

## MUON CATALYZED FUSION

B. M. KARNAKOV

*Physical problems connected with fusion are considered. Muon catalyzed fusion of hydrogen isotopes is discussed. Physical achievements in muon catalyzed fusion permit to solve the problems of energetic crisis on its basis.*

**Рассмотрены физические вопросы, связанные с условиями протекания реакций ядерного синтеза из ядер – изотопов водорода. Обсуждается механизм инициирования такого синтеза с помощью мюонов. Физические достижения в исследовании мю-катализа позволяют надеяться, что в перспективе на его основе возможно решение проблемы энергетического кризиса.**

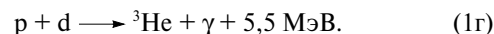
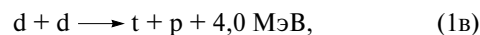
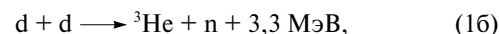
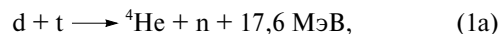
## МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Б. М. КАРНАКОВ

Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1], ядерные превращения могут сопровождаться значительным выделением энергии. Так, в ядерных реакциях синтеза гелия и трития из ядер – изотопов водорода имеем



Символы p, n, d, t, He,  $\gamma$  отвечают соответственно протону, нейтрону, ядрам дейтерия, трития, гелия и  $\gamma$ -кванту.

Напомним, что  $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$  (электронвольт),  $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ . Ядерный синтез является источником излучения Солнца (и других звезд).

Выделение энергии в ядерных реакциях в миллионы раз превышает энерговыделение при обычном горении. Ввиду быстрого истощения ресурсов естественных источников энергии на Земле (нефть, газ, уголь) актуальной является проблема овладения ядерной энергией. Уже существующая ядерная энергетика основана на использовании реакций деления (о перспективах ее безопасного развития см. [2]).

### КУЛОНОВСКИЙ БАРЬЕР В РЕАКЦИЯХ СИНТЕЗА

Для протекания реакций (1) сталкивающиеся ядра должны сблизиться до расстояния  $R_{\text{яд}} \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  (это значение – примерно удвоенный размер таких ядер и по порядку величины соответствует радиусу действия ядерных сил). Однако такому сближению препятствуют действующие между ядрами силы кулоновского (электростатического) отталкивания. Потенциальная энергия этого взаимодействия ядер – изотопов водорода между собой имеет вид  $U_{\text{кул}}(r) = e^2/r$  (здесь  $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. CGSE}$  – заряд протона,  $r$  – расстояние между ядрами в сантиметрах, при этом значение  $U_{\text{кул}}$  дается в эргах).

Чтобы нагляднее почувствовать роль кулоновского отталкивания, воспользуемся сначала классическими представлениями. Согласно закону сохранения энергии имеем

$$\epsilon = \frac{1}{2}m\nu^2 + \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2}m\nu_\infty^2 = \text{const}, \quad r > R_{\text{яд}}. \quad (2)$$

Здесь учтено, что до соприкосновения ядер их ядерным взаимодействием можно пренебречь и поэтому оно не входит в выражение для энергии. В формуле (2)  $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  – приведенная масса ядер,  $\nu$  – скорость их относительного движения, а  $\nu_\infty$  – ее значение на больших расстояниях, где уже можно пренебречь и кулоновским взаимодействием ядер. Из (2) следует, что, для того чтобы ядра смогли сблизиться до расстояния  $R_{\text{яд}}$  и могла произойти реакция синтеза, энергия их относительного движения должна удовлетворять условию

$$\epsilon \geq \epsilon_{\text{пор}} \equiv \frac{e^2}{R_{\text{яд}}} \approx 6 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} \approx 0,4 \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Поэтому согласно классическим представлениям ядерные реакции синтеза из-за кулоновского отталкивания носят пороговый характер: для их протекания энергия ядер должна превышать значение  $\epsilon_{\text{пор}}$ .

При термоядерном синтезе в плазме необходимые значения энергии  $\epsilon$  получаются за счет теплового движения ядер. Оценим температуру  $T_0$ , при которой характерные значения энергии теплового движения совпадают с  $\epsilon_{\text{пор}}$ . Среднее значение этой энергии, как и в случае поступательного движения одной частицы, составляет  $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2}kT$ . Здесь  $T$  – температура среды в градусах шкалы Кельвина (абсолютная температура), а  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/К (постоянная Больцмана). Отсюда следуют полезное соотношение  $1 \text{ эВ} \approx 12000 \text{ К}$  и искомая оценка температуры (для  $\bar{\epsilon} = 0,4 \text{ МэВ}$ )

$$T_0 \approx 3 \cdot 10^9 \text{ К} \quad (4)$$

(огромная температура, комментарий см. ниже).

