КОЛЛИНЕАРНОЕ ТРЕХТЕЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

А.В.Кравцов,Г.Е.Солякин

Введение

Систематическое экспериментальное изучение процесса деления тяжелых ядер показало, что как в спонтанном делении, так и при делении релятивистскими частицами всегда регистрируются два массивных осколка. Этот факт обычно принимается за доказательство двухтельного механизма процесса ядерного деления, хотя свидетельствует о выполнении лишь необходимого, но не достаточного условия двухтельной кинематики. Процесс распада тяжелого ядра на три заряженных осколка, один из которых остается в состоянии покоя, также приводит к регистрации только двух коллинеарно разлетающихся ядер-осколков.

По аналогии с гидродинамическими эффектами обсуждается наблюдаемый экспериментально процесс ядерного деления с вылетом заряженных частиц, иногда именуемый тройным делением. Этот процесс отличается от коллинеарного трехтельного расщепления тем, что скорость третьего заряженного тела оказывается значительно больше, чем скорости разлетающихся осколков. Тем не менее, вполне возможна взаимосвязь этих двух процессов ядерного распада. Образование покоящегося третьего осколка накладывает определенные условия на массы и заряды движущихся осколков, детектируемых в эксперименте.

Записав ядерную реакцию коллинеарного трехтельного расщепления в виде

$$^{M_0}Z_0 \rightarrow ^{M_1} Z_1 + ^{M_3} Z_3 + ^{M_2} Z_2, \tag{1}$$

найдем условие равенства кулоновских сил, действующих на третий осколок

$$\frac{e^2 Z_1 Z_3}{x_{13}^2} = \frac{e^2 Z_2 Z_3}{x_{23}^2}, \tag{2}$$

где M_k и Z_k – массовые числа и электрические заряды делящегося ядра и трех его осколков. Для $Z_3 \neq 0$ следствием (2) является соотношение

$$x_{13} = \sqrt{Z_1/Z_2}\ \ x_{23}, \tag{3}$$

которое должно выполняться в течение всего времени протекания реакции (1). Оно означает, что осколок с бо́льшим зарядом должен всегда находиться на большем удалении от третьего, покоящегося осколка. Он же должен иметь и бо́льшую скорость движения, в чем легко убедиться, если продифференцировать (3) по времени

$$\dot{x}_{13} = \sqrt{Z_1/Z_2}\ \ \dot{x}_{23}. \tag{4}$$

Используя баланс импульсов движущихся осколков как условие того, что третий осколок покоится, из равенства

$$M_1\ \dot{x}_{13} = M_2\ \dot{x}_{23} \tag{5}$$

получаем соотношение

$$M_1/M_2 = \sqrt{Z_2/Z_1}. \tag{6}$$

Оно требует, чтобы более массивный движущийся осколок имел меньший заряд, тогда как менее массивный обладал бы бо́льшим электрическим зарядом. Это требование должно приводить для асимметричного по массам деления к появлению нейтронодефицитных осколков. Хорошо известно, что при низких энергиях процесс деления тяжелых ядер обычно приводит к асимметричным по массам осколкам, среди которых не наблюдаются нейтронодефицитные ядра. Эти два экспериментальных результата свидетельствуют о том, что соотношение (6), вообще говоря, не выполняется в процессе деления при низких энергиях возбуждения. Таким образом, предположение о двухтельном характере процесса находит экспериментальное подтверждение для деления ядер на асимметричные осколки. Однако в случае симметричного по массам деления соотношение (6) удовлетворяется при выполнении условия

$$M_1 = M_2 \qquad \text{и} \qquad Z_1 = Z_2. \tag{7}$$

При этом оба движущихся осколка могут быть совершенно одинаковыми нейтроноизбыточными ядрами, к числу которых относится подавляющее большинство осколков, регистрируемых в процессе деления тяжелых ядер.

