)$$

где сечение $(d^2\sigma/dE d\Omega)_{\tau}$, по-прежнему определяется максвелловским распределением, но уже с зависящими от времени температурой T и скоростью v . В течение некоторого времени r_{pr} происходит расширение и торможение области локализации энергии возбуждения ($v(0) = v_i$, $v(r_{pr}) = v_{CN}$), и в системе устанавливается тепловое равновесие ($T_{pr} = T_{CN}$). Для описания процесса при $r < r_{pr}$ мы, по аналогии с моделью фэйрбола, будем полагать, что возбуждение в каждый момент времени локализовано в некотором объеме, в котором находится часть нуклонов налетающего ядра (n_p) и ядра-мишени (n_t). Учитывая законы сохранения и используя связь температуры с энергией возбуждения в случае ферми-газа, получаем следующие соотношения, определяющие переносную скорость v и температуру области "нагрева" T :

$$v(r) = v_i \frac{n_p(r)}{n_p(r) + n_t(r)},$$

$$T(r) = \sqrt{a \epsilon_1} \frac{\sqrt{n_p(r) \cdot n_t(r)}}{n_p(r) + n_t(r)},$$

где $a = 9$ МэВ - параметр плотности уровней, ϵ_1 - кинетическая энергия налетающего иона /на нуклон/ в лабораторной системе координат.

Из этих соотношений видно, что, задавая одну из функций $v(r)$, $T(r)$, $n_t(r)/n_p(r)$, можно найти две других.

* Отметим работу /28/, в которой для описания процесса множественной генерации адронов была предложена модель, основанная на предположении, что в начальный момент столкновения формируется сильно возбужденная система - кластер, которая расширяется в процессе движения и на определенном этапе эволюции распадается на отдельные частицы.

На рис.2 приведены функции $v(r)$, $T(r)$ и $n_t(r)/n_p(r)$, найденные при следующих предположениях:

а/ равномерное торможение:

$$v(r) = v_1 (1 - r/r_{pr}) \theta(r_{pr} - r) + v_{CN} \theta(r - r_{pr}) ;$$

б/ равномерное расширение:

$$n_t(r)/n_p(r) = A_t/A_p \cdot r/r_{pr} \theta(r_{pr} - r) + A_t/A_p \theta(r - r_{pr}) ,$$

где $A_t(A_p)$ - число нуклонов в ядре-мишени /налетающем ядре/;

$$v(r) = v_1 \exp(r/r_{pr} \cdot \ln v_{CN}/v_1) .$$

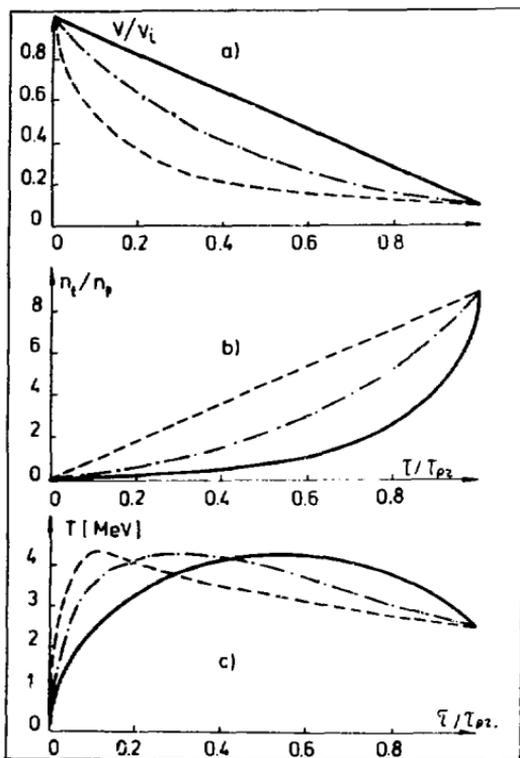


Рис.2. Зависимость от времени функций $v(r)/v_1$, [а]; $n_t(r)/n_p(r)$, [б]; $T(r)$, [с]. ——— - равномерное торможение, - - - - равномерное расширение, - · - · - экспоненциальная зависимость v от r .

Эта функция отвечает следующей зависимости потерь кинетической энергии от времени при глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов

$$\Delta E_{\text{LOSS}} = E_1 (1 - \exp(-\tau/2\tau_E)),$$

где

$$\tau_E = \frac{1}{2} \tau_{gr} / \ln(v_i / v_{CN}). \quad /2/$$

Из рис. 2 видно, что при линейной зависимости скорости от времени /а/, отношение $n_t(\tau)/n_p(\tau)$ зависит от него существенно нелинейно. Обратная ситуация наблюдается в случае /б/. Третий случай оказывается промежуточным между двумя первыми. Интересно, что во всех трех случаях зависимость температуры от времени качественно одинакова.