Ядерный синтез протекает и при температурах  $T$  ниже  $T_0$ . При этом значения  $\epsilon > \epsilon_{\text{пор}}$  возможны за счет флуктуации энергии частиц при их тепловом движении. Конечно, при  $T \ll T_0$  требуемые значения  $\epsilon$  будут встречаться с очень малой вероятностью. Соответствующее уменьшение скорости  $\nu(T)$  реакций синтеза ( $\nu$  – число актов реакции в единице объема в единицу времени) определяется множителем  $e^{-\epsilon/kT}$ , который непосредственно следует из известного распределения Максвелла для скоростей частиц. Заменяя  $\epsilon$  на минимально возможное значение  $\epsilon_{\text{пор}}$ , получаем

$$\nu_{\text{кл}}(T) \approx \nu_0 \exp \left\{ -\frac{\epsilon_{\text{пор}}}{kT} \right\}. \quad (5)$$

Приведенные выше результаты были основаны на классических представлениях. Сделаем два заме-

чания по этому поводу. Вывод о необходимости очень высоких температур для протекания реакций синтеза в плазме безусловно является правильным. Именно с этим обстоятельством связаны основные трудности решения проблемы управляемого термоядерного синтеза [3]. Однако оценка (4) требуемых значений температуры представляется слишком завышенной. Известно, что термоядерный синтез в недрах Солнца протекает при температуре<sup>1</sup>  $T \approx 15 \times 10^6 \text{ К}$ . Если же воспользоваться формулами (3), (5), то для скорости реакций получается исчезающе малое значение, так как экспоненциальный множитель при  $T \approx 1 \text{ кэВ}$  оказывается равным  $e^{-400} \approx 2 \times 10^{-174}$ . Объяснение такого несоответствия дается в следующем разделе.

### ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕЗ КУЛОНОВСКИЙ БАРЬЕР

Физически корректное исследование динамики микрочастиц может быть получено только в рамках квантовой механики [1]. Квантово-механическое описание во многом радикально отличается от привычной картины классического движения частиц по траекториям. В частности, принципиальное отличие проявляется в явлениях, связанных с преодолением частицами потенциальных барьеров. В классической механике потенциальный барьер высотой  $U_0$  могут преодолеть только такие частицы, энергия  $\epsilon$  которых превышает высоту барьера. Согласно же квантовой механике возможно прохождение – туннелирование – через потенциальный барьер и для частиц с  $\epsilon < U_0$ . Туннелирование через потенциальный барьер связано с проявлением волновых свойств, присущих микрочастицам, и не имеет аналога в классической механике.

Туннельный эффект был открыт в связи с  $\alpha$ -распадом тяжелых ядер, имеющих заряд  $Ze$  с  $Z \approx 100$ ; радиусы таких ядер  $\tilde{R}_{\text{яд}} \approx 10^{-12} \text{ см}$ . Поэтому на первый взгляд у вылетающей из ядра  $\alpha$ -частицы кинетическая энергия  $\epsilon_\alpha > 2(Z-2)e^2/\tilde{R}_{\text{яд}} \approx 30 \text{ МэВ}$ . Здесь множители 2 и  $Z-2$  отвечают зарядам  $\alpha$ -частицы и остаточного ядра и учтено, что минимальное значение энергии отвечает  $\alpha$ -частицам, имеющим при вылете из ядра нулевую скорость на его поверхности. В то же время типичные значения энергий  $\alpha$ -частиц в распадах существенно меньше (несколько мегаэлектронвольт). Вылет таких частиц из ядра как раз и объясняется туннелированием их через потенциальный кулоновский барьер. Согласно классической механике такие  $\alpha$ -частицы не могли бы находиться вблизи ядра (иначе для них было бы  $\nu^2 < 0$ ).

<sup>1</sup> Заметим, что в достаточно плотной среде, по мере понижения температуры взрывной (лавинообразный) характер протекания ядерных реакций сменяется медленным “горением”.