Эксперименты с измерением двух кинетических энергий (2E) парных осколков деления

На первом этапе экспериментального исследования процесса коллинеарного трехтельного расщепления изучались массовые и энергетические распределения осколков деления различных ядер, регистрируемых на совпадение с помощью двойной ионизационной камеры на пучке γ-квантов тормозного спектра с различными максимальными энергиями $E_{\gamma max}$ в диапазоне 20-70 МэВ [1-3]. Кроме того, аналогичные исследования были проведены на пучках ускоренных дейтронов и α-частиц с помощью кремниевых полупроводниковых поверхностно-барьерных детекторов [4]. В результате было установлено, что асимметричное деление является доминирующим для всех шести исследованных делящихся ядер: ^{232}Th, ^{234}Pa, ^{236}U, ^{238}U, ^{240}Np и ^{242}Pu. Полные кинетические энергии симметричных осколков имели одинаковые распределения с неизменным значением средней величины при делении ядер ^{238}U γ–квантами с энергией $E_{\gamma max} = 17.5$, 30, 50 и 70 МэВ. Оба полученных результата являлись свидетельством в пользу бинарного характера процесса. Однако экспериментальные данные, относящиеся к зависимости средних кинетических энергий групп легких и тяжелых осколков от массового числа делящегося ядра, позволили определить область массовых чисел делящихся ядер (рис. 1), в которой может быть выполнено условие (7), что вселяло надежду на обнаружение процесса коллинеарного трехтельного расщепления. Экстраполяция средних кинетических энергий легких и тяжелых осколков позволяет сделать вывод, что при делении ядер с массой 257 ± 3 а.е.м будут наблюдаться симметричные по массам осколки.

На этом завершился первый этап экспериментального изучения коллинеарного трехтельного расщепления тяжелых ядер в филиале Физико-технического института им.А.Ф. Иоффе АН СССР. Дальнейшие исследования проводились в Ленинградском (Петербургском) институте ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР (РАН).

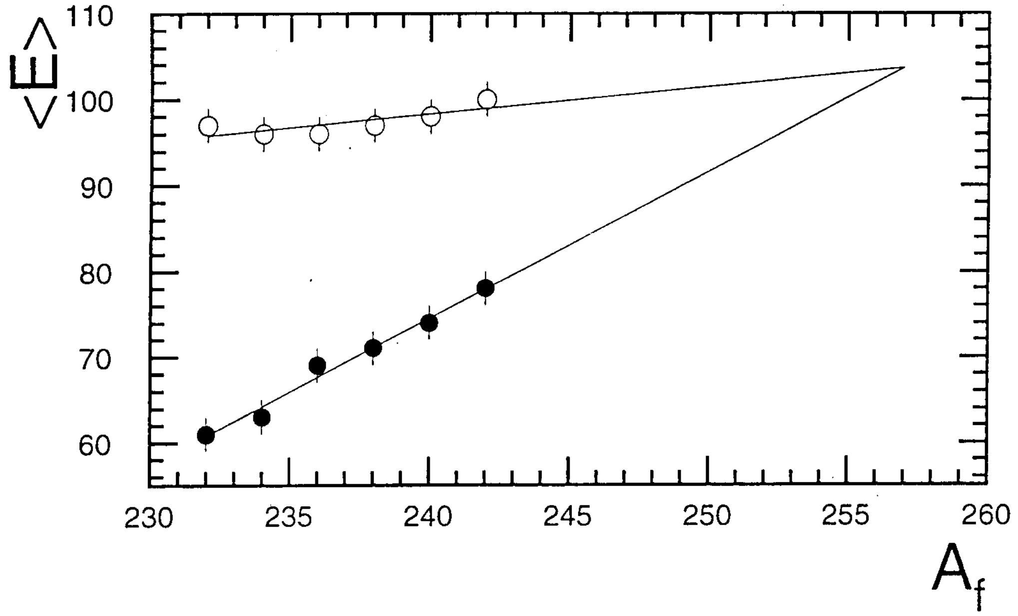


Рис.1 Зависимость средних кинетических энергий (в МэВ) легких (светлые точки) и тяжелых (темные точки) осколков от массы делящегося ядра.

