

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.172.13

**НОВЫЙ ПОДХОД К ОСУЩЕСТВЛЕНИЮ РЕАКЦИЙ
D—D-СИНТЕЗА**

B. B. Леонас

(Институт проблем механики АН СССР)

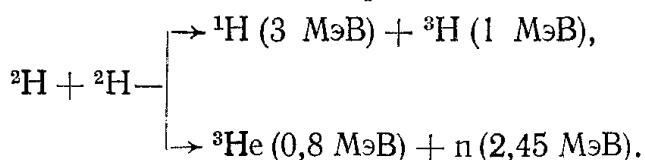
Заманчивые перспективы использования термоядерных источников энергии стимулируют поиски новых способов организации управляемых реакций ядерного синтеза. После только что отшумевшего «бума» с холодным синтезом следует ожидать известного скепсиса по отношению к любой попытке обсуждения подходов, хотя бы отдаленно напоминающих холодный синтез либо отличных от традиционных и интенсивно разрабатываемых методов УТС.

Тем не менее в настоящей заметке мы хотели бы привлечь внимание к недавней работе [1], в которой, кажется, наблюдался эффект «теплого» (по аналогии с термином «холодный») D—D-синтеза.

Проведенные в [1] и продолжающиеся эксперименты могут связываться со своеобразным осуществлением довольно старой идеи [2] создания условий запуска реакций синтеза путем соударения разогнанных до высоких скоростей макрочастиц. Как известно, сильное сжатие и разогрев вещества в ударной волне, возникающей при соударении макрочастицы с препятствием (или себе подобной), могут обеспечить создание условий прохождения реакций синтеза. Последнее подробное обсуждение этой проблемы на страницах журнала «УФН» имело место в 1981 г. [3], и были отмечены серьезные трудности достижения необходимых скоростей соударения.

В обсуждаемой ниже работе, выполненной в Брукхэйвенской национальной лаборатории (США), в качестве ударяющих частиц использовались однократно заряженные кластеры тяжелой воды $(D_2O)_nD^+$ (далее $(D_2O)_n$), разгонявшиеся (рис. 1) в линейном ускорителе типа Кокрофта — Уолтона до энергий порядка 300 кэВ (т. е. до скоростей $\sim 10^7$ км/с). В качестве бомбардируемой мишени использовалась пластина из дейтерированного (с высокой степенью насыщения) титана (TiD). Селекция кластеров по размерам осуществлялась с помощью квадрупольного масс-спектрометра, установленного на входе ускорительной секции. Его разрешение обеспечивало контролируемое изменение числа молекул в кластере от нескольких десятков до тысяч ($25 \leq N \leq 1,3 \cdot 10^3$). Типичные токи пучков ускоренных кластеров заданного размера составляли 1–10 нА. Для указанных значений N при номинальной энергии пучка 300 кэВ удельные энергии $E(D)$ на один дейtron изменились в диапазоне $0,12 \leq E(D) \leq 6$ кэВ.

Представляющие интерес каналы синтеза отвечают реакциям



Для детектирования энергичных продуктов ${}^1\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ в работе [1] использовался полупроводниковый детектор (ППД), и типичный спектр амплитуд выходных сигналов ППД показан на рис. 2. Калибровка ППД (шкалы многоканального анализатора) осуществлялась от α -источников (${}^{241}\text{Am}$, ${}^{148}\text{Gd}$), и регистрируемую линию в области 3 МэВ можно уверенно отождествить с выходом энергичных протонов реакции синтеза. Однако для дополнительного подтверждения этого были выполнены контрольные измерения с ППД, закрытым слоем Al толщиной 48 мг/см².