Проницаемость (вероятность туннелирования при однократном столкновении) кулоновского потенциального барьера  $U_{\text{кул}}(r) = \frac{e^2}{r}$  описывается выражением

$$w_{\text{тун}} \equiv D_{\text{кул}}(v) = \frac{2\pi e^2}{\hbar v} \left[ \exp\left(\frac{2\pi e^2}{\hbar v}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг · с – постоянная Планка. Появление этой фундаментальной константы в физической формуле указывает на квантово-механическую природу описываемого ею явления. Из (6) следует, что  $D_{\text{кул}}(v) \rightarrow 1$  при  $v \rightarrow \infty$ , то есть очень быстрые частицы легко проникают через кулоновский барьер. С уменьшением скорости проницаемость барьера также убывает. При  $v$ , равном  $v_{\text{кул}} \equiv 2\pi e^2/\hbar$ , имеем  $D_{\text{кул}} \approx 0,6$ . Далее для медленных частиц проницаемость кулоновского барьера уже очень мала и экспоненциально падает с уменьшением скорости:

$$D_{\text{кул}}(v) \approx \frac{v_{\text{кул}}}{v} e^{-\frac{v_{\text{кул}}}{v}} \ll 1, \quad v \ll v_{\text{кул}}. \quad (7)$$

Нетрудно убедиться в том, что в интересующем нас случае энергий  $\varepsilon \ll \varepsilon_{\text{пор}}$  для вычисления проницаемости можно использовать формулу (7).

Покажем, что при температурах  $T \ll T_0$  термоядерного синтеза именно квантовое туннелирование (а не классический надбарьерный механизм) определяет скорость протекания ядерных реакций. Для этого сравним в обоих случаях значения вероятностей сближения ядер до расстояний, на которых протекает реакция синтеза. Эти вероятности содержат экспоненциально малые множители. Для сравнения таких величин обычно достаточно ограничиться сопоставлением лишь показателей экспонент. Согласно классическому механизму имеем  $\bar{w}_{\text{клас}}(T) \propto \exp\{-\varepsilon_{\text{пор}}/kT\}$  (см. (5)).

В случае туннелирования искомая вероятность связана уже с проницаемостью кулоновского барьера  $D_{\text{кул}}(v)$  (см. (6)). Это выражение следует усреднить по скоростям с помощью распределения Максвелла, имеющего вид

$$dw_M = A e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d^3v, \quad A = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}.$$

Усреднение сводится к вычислению интеграла  $\int D_{\text{кул}}(v) dw_M$ . При  $T \ll T_0$  можно воспользоваться (7) и записать

$$\bar{D}_{\text{кул}}(T) = 4\pi A \int_0^\infty e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot \frac{v_{\text{кул}}}{v} \cdot e^{-\frac{v_{\text{кул}}}{v}} v_{\text{кул}} v dv. \quad (8)$$

Подынтегральная функция здесь содержит два экспоненциальных множителя. При этом первый из них резко возрастает, а второй, наоборот, резко уменьшается с увеличением скорости  $v$ . Произведение же обоих экспонент в целом является функцией с резко выраженным максимумом, и доминирующий вклад в значение интеграла вносит узкая область вблизи этой экстремальной точки. В такой ситуации наиболее существенная часть результата интегрирования обычно определяется величиной экспоненциальных множителей в точке максимума. В рассматриваемом случае такое максимальное значение является тем не менее малой величиной, так как общий показатель экспонент  $\varphi(v) \equiv -(v_{\text{кул}}/v + v^2/2v_{\text{тепл}}^2)$  отрицателен. Он имеет максимум в точке  $v_0 = (v_{\text{кул}} v_{\text{тепл}}^2)^{1/3}$ , определяемой из условия  $\varphi'(v_0) = 0$ , при этом  $\varphi(v_0) = -\frac{3}{2} (v_{\text{кул}}/v_{\text{тепл}})^{2/3}$  и приближенное значение интеграла (8) оказывается равным  $(v_{\text{тепл}} \equiv \sqrt{kT/m})$ :

$$\begin{aligned} \bar{w}_{\text{тун}} &\propto \bar{D}(T) \propto \exp\left\{-\frac{3}{2} \left(\frac{v_{\text{кул}}}{v_{\text{тепл}}}\right)^{2/3}\right\} = \\ &= \exp\left\{-\left(\frac{27\pi^2 m e^4}{2kT\hbar^2}\right)^{1/3}\right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Чтобы сопоставить эффективность классического и квантово-механического механизмов протекания реакций синтеза, сравним численные значения экспоненциальных множителей в формулах (5) и (9). Для реакции (1а) получаем:

а) надбарьерный механизм

$$\exp\left(-\frac{400}{T \text{ [кэВ]}}\right), \quad (10a)$$

б) туннелирование

$$\exp\left(-\frac{20}{T^{1/3} \text{ [кэВ]}}\right) \quad (10б)$$

(температура выражена в кэВ; в (10б) учтено, что для dt-системы  $m \approx 1,2m_p$ ,  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$  г – масса протона).