Экспериментальные предпосылки для поиска коллинеарного трехтельного расщепления тяжелых ядер релятивистскими протонами

На основании результатов экспериментов по изучению угловых и энергетических спектров нейтронов тройного деления ядер ^{252}Cf был сделан вывод [5] об образовании в этом процессе ядерно-нестабильных частиц, в частности, ^{5}He в основном и ^{6}He* в возбужденном состояниях. Нейтроноизбыточные ядра гелия распадаются за времена, сравнимые с временем разлета массивных осколков под действием кулоновских сил расталкивания, по схеме $^{5}\mathrm{He} \to \alpha + n$ и $^{6}\mathrm{He}^{*} \to \alpha + 2n$. Образующиеся при этом α-частицы дают заметный вклад в спектр α-частиц, сопровождающих массивные осколки деления ядра ^{252}Cf. Приведенный пример показывает, что третий осколок в процессе коллинеарного трехтельного расщепления может быть ядерно-нестабильным образованием. Это его свойство, наряду с его малоподвижностью, требует проведения таких экспериментов, в которых присутствие третьего осколка определялось бы из кинематики двух детектируемых его партнеров. Кроме того, в случае ядерной нестабильности этого осколка его наличие могло бы быть замечено по продуктам распада. Достижению последней цели служили слои ядерной фотоэмульсии, насыщенные ядрами ^{238}U и облученные в Дубне и Гатчине на протонных пучках ускорителей, имевших энергии в диапазоне 0.46 - 9 ГэВ. Результаты экспериментов [6] иллюстрируются на рис.2 зависимостью среднего угла между двумя массивными осколками от числа треков заряженных частиц, сопровождающих процесс расщепления ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ. Несколько заряженных частиц, сопровождающих два разлетающихся коллинеарно массивных осколка, могут происходить от распада ядерно-нестабильного третьего осколка. Наряду с фотоэмульсионными работами, на протонном пучке гатчинского синхроциклотрона с энергией 1 ГэВ было проведено изучение изотопного состава образующихся ядер цезия и рубидия, являющихся осколками деления ядер ^{238}U [7]. Оказалось, что выходы нейтронодефицитных осколков $^{79-84}$Rb сравнимы с выходами нейтроноизбыточных осколков $^{88-97}$Rb. Таким образом, эксперименты по расщеплению ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ показали, что в этом процессе возможно выполнение условия (6) и поиски коллинеарного разлета двух массивных осколков, сумма масс которых заметно отличается от массы ядра-мишени. На этом принципе был построен прибор угловых, скоростных и энергетических корреляций (ПУСЭК), предназначенный для экспериментов на протонном пучке гатчинского синхроциклотрона.