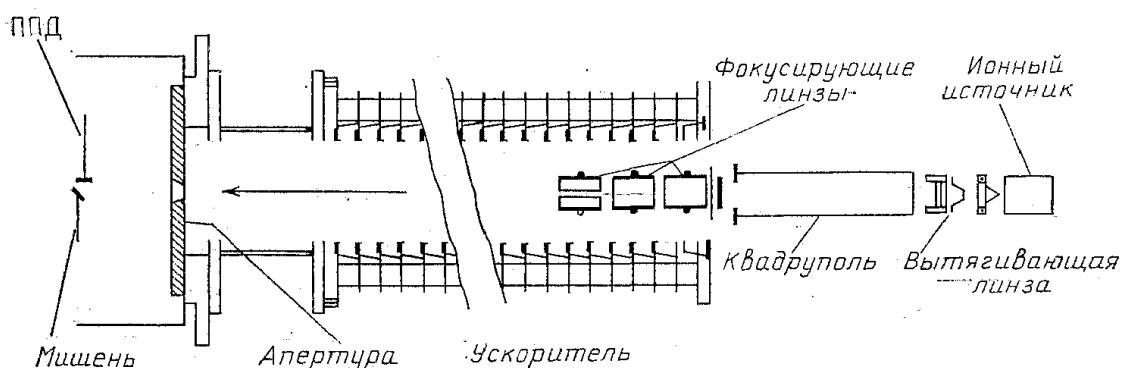


Рис. 1. Схема экспериментальной установки [1]. В ионном источнике с помощью коронного разряда в смеси паров воды и гелия формируются заряженные кластеры, выносимые газодинамической струей к вытягивающей линзе. Вытягивающая линза коллимирует и ускоряет заряженные кластеры в квадрупольный масс-спектрометр, выделяющий пучок кластеров заданного размера. Сфокусированный пучок кластеров в ускорительной секции разгоняется до номинальной энергии и через ограничивающую апертуру попадает на TiD-мишень. Мишень установлена под углом 45°; ППД — полупроводниковый детектор — перехватывает выходящие энергичные продукты реакций синтеза

Торможение продуктов в поглощающем Al-слое приводило к сдвигу наблюдаемых линий, предсказанному на основе известных табличных величин тормозной способности вещества. Таким образом, факт регистрации энергичных протонов термоядерного происхождения, возникающих при бомбардировке TiD-мишени ускоренными кластерами (D_2O)_n, представляется убедительно доказанным. Для исключения тривиального объяснения факта появления продуктов присутствием в пучке осколков (например, D^+ , OD^+ , D_2O^+) с полной энергией в сотни кэВ состав бомбардирующего пучка был проанализирован с помощью того же ППД, защищенного тонким слоем Al (50 мкг/см²). Толщина этого слоя достаточно для «остановки» атомов ускоренных кластеров, но он пропускает с небольшим торможением осколки (D^+ , OD^+ , D_2O^+) высоких энергий. Этот контрольный эксперимент позволил оценить возможный вклад примесей энергичных осколков на уровне, не превышающем 0,3% от величины выхода, регистрируемого для случая бомбардировки мишени пучком ускоренных кластеров.

Полное исключение паразитных вкладов в измеряемый выход требует, однако, дальнейших контрольных опытов. Так, в недавней заметке [4] было обращено внимание на еще один возможный источник «самоотравления» пучка в ходе эксперимента. Кроме самого пучка имеется

второй потенциальный источник примесей. При бомбардировке дейтерированных мишеней неизбежно происходит распыление материала мишени. Вторичные продукты (заряженная их компонента типа D^+ , D_2^+), попадая в начальный участок ускорительного промежутка, могут загрязнить пучок примесью быстрых дейtronов. Если учитывать резкую энергетическую зависимость сечения реакции, даже ничтожная доля примесей может дать регистрируемый выход. Буркхэйвенская группа в ответе на эту заметку исключала такую возможность на основе малости величины полного тока бомбардирующего пучка. Однако наилучшим ответом здесь, очевидно, будет прямое экспериментальное подтверждение отсутствия этой примеси, например, путем пространственного разделения легкой и тяжелой, (клластерной) компонент пучка.

В качестве мишеней авторами [1] наряду с TiD использовались дейтерированный цирконий и дейтерополиэтилен [5].

Уместно также упомянуть о дополнительных контрольных экспериментах, проделанных в работе. Так, в одной серии экспериментов использовался пучок кластеров нормальной воды (H_2O)_n, бомбардировавший мишень — TiD; в другой — мишень TiH бомбардировалась кластерами (D_2O)_n. В обоих случаях выход МэВ-протонов отсутствовал. Отсутствие сигналов в случае замены D на H в пучке или мишени кроме тривиального объяснения, связанного с существенно более низкими сечениями H—D-реакций по сравнению с сечениями D—D-реакций, позволяет сделать и более содержательное заключение. Оно состоит в том, что наблюдавшиеся реакции синтеза, очевидно, не могут быть локализованы ни в веществе ударника, ни в веществе мишени, предположительно сжимаемых и нагреваемых ударными волнами. В рамках обсуждения возможного механизма с ударным сжатием уместно отметить, что для гидродинамической картины соударения сжатые материалы ударника и мишени будут разделены контактной поверхностью и, имея разные температуры, будут co-существовать, в известном смысле не взаимодействуя друг с другом. Следовательно, необходимость непосредственного «контакта» D — атомов пучка и мишени как условие осуществления реакции представляется важным следствием обсуждаемых контрольных экспериментов. Реально такой «контакт» мог бы быть достигнут в процессе первичного столкновительного взаимодействия, соответствующего атомному, а не макроскопическому уровню гидродинамической трактовки.