Из формул (10) видно, что при температурах плазмы  $T \leq 10$  кэВ  $\sim 10^8$  К ядерный синтез в ней протекает исключительно благодаря туннелированию ядер через кулоновский барьер.

## МЮОН КАК КАТАЛИЗАТОР РЕАКЦИЙ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Мюон – элементарная частица, свойства которой, включая и взаимодействия с другими частицами, аналогичны свойствам электрона. Однако он

существенно тяжелее электрона,  $m_\mu \approx 207m_e$ , и является нестабильной частицей со временем жизни  $\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$  с. Совместно с ядрами изотопов водорода мюон может образовывать связанные системы, подобные соответствующим обычным атомным системам (таким, как атом водорода или молекулярный ион  $\text{H}_2^+$  с возможной заменой ядер-протонов на d и t).

Существенно, что размеры мюонных систем в  $m_\mu/m_e \approx 200$  раз меньше размеров обычных атомов. Как известно, радиусы электронных атомов (ионов) и простейших молекул по порядку величины определяются радиусом Бора, равным  $a_B = \hbar^2/(m_e e^2) \approx 0,53 \cdot 10^{-8}$  см ( $m_e = 9,1 \cdot 10^{-28}$  г – масса электрона). Так, в молекулярном ионе  $\text{H}_2^+$  расстояние между ядрами составляет  $L_e \approx 2a_B \approx 10^{-8}$  см. Указанные размеры остаются неизменными при замене ядер их изотопами, а при замене электрона на мюон изменяются обратно пропорционально массам этих частиц. Соответственно расстояние между ядрами в положении равновесия в мезомолекулярных ионах водорода (pдμ, ddμ, dtμ и др.) составляет  $L_\mu \approx 2\hbar^2/(m_\mu e^2) \approx 5 \cdot 10^{-11}$  см.

Основная идея μ-катализа ядерных реакций – красивого физического явления – выглядит очень просто и состоит в следующем. Находящийся в водородной среде, содержащей ядра-изотопы d и t, свободный мюон образует сначала мюонный атом (dμ, tμ), а затем и мезомолекулярный ион. В таком ионе благодаря его малым размерам достаточно быстро протекает соответствующая ядерная реакция синтеза (1). При этом происходит высвобождение мюона (если его не подхватит образующееся в реакции заряженное ядро) и цепочка описанных превращений повторяется до момента распада мюона. Ниже мы обсудим основные физические вопросы этого цикла.

## КИНЕТИКА μ-КАТАЛИЗА

### Скорость ядерного синтеза в мезомолекулярном ионе

Физический механизм протекания ядерных реакций в мезомолекулярных ионах связан с туннелированием ядер через разделяющий их кулоновский барьер<sup>1</sup>. Обсудим этот вопрос подробнее. Наглядно движение ядер в двухатомных молекулах (ионах) можно рассматривать как малые радиальные колебания вблизи положения равновесия (с возможным при этом их вращением). В классическую картину колебаний квантовая механика привносит два существенно новых элемента. Прежде всего это квантование энергии колебаний (с первоначальной гипотезы

<sup>1</sup> Так как размер иона много больше радиуса действия ядерных сил, то вероятность протекания ядерной реакции непосредственно из равновесного положения ядер оказывается исчезающе малой.

Планка об этом и началось развитие квантовой теории). Кроме того, согласно квантовой механике при колебаниях частицы могут находиться на расстояниях, превышающих классическую амплитуду колебаний (то есть в подбарьерной области, с этим обстоятельством и связан эффект туннелирования). Поэтому ядра в мезомолекулярном ионе при радиальных колебаниях могут оказаться на расстояниях, где уже возможно протекание ядерной реакции.