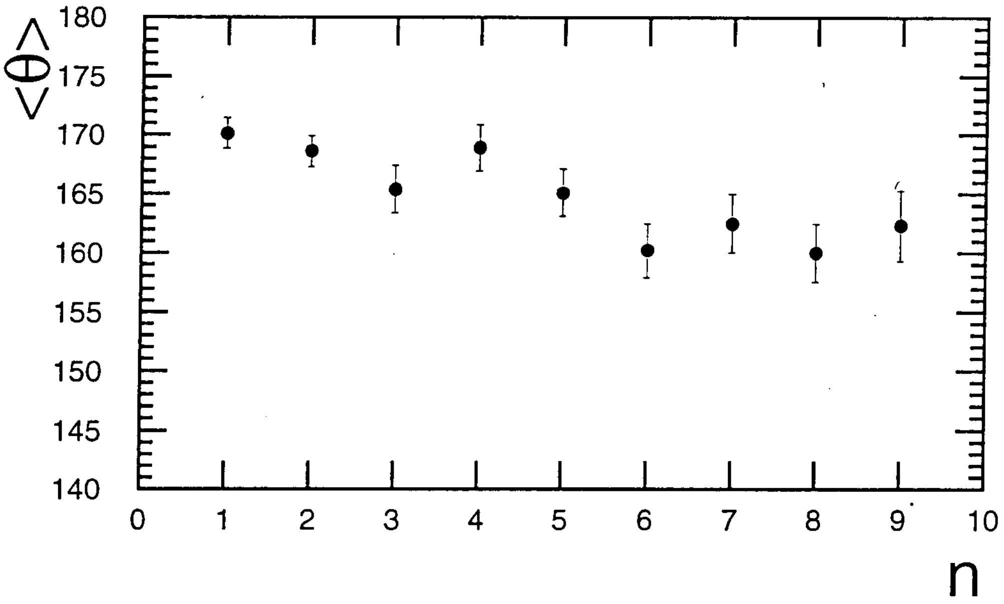


Рис.2 Зависимость среднего угла между осколками от числа треков заряженных частиц сопровождения для событий расщепления ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ.

Подводя итог предварительных экспериментов, можно было утверждать, что поиски процесса коллинеарного трехтельного расщепления тяжелых ядер следует предпринимать как в распадах на симметричные детектируемые осколки трансурановых делящихся ядер, так и в расщеплениях тяжелых ядер релятивистскими протонами. Нами был выбран второй путь.

Эксперименты с измерением двух кинетических энергий и двух скоростей (2E,2V) парных осколков деления

Прибор ПУСЭК, созданный в Гатчине, оказался одним из немногих [8] действовавших двухплечевых время-пролетных спектрометров, предназначенных для измерений кинетических энергий E_i и времен пролета T_i (скоростей) парных осколков деления. Большой об'ем информации, получаемой с помощью такого прибора, в известном смысле компенсирует трудоемкость его использования в эксперименте. Создание и совершенствование прибора ПУСЭК имело несколько этапов. На начальном этапе измерение массы $M_i \sim E_i T_i^2$ осуществлялось для ядер отдачи ^{19}F(8-17), ^{27}Al(4-18), ^{40}Ca(7-25), ^{58}Ni(6-38), имевших энергии в интервалах, указанных в скобках (в МэВ). Прибор ПУСЭК, работавший в режиме генератора ионов отдачи (ГИО), позволил провести измерение важной характеристики — дефекта амплитуды импульсов (ДАИ), возникающего в кремниевых полупроводниковых поверхностно-барьерных детекторах (ППБД) [9]. Знание дефекта амплитуды импульсов является необходимым элементом калибровочных процедур, использованных для энергетических и временных измерений с помощью прибора ПУСЭК.

В окончательном оптимальном варианте прибор ПУСЭК [10] представлял собой вакуумную камеру с двумя пролетными трубами, обеспечивающими базу пролета длиной 70 см. В конце каждой трубы располагалась мозаика из 8 кремниевых ППБД. Тонкие, прозрачные для парных осколков мишени из ядер ^{238}U, ^{232}Th, ^{209}Bi, ^{197}Au, ^{184}W и ^{ecm}Sm помещались в центре вакуумной камеры. На время калибровки там находился источник спонтанного деления ядер ^{252}Cf. Одно из плеч прибора ПУСЭК могло вращаться в горизонтальной плоскости, что позволяло проводить эксперименты в коллинеарной и неколлинеарной геометрии. В неподвижном плече вблизи мишени располагалось независимое устройство стартового временного сигнала. Интенсивность пучка протонов, облучающих мишень, составляла $(2\div5)\cdot10^{11}$ с$^{-1}$. Результаты обработки основной статистики событий, полученных в экспериментах с прибором ПУСЭК, периодически публиковались [11-17].