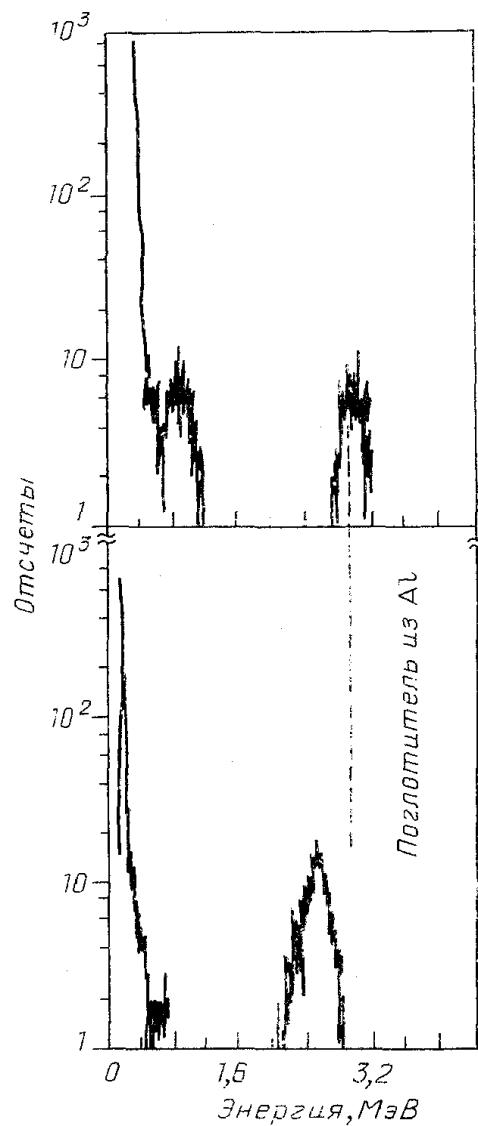


Рис. 2. Амплитудные распределения выходных сигналов ППД, регистрируемых при бомбардировке мишени кластерами тяжелой воды. Нижний спектр соответствует ППД, закрытому слоем ($48 \text{ мг}/\text{см}^2$) Al. Видно смещение линий, обусловленное торможением продуктов реакции в защитном слое и согласующееся с расчетом

Используя известное выражение для сечения реакции синтеза [6]

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-A/E^{1/2}) = \frac{S(E)}{E} \cdot 10^{-B/E^{1/2}}, \quad (1)$$

где E — относительная энергия столкновения ($S(E)=0,55 \cdot 10^{-22}$ см 2 кэВ, $A=31,28$ кэВ $^{1/2}$, $B=13,58$ кэВ $^{1/2}$), можно провести оценки инициируемого прямыми столкновениями выхода реакций синтеза. Согласно (1) сечение резко уменьшается с падением энергии в субкэВ-диапазоне и выход реакций исключительно чувствителен к энергии столкновения.

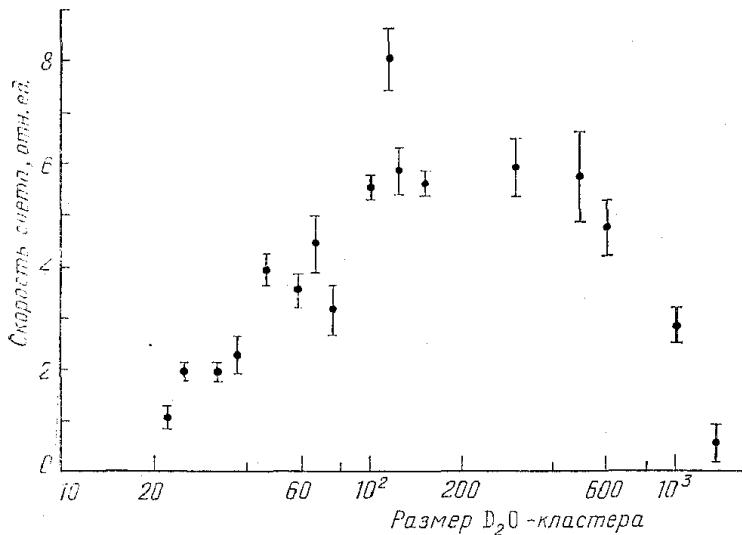


Рис. 3. Зависимость выхода (нормированного на ток пучка) продуктов реакции от размера кластера N с номинальной энергией 300 кэВ