Оценим время протекания ядерной реакции  $\tau_{\text{реак}}$ . По порядку величины оно равно  $1/\dot{w}_{\text{тун}}$ , где  $\dot{w}_{\text{тун}}$  – вероятность туннелирования через кулоновский барьер в единицу времени. Очевидно, что  $\dot{w}_{\text{тун}} = Nw_{\text{тун}}$ , где  $w_{\text{тун}}$  – вероятность туннелирования уже при однократном столкновении (см. (6)), а  $N = 1/T_{\text{кол}}$  – число ударов о барьер в единицу времени,  $T_{\text{кол}}$  – период радиальных колебаний ядер.

Для обычных двухатомных молекул (и их ионов) частота колебаний ядер  $\omega_{\text{кол}} = 2\pi/T_{\text{кол}}$  является важной характеристикой системы. Согласно квантовой механике для нее справедлива оценка

$$\omega_{\text{кол}} \sim \omega_{\text{ат}} \sqrt{\frac{m_e}{m}}, \quad \omega_{\text{ат}} = \frac{m_e e^4}{\hbar^3}, \quad (11)$$

где  $\omega_{\text{ат}}$  – атомная частота<sup>3</sup>,  $m$  – приведенная масса ядер. Заменяя в (11)  $m_e$  на  $m_\mu$ , находим частоту колебаний ядер в мезомолекулярных ионах, а с ней и

$$\tau_{\text{реак}} \sim 2\pi \frac{\hbar^3}{m_\mu e^4} \sqrt{\frac{m}{m_\mu}} D_{\text{кул}}^{-1}(v). \quad (12)$$

Важным здесь является выбор значения скорости  $v$ . Чтобы получить его, напомним, что энергия водородоподобного мюонного атома (иона с зарядом ядра  $Ze$ )  $\epsilon_0 = -m_\mu(Ze^2)^2/(2\hbar^2) \approx -2,8Z^2$  кэВ (для самого нижнего уровня; ядро для простоты считаем бесконечно тяжелым). Известно также, что энергия связи мезомолекулярного иона (в основном состоянии) составляет около 300 эВ, так что энергия мюона в ионе равна –3,1 кэВ. Однако, когда ядра сближаются до ядерных расстояний, мюон уже не различает их по отдельности, а “чувствует” лишь их суммарный заряд,  $Z = 2$ . При этом энергия мюона, как и в ионе гелия, составляет –11,3 кэВ. Соответственно кинетическая энергия ядер при их столкновении оказывается равной  $\epsilon_r \approx 8$  кэВ,

<sup>2</sup> При этом предполагается, что при соприкосновении ядер реакция синтеза происходит с вероятностью ~1. Это оправдано для dt-системы, где взаимодействие ядер носит резонансный характер. Хотя для других пар ядер – изотопов водорода оценка (12) представляется заниженной, однако окончательный вывод о том, что  $\tau_{\text{реак}} \ll \tau_\mu$ , сохраняется.

<sup>3</sup> Она характеризует энергетические уровни атомов и молекул. Так, уровни атома водорода  $E_n = -\hbar\omega_{\text{ат}}/(2n^2)$ ,  $n = 1, 2, \dots$



причем для различных ядер-изотопов. Отсюда следует значение скорости  $v = \sqrt{2\varepsilon_r/m}$ . Обратим внимание на то, что  $\varepsilon_r \propto m_\mu$ , а  $v \propto \sqrt{m_\mu}$ .

Применим формулу (12) к dtц-иону. Для этой системы получаем  $T_{\text{кол}} \approx 7 \cdot 10^{-17}$  с,  $D_{\text{кул}} \approx 5 \cdot 10^{-5}$  (при этом в показателе экспоненты  $2\pi e^2/(\hbar v) \approx 12,5$ , см. (6)) и  $\tau_{\text{реак}}^{\text{dt}} \sim 10^{-12}$  с. Как видно, время протекания ядерной реакции  $\tau_{\text{реак}}^{\text{dt}}$  на шесть порядков меньше времени жизни  $\tau_\mu$  мюона. Поэтому, как будет показано ниже, оно не сказывается на числе актов ядерной реакции, инициируемых одним мюоном. Это замечание относится и к dдц-системе.

Сделаем еще одно замечание относительно роли мюона как катализатора ядерных реакций. Как отмечалось, показатель экспоненты в проницаемости барьера для dtц-системы равен примерно  $-12,5$ . При этом он  $\propto 1/\sqrt{m_\mu}$ , как и значение  $v^{-1}$ . При переходе к обычным электронным ионам масса  $m_\mu$  заменяется на массу электрона  $m_e$ , что приводит к изменению показателя экспоненты в  $\sqrt{m_\mu/m_e} \approx 14$  раз и он оказывается равным примерно  $-180$ . Это, в свою очередь, приводит к чудовищно большому увеличению времени протекания реакций синтеза, исключаящему их наблюдение в обычных атомных системах.