При вычислении сечения испускания альфа-частиц по формуле /1/ будем полагать:

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} \right)_{\tau} = \int \bar{b} d\bar{b} n_{\alpha\text{эфф.}}^{\alpha}(\bar{b}, \tau) W_{\alpha}(E, \Omega, \bar{b}, \tau), \quad /3/$$

где \bar{b} - прицельный параметр столкновения; W_{α} - нормированная на единицу

$$\int dE d\Omega W_{\alpha}(E, \Omega, \bar{b}, \tau) = 1$$

функция распределения /максвелловского типа/ альфа-частиц в момент времени τ , отнесенная к лабораторной системе координат; $n_{\alpha\text{эфф.}}^{\alpha}(\bar{b}, \tau)$ - эффективное число альфа-частиц в области концентрации энергии возбуждения, которое будем считать пропорциональным полному числу нуклонов в этой зоне

$$n_{\alpha, \text{эфф.}}^{\alpha} = u_{\alpha}(\tau) (n_p(\tau) + n_t(\tau)) = u_{\alpha}(\tau) n_p(\tau) (1 + n_t(\tau)/n_p(\tau)).$$

Здесь $u_{\alpha}(\tau)$ - коэффициент, определяющий долю альфа-частиц. Так как вероятность формирования альфа-частицы из нуклонов определяется импульсным распределением последних, а импульсное распределение нуклонов не изменяется существенным образом при изменении температуры от 4 до 2,5 МэВ /вследствие малости этих температур по сравнению с энергией Ферми/, то можно полагать, что u_{α} не зависит от времени. Учитывая все эти приближения, можно далее без существенной потери точности вынести из-под знака интегрирования по τ и по \bar{b} $u_{\alpha}(\tau) n_p(\tau) \rightarrow u_{\alpha} A_p$.

На первый взгляд, используя /3/, мы предполагаем прозрачность ядерного вещества для частиц, вылетающих из области локализации энергии возбуждения. Но необходимо иметь в виду, что время реакции значительно больше времени, за которое нуклон с импульсом Ферми пройдет расстояние порядка размеров ядра. Поэтому, хотя энергия возбуждения и продольная компонента

скорости локализованы в малом объеме, достигается это благодаря согласованности фаз и определенной зависимости от импульса матричных элементов нуклонной матрицы плотности, т.е. благодаря определенному импульсному распределению нуклонов. Доля нуклонов, имеющих импульс достаточно большой, чтобы покинуть ядро, оказывается пропорциональной объему области концентрации энергии возбуждения, хотя нуклоны заполняют весь объем ядра. Подробно микроскопическая картина рассматриваемой в данной статье модели будет изложена в следующей работе.

Необходимо еще оценить параметр $\tau_{\text{пр}}$. Для оценки величины $\tau_{\text{пр}}$ можно воспользоваться связью $\tau_{\text{пр}}$ и τ_E [2]. Используя оценку для τ_E , данную в [29], получаем $\tau_{\text{пр}} \sim 10^{-21}$ с.

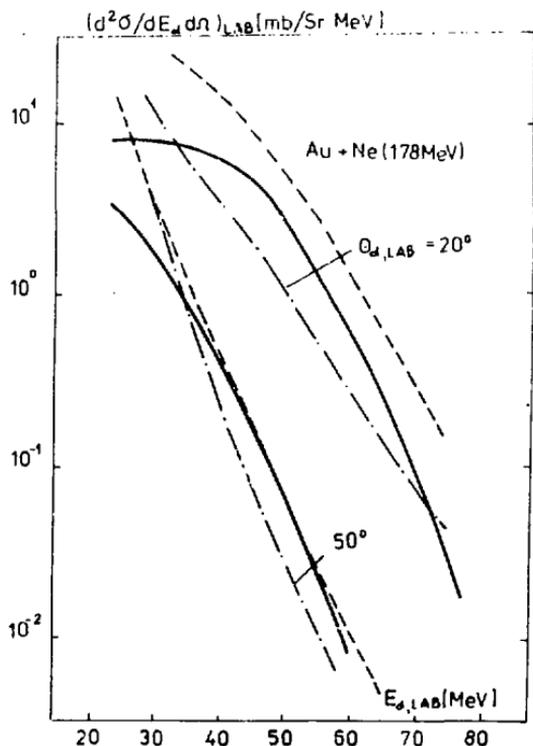


Рис. 3. Сравнение теоретических и экспериментальных спектров альфа-частиц в реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} / E_{\text{лаб.}} = 178 \text{ МэВ}$ при $\theta_{\alpha, \text{лаб.}} = 20^\circ$ и 50° . — экспериментальные данные, - - - расчет в предположении о равномерном торможении, - · - · - расчет в предположении о равномерном расширении.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рис. 3 и 4 приведены результаты расчета энергетической зависимости сечения вылета альфа-частиц для углов $\theta=0^\circ, 20^\circ, 50^\circ, 90^\circ$ и 180° при двух крайних предположениях о поведении $T(r)$, $v(r)$ и $n_\alpha(r)/n_p(r)$: равномерном торможении и равномерном расширении области высокой температуры. Видно, что предложенная модель качественно воспроизводит наклон высокоэнергетической части спектра и угловую анизотропию.