Однако полученные в [1] результаты (рис. 3, 4) находятся в резком противоречии с этими ожиданиями. На рис. 3 показана зависимость нормированного на ток пучка выхода продуктов (3 МэВ протонов) от размера кластеров, ускорявшихся до одинаковой номинальной энергии (300 кэВ). Изменение N от 25 до 1300 будет сопровождаться изменением удельной (на одну молекулу D_2O или атом D) энергии в 50 раз. Однако вариации выхода на рис. 3 укладываются в пределах всего одного порядка величины. Более того, вначале наблюдается рост выхода (с максимумом при $N \approx 10^2$) с уменьшением удельной энергии. При этом измеренный выход на 10 и более порядков величины превышает ожидаемый по оценке для столкновений D — D. Не менее парадоксальным представляется и показанный на рис. 4 результат измерения энергетической зависимости выхода для пучка кластеров фиксированного ($N=150$) размера. Соотношение для $\sigma(E)$ позволяет сделать оценку возможных изменений выходов при изменении энергии пучка в 1,25 раз (от 225 кэВ до 300 кэВ). Так, если принять, что выход связан с осколочными ионами D^+ в пучке, то $\sigma(300)/\sigma(225) \approx 1$. Если же считать, что изменение выхода связано с вариацией удельной энергии атомов D кластера, то $\sigma(0,20)/\sigma(0,15) \approx 10^4$. Таким образом, для обоих случаев имеем полное расхождение с измерениями. Можно оценить эффективную энергию, обеспечивающую согласно (1), вариацию выхода в 10 раз. Величина E_{eff} оказывается ~ 6 кэВ при том, что удельная энергия $E(D)=0,2$ кэВ.

Эти неожиданные результаты инициировали экспериментальные [7] и теоретические [8] усилия, направленные на подтверждение и объяснение наблюдений. Группа французских исследователей из Института ядерной физики в Лионе попыталась обнаружить продукты ядерного синтеза, бомбардируя мишень из дейтерированного титана пучками кластеров молекул D_2 (а также N_2). Результаты экспериментов при

удельных энергиях атомов D в пучке $E(D) \leq 1$ кэВ оказались отрицательными. Однако следует заметить, что этот результат, по-видимому, вполне закономерен и мог быть предсказан до измерений. Группа планирует в будущем воспроизвести эксперимент с использованием пучков кластеров тяжелой воды.

В работе [8] была представлена попытка количественного объяснения наблюдений [1] на основе ударного механизма разогрева вещества. В ней, по-существу (постулируя аномально высокую (500 эВ) температуру вещества при соударении), за счет вклада высокоэнергетического «хвоста» максвелл-больцмановского распределения расчетные значения

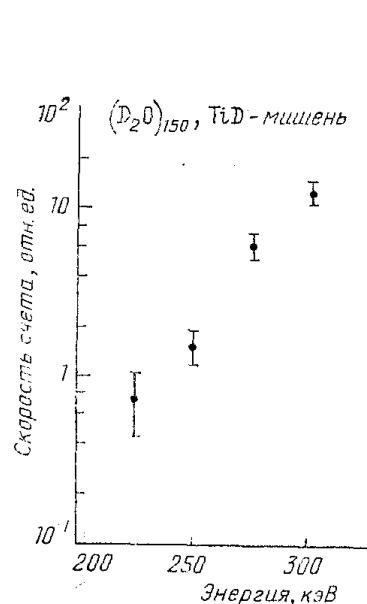


Рис. 4. Энергетическая зависимость выхода продуктов при бомбардировке мишени кластерами фиксированного ($N = 150$) размера