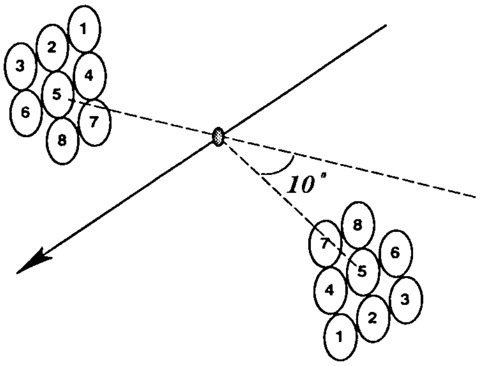
Поиски процесса коллинеарного трехтельного расщепления проводились в экспериментах с мишенью из ^{238}U. Наряду с величинами масс осколков определялись также их импульсы $P_i \sim E_iT_i$. В зависимости от величины недостающей массы $\Delta M = M_U - (M_1 + M_2)$ изучалось изменение величины недостающего импульса $\vec{P} = \vec{P_1} + \vec{P_2}$. При этом анализировались распределения событий по проекциям импульса на ось разлета двух осколков P_a и перпендикулярную ей плоскость P_p:

$$P^2 = P_a^2 + P_p^2.$$

События, попадающие в определенный интервал ΔM, отображались на двумерной диаграмме (P_p, P_a). Поскольку целью поиска являлся процесс коллинеарного трехтельного расщепления, было естественно проводить его для осколков сравнимых масс. Поэтому был выбран интервал $\Delta M \geq 75$ а.е.м, отводящий для третьего осколка около трети массы ядра мишени. Двумерные диаграммы (P_p, P_a) были построены по результатам экспериментов в коллинеарной и неколлинеарной геометрии. Подробно оба эксперимента описаны в работах [15,16]. Результаты неколлинеарного и коллинеарного экспериментов показаны на рис. 3 и 4, соответственно. В верхней части рисунков показана схема эксперимента и расположение мозаик полупроводниковых детекторов относительно первичного пучка. Детекторы в обеих мозаиках были пронумерованы таким образом, чтобы детекторы с одним номером соответствовали в коллинеарной геометрии минимальному отклонению от 180^o (не более 1.2°) угла разлета двух детектируемых осколков.

Сравнение двумерных распределений на рис. 3 и 4 демонстрирует изменение механизма расщепления тяжелых ядер релятивистскими протонами от деления на последней стадии каскадно-испарительного процесса к коллинеарному трехтельному расщеплению [16]. Среди событий, зарегистрированных в коллинеарной геометрии, обнаруживаются такие, в которых полностью сбалансированы импульсы детектируемых массивных осколков, т.е. $|\vec{P}| = 0$, несмотря на большой дефицит массы $\Delta M \geq 75$ а.е.м. Для этих событий выполняется общее условие (6) неподвижности третьего осколка. Используя химическую символику, можно записать реакцию расщепления ядра ^{238}U протоном с энергией 1 ГэВ, например, как

$$^{238}\mathrm{U} + p\ (1\ \text{ГэВ}) \rightarrow^{67}_{33}\mathrm{As} +^{98-\delta}_{31}\mathrm{Ga} +^{74}_{28}\mathrm{Ni} + \delta. \qquad (8)$$



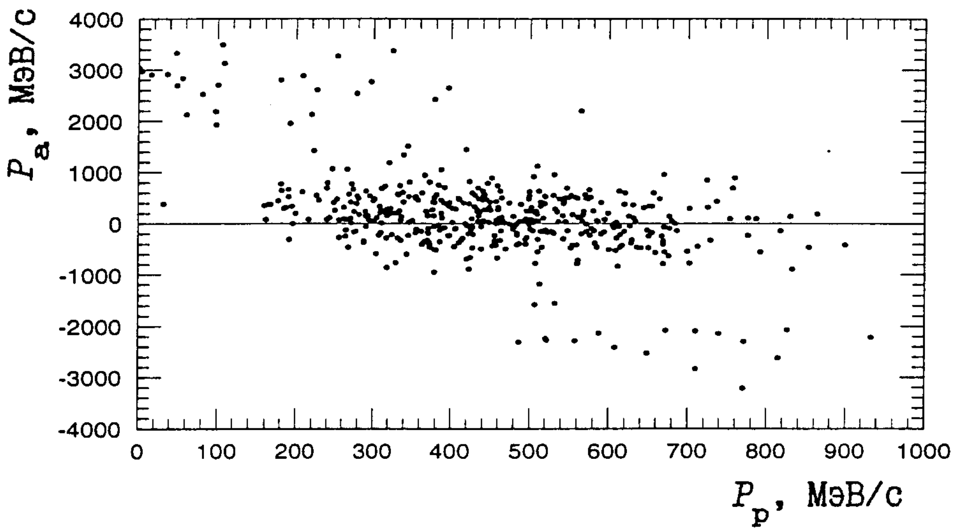
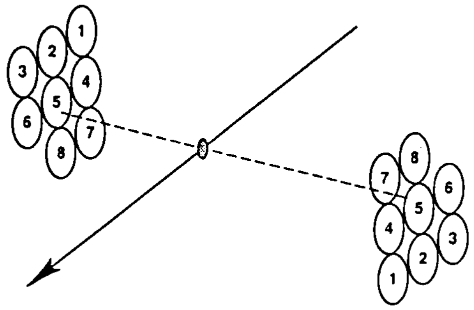