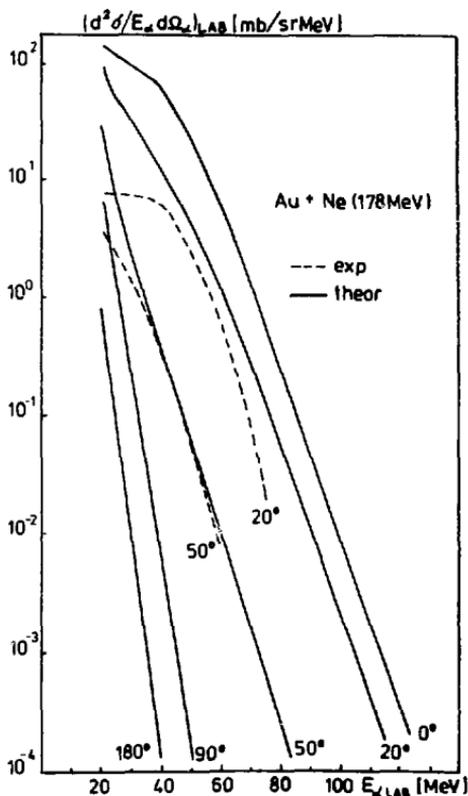


Рис. 4. Сравнение теоретических и экспериментальных спектров альфа-частиц в реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} / E_{\text{лаб.}} = 178 \text{ МэВ}$; при $\theta_{\alpha, \text{лаб.}} = 0^\circ, 20^\circ, 50^\circ, 90^\circ$ и 180° .
 - - - - экспериментальные данные, ——— - расчет в предположении о равномерном торможении.

При небольших энергиях альфа-частиц ≈ 20 МэВ/ энергетические спектры хуже согласуются с экспериментальными данными, чем при более высоких энергиях. Это связано с грубостью модели, используемой для описания равновесной компоненты спектра испускания.

Авторы благодарят за полезные обсуждения и критические замечания Э.Герлика, С.М.Елисеева, А.С.Ильинова, Ю.А.Музычку, Ю.Ц.Оганесяна, Б.И.Пустыльника, Ю.Э.Пенионжкевича, В.Д.Тонеева и В.И.Фурмана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Britt H.C., Quinon A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p.877; Капусцик А. и др. ЯФ, 1967, т.6, с.1142.
2. Galin J. et al. Phys.Rev.C, 1974, 9, p.1126.
3. Ho H. et al. Z.Phys.A, 1977, 283, p.235.
4. Gamp A. et al. Phys.Lett. B., 1978, 74, p.215.
5. Zolnowsky D.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.92
6. Namura T., Utsunomiya H., Inamura T. J.Phys.Soc. Jap., 1979, 46, p.335.
7. Siwek-Wilczynska K. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1599.
8. Harris J.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1460.
9. Namura T. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.694.
10. Doering R.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1433.
11. Bondorf J.P., Nörenberg W. Phys.Lett. B, 1973, 44, p.487.
12. Gottschalk P.A., Weström M. Nucl.Phys. A, 1979, 314, p.232.
13. Gross D.H.E., Wilczynski J. Phys.Lett. B., 1977, 67, p.1.
14. Bondorf J.P. et al. Phys.Lett. B, 1979, 84, p.162.
15. Волков В.В. и др. Изв. АН СССР, сер.Физ., 1978, 42, с.2234.
16. Inamura T. et al. Phys.Lett. B, 1977, 68, p.51.
17. Namura T. et al. Nucl.Phys. A, 1978, 305, p.262.
18. Westerberg L. et al. Phys.Rev. C, 1978, 18, p.796; Sarantites D.G. et al. Phys.Rev. C, 1978, 18, p.774.
19. Герлик Э. и др. ОИЯИ, Р7-12839, Дубна, 1979.
20. Westfall G.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.1202; Gosset J. et al. Phys.Rev. C, 1977, 16, p.629.
21. Meyers W.D. LBL report 6569, 1977.
22. Hüfner J., Knoll J. Nucl.Phys. A, 1977, 290, p.460.
23. Gutbrod H. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.667. Mekjian A. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.640.
24. Broglia R.A., Dasso C.H., Winter A. Phys.Lett. B, 1974, 53, p.301.

25. Румянцев Б.А. Препринт ИЯФ 77-19, Новосибирск, 1977.
26. Fedotov S.I., Jolos R.V., Kartavenko V.G. JINR, E4-12284, Dubna, 1979.
27. Symons T.J.M. et al. Annual Report 1977-1978, LBL-8151, UC-34.
28. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ЯФ, 1975, 21, с.628.
29. Huizenga J.R., Birkelund J.R., Schröder W.U. Phys.Rev. Lett., 1976, 37, p.885.
30. Scott D.K. LBL-7727, 1978, p.106.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 января 1980 года.