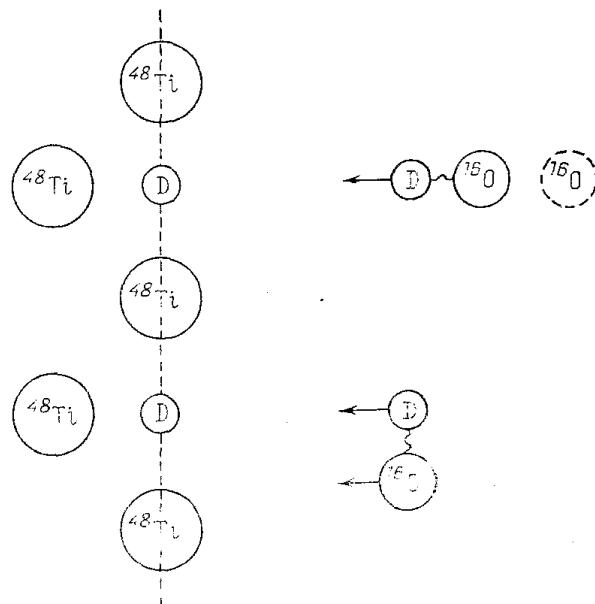


Рис. 5. Схематическое представление коллинеарной и ортогональной конфигурации столкновительного комплекса из фрагментов мишени (Ti—D) и молекулы воды (O—D)

скорости реакции и энергетическая зависимость выхода подогнаны к наблюдениям. Произвольность подгона видна из того, например, что в случае $N = 10^3$ удельная энергия входящей в кластер молекулы $E(D_2O)$ равна 300 эВ, 80% которой связано с атомом O. В результате соударения с мишенью энергия перераспределяется между атомами вещества ударника и мишени и совершенно невероятно в этих условиях получить средние энергии (температуру) выше 100 эВ. Но при температурах < 100 эВ наблюдавшийся в [1] выход объяснить не удается.

Следует ожидать, что из-за соотношения масс столкновительная «перекачка» энергии от атомов O к атомам D ударника и мишени весьма неэффективна. Выравнивание энергий не должно успевать осуществляться, поскольку, согласно оценке, характерная длина пробега ($L \sim 20$ Å) для такого энергообмена сравнима с линейными размерами ($R_{\text{кл}} = 10 - 40$ Å) кластеров. Таким образом, и после публикации [8] Проблема количественного объяснения аномального выхода сохраняется.

При низкой эффективности прямого столкновительного энергообмена необходимо искать каналы ее повышения. Простая возможность «накачки» относительной энергии D—D столкновений до уровня, обеспечивающего существенный рост выхода, рассматривается ниже. Одна из возможностей может быть основана на явном учете структурных особенностей мишени, кластера и образующих его молекул (рис. 5). Наличие структуры обеспечивает реализацию коррелированных столкновений,

а именно — столкновений в линейной цепочке атомов, возникающей из ударяющего D — O-фрагмента молекулы и ударяемого Ti — D-фрагмента мишени. В такой цепочке различие масс O и D очевидно повышает эффективность «перекачки» энергии от O к D. Действительно, в цепочке столкновение атомов D происходит как бы между «молотом» (атом O) и «наковальней» (атом Ti), а расстояние наибольшего сближения атомов R_{D-D} будет определяться полной энергией фрагмента $E(O-D)$. Решая в оправданном здесь приближении классической механики уравнения движения для атомов цепочки, можно найти расстояние R_{D-D} наибольшего сближения атомов D, определяющие вероятности туннельного перехода. Туннельная экспонента $P = \exp(-31,28/E)^{1/2} = 10^{-13,58/E^{1/2}}$ легко может быть преобразована к виду $P = 10^{-11,33R_{D-D}^{1/2}}$, где R_{D-D} — в ед. 10^{-2} Å. При численных расчетах межатомные взаимодействия описывались потенциалом кулоновского отталкивания для дейtronов и по-