Рис.3 Двумерная диаграмма (P_p, P_a) для "неколлинеарного" эксперимента по расщеплению ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ.

Измеренные массы $M_1 = 67$ а.е.м и $M_2 = 74$ а.е.м были зарегистрированы детекторами с одинаковыми номерами и имели сбалансированные импульсы по 3080 МэВ/с. Небольшая величина δ представляет собой несколько каскадных нуклонов, компенсирующих импульс первичного протона [17]. Максимальная энергия возбуждения, остающаяся при этом в делящемся ядре, определяется формулой

$$W_{возб} = m\delta + T - \sqrt{(m\delta)^2 + 2mT + T^2},$$

где m – масса нуклона, а T – кинетическая энергия налетающего протона. Для $\delta = 2$ и T=1 ГэВ максимальная энергия возбуждения равняется 344 МэВ, и ее вполне достаточно, чтобы третий осколок мог стать ядерно-нестабильным. При отсутствии энергии возбуждения третий осколок остается ядерно-стабильным, но не вылетает из мишени.



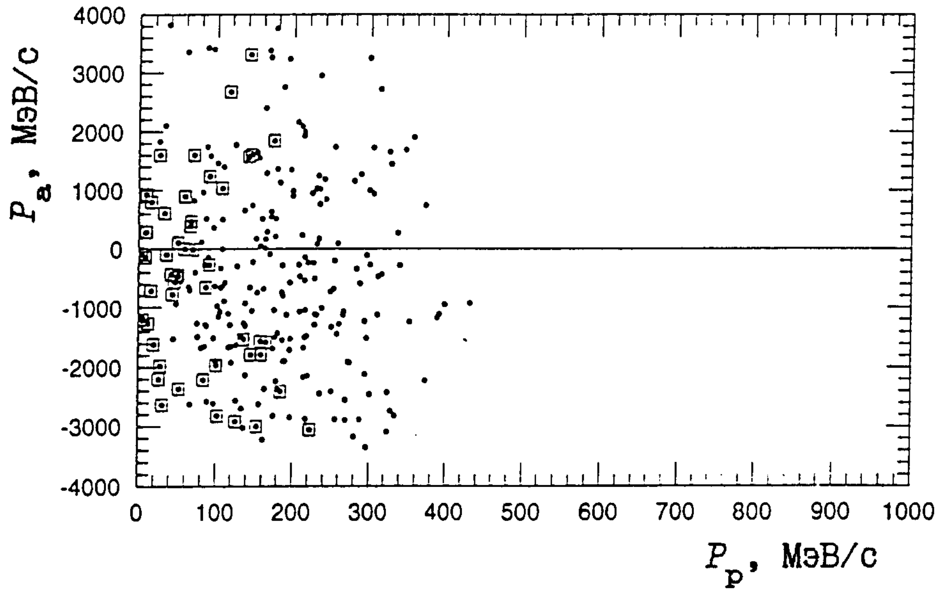


Рис.4 Двумерная диаграмма (P_p, P_a) для "коллинеарного" эксперимента по расщеплению ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ. Квадратиками отмечены события, в которых парные осколки зарегистрированы детекторами с одинаковыми номерами.