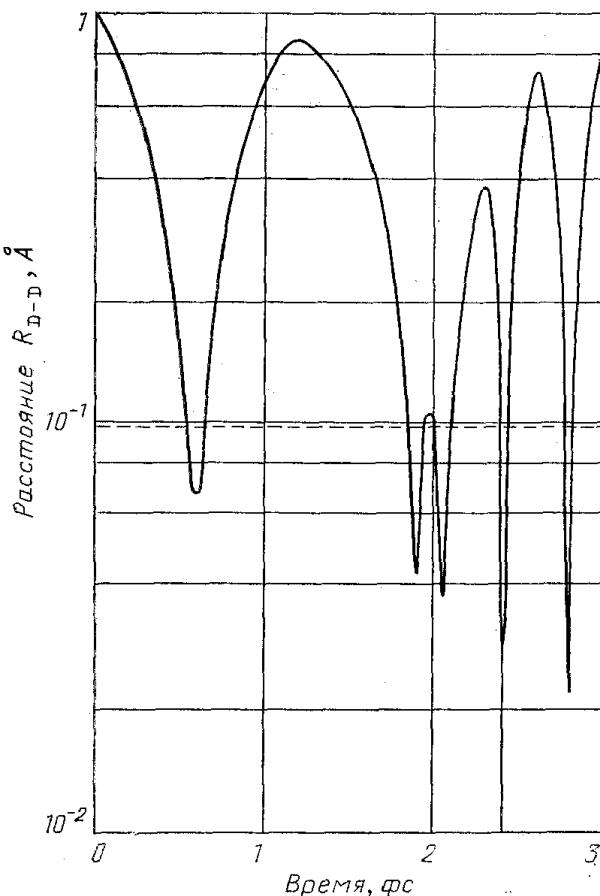


Рис. 6. Временная развертка классической траектории столкновения в линейной цепочке Ti—D—D—O. Фрагмент D—O налетает на Ti—D со скоростью $1,7 \cdot 10^7$ см/с. Многократное столкновение D—D приводит за счет роста относительной энергии столкновений к увеличению вероятности туннельного прохождения энергетического барьера реакции. Штриховой линией показано расстояние наибольшего сближения R_{D-D} для столкновения с энергией $E(D)$, отвечающей скорости $1,7 \cdot 10^7$ см/с

тенциалами из работ [9], [10] для других пар. На рис. 6 показана временная развертка типичной траектории относительного движения атомов D в цепочке (моделировался случай удара с $N=100$, $E_{\text{кл}}=300$ кэВ). (Расчеты выполнены д-ром Ц.-С. Ваном). Характерной особенностью таких траекторий является многократность столкновения с достижением минимального R_{D-D} после третьего, четвертого колебания, когда относительная энергия столкновения оказывается близкой к половине начальной кинетической энергии $E(O-D)$ фрагмента.

Расчеты показывают, что по сравнению с величинами, вычисленными для $E(D)$, достигаемый здесь выигрыш в вероятности P туннельного перехода может составить 10–30 порядков величины для N в интервале $25 \leq N \leq 10^3$. Таким образом, коллинеарные столкновения в цепочке действительно обеспечивают эффективную «накачку» энергии, увеличивая

вероятность реакции. Вопрос, достаточно ли этого для количественного описания наблюдений, пока открыт. В значительной степени эффективность такого механизма будет определяться геометрической структурой кластера.

Некоторые указания на характер распределения молекулярных осей в кластерах воды могут быть получены из работы [11]. В ней отмечена преимущественность ориентации О — Н связей вдоль радиуса сферического кластера с атомами Н, «смотрящими» наружу.

Задачи настоящей заметки и ограниченный объем доступных экспериментальных данных делают более подробное обсуждение возможных механизмов преждевременным.

В заключение хотелось бы обратить внимание на сделанное в [1] утверждение о том, что авторами развит «новый подход к изучению реакций ядерного синтеза... и, возможно, новый путь к получению термоядерной энергии», а также на объявленное [5] намерение провести аналогичные эксперименты с использованием более мощного (5 МВ) ускорителя и крупных кластеров.

Автор выражает глубокую благодарность проф. К. Гроневельду, д-ру Ц.-С. Вану, д-ру Ф. И. Далидчику, д-ру А. А. Пярнпуу за интересные обсуждения затронутых здесь проблем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Beuler R. J., Fridlander G., Friedman L.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1289.
2. Winterberg F.//Zs. Naturforsch. 1964. Bd. 19a. S. 231.
3. Манзон Б. М.//УФН. 1981. Т. 134. С. 611.
4. Cecil F. E., McNeil J. A.//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2210.
5. Brookhaven Bull. September 15, 1989. V. 43. No 36; Science. 1989. V. 245. P. 1448.
6. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика.—М.: Наука, 1980.
7. Fallavier M., Kemmler J., Kirsch R., Poizat J. C., Remillieux J., Thomas J. P.//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 621.
8. Echenique P. M., Manson J. R., Ritchie R. H.//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1413.
9. Dygo A., Turos A. Nucl. Instr. and Meas. Ser. B. 1987. V. 18. P. 115.
10. Gaydaenko I., Nikulin V. A.//Chem. Phys. Lett. 1970. V. 7. P. 280.
11. Barnett R. N., Landman U., Cleveland C. L., Jortner J.//J. Chem. Phys. 1988. V. 88. P. 4429.