Заключение

Процесс коллинеарного трехтельного расщепления тяжелых ядер является естественным обобщением процесса бинарного ядерного деления и переходит в него в случае $Z_3 = 0$. Обнаруженный в ядре ^{238}U при облучении протонами с энергией 1 ГэВ, он мог быть интерпретирован как процесс бинарного деления в спонтанно делящемся ядре $^{258}_{100}$Fm, для которого характерно симметричное массовое распределение образующихся осколков. Достоверный механизм распада ядра $^{258}_{100}$Fm и некоторых других более тяжелых ядер может быть установлен в экспериментах с идентификацией нуклонного состава образующихся осколков.

Список литературы

[1] *Б.А.Бочагов, А.П.Комар, Г.Е.Солякин.* // ЖЭТФ, 1960. Т.38. С.1374.

[2] *Б.А.Бочагов, А.П.Комар, Г.Е.Солякин, В.И.Фадеев.* // Атомная энергия, 1961. Т.540. С.11.

[3] *Б.А.Бочагов, А.П.Комар, Г.Е.Солякин.* // ЖЭТФ, 1962. Т.43. С.1611.

[4] *Б.А.Бочагов, С.С.Васильев, Г.Г.Семенчук, Г.Е.Солякин.* // Ядерная физика, 1965. Т.1. С.461.

[5] *А.П.Граевский, Г.Е.Солякин.* // Ядерная физика, 1973. Т.18. С.720.

[6] *А.А. Жданов, А.И.Обухов, Г.Е.Солякин.* // Ядерная физика, 1994. Т.57. С.1210.

[7] *B.N.Belyaev, V.D.Domkin, Yu.G.Korobulin, L.N.Andronenko, G.E.Solyakin.* // Nucl. Phys., 1980. V.A348. P.479.

[8] *Y.S.Kim, P.Hoffmann, H.Daniel, T.Egidy, T.Hanninger, F.J.Hartmann, M.S.Lotfranei, H.S.Plendl.* // Nucl.Instr.Meth., 1993. V.A329. P.403.

[9] *S.A.Kassirov, G.G.Kovshevny, A.A.Kotov, V.R.Resnik, G.E.Solyakin, N.K.Terent'ev.* // Nucl.Instr.Meth., 1974. V.119. P.301.

[10] *М.Н.Андроненко, Б.Л.Горшков, А.И.Ильин, В.Р.Резник, И.Н.Синогеев, Б.Ю.Соколовский, Г.Е.Солякин, С.И.Труш, Ю.А.Честнов, В.Е.Шашмин.* // Методические и прикладные работы ЛИЯФ, 1988, Ленинград. С.83.

[11] *В.Е.Шашмин, М.Н.Андроненко, И.Н.Синогеев, Г.Е.Солякин, С.И.Труш, Ю.А.Честнов.* // Письма в ЖЭТФ, 1978. Т.27. С.309.

[12] *Б.Л.Горшков, А.И.Ильин, Б.Ю.Соколовский, Г.Е.Солякин, Ю.А.Честнов.* // Письма в ЖЭТФ, 1983. Т.37. С.60.

[13] *Ю.А.Честнов, Б.Ю.Соколовский, Г.Е.Солякин.* // Письма в ЖЭТФ, 1991. Т.40. С.490.

[14] *Ю.А.Честнов, А.В.Кравцов, Б.Ю.Соколовский, Г.Е.Солякин.* // Ядерная физика, 1987. Т.45. С.19.

[15] *А.В.Кравцов, Г.Е.Солякин.* // Письма в ЖЭТФ, 1991. Т.53. С.385.

[16] *G.E.Solyakin, A.V.Kravtsov.* Preprint PNPI–2105, 1996, Gatchina. 17p.

[17] *G.E.Solyakin.* // PNPI Research Report 1992–1993, Gatchina, 1994. P.76.