### “Отравление” катализатора

После протекания ядерной реакции мюон может быть подхвачен образующимся в реакции заряженным ядром — ядром гелия в реакциях (1а), (1б). Оказываясь при этом связанным в мезоатомный ион  $\mu\text{He}$ , мюон уже перестает выступать в роли катализатора ядерного синтеза. Именно это обстоятельство существенно сказывается на эффективности  $\mu$ -катализа, то есть на числе инициируемых мюоном ядерных реакций.

Оценка вероятности прилипания мюона к ядру гелия является несложной квантово-механической задачей (см. [4]) и имеет вид

$$w_{\text{прилип}} \approx \left(1 + \frac{m_\mu \varepsilon_{\text{He}}}{4m_{\text{He}} \varepsilon_\mu}\right)^{-4} \quad (13)$$

( $m_{\text{He}}$ ,  $\varepsilon_{\text{He}}$  — масса образующегося ядра гелия и его энергия в системе центра масс,  $\varepsilon_\mu = 11,3$  кэВ — энергия связи мюона в мюонном ионе гелия).

В применении к реакции  $dt \rightarrow n\alpha$  (1а) имеем  $\varepsilon_{\text{He}} = 3,52$  МэВ,  $m_\alpha \approx 7300m_e$  и по формуле (13) находим  $w_{\text{прилип}}^{\text{dt}} \approx 0,01$ . В случае реакции (1б) в dдц-ионе вероятность прилипания мюона к ядру  ${}^3\text{He}$  существенно больше,  $w \sim 0,1$ . Такое различие связано с тем, что ядро  ${}^3\text{He}$  в реакции (1б) имеет меньшую скорость, чем  $\alpha$ -частица в реакции (1а), из-за более низкого энерговыделения. Поэтому оно с большей

вероятностью подхватывает мюон, что представляется физически естественным и подтверждается формулой (13).

Малость вероятности прилипания мюона к  $\alpha$ -частице в реакции (1а) делает ее наиболее перспективной, и последнее развитие  $\mu$ -катализа связано с его исследованием в смеси дейтерия и трития.

### Скорость образования мезомолекулярного иона

Расчет скорости образования мезомолекулярного иона является очень сложной в физическом и математическом отношении проблемой [5]. Здесь мы ограничимся лишь несколькими замечаниями. Оказывается, что в dtц-системе имеется связанное состояние с крайне малой энергией связи  $\varepsilon_{\text{св}} \approx 0,66$  эВ (ср. с упомянутой выше энергией связи  $\approx 300$  эВ для основного уровня системы). Благодаря этому скорость образования dtц-системы существенно больше, чем других мезомолекулярных ионов. В результате эта важная стадия цикла мюонного катализа не вносит серьезных ограничений на его эффективность. Число актов  $N$  ядерных реакций, инициируемых одним мюоном в dtц-системе, ограничивается в основном вероятностью его прилипания к  $\alpha$ -частице и составляет  $N \approx 1/w_{\text{прилип}} \sim 100$ . Экспериментально получены значения  $N \approx 100-150$  (на один мюон).

### ЭНЕРГЕТИКА $\mu$ -КАТАЛИЗА

Итак, один мюон может инициировать свыше 100 актов ядерной реакции  $dt \rightarrow n^4\text{He}$  (1а). При этом общее высвобождение энергии составляет около 2000 МэВ. Поскольку оно существенно превышает энергетические затраты на рождение (на ускорителе) одного мюона  $m_\mu c^2 \approx 100$  МэВ, то на первый взгляд может показаться, что уже непосредственно с помощью лишь одного мюонного катализа возможно решение проблем энергетики. Однако, как показывает расчет, из-за сопутствующих затрат энергии такой способ ее получения оказывается нерентабельным (слишком низок КПД).

Тем не менее существует интересная принципиальная возможность развития безопасной ядерной энергетики на основе мюонного катализа. Дело в том, что одним из продуктов ядерной реакции (1а) являются нейтроны с энергией  $\varepsilon_n \approx 14$  МэВ. Поток таких нейтронов при облучении им оболочки из урана  ${}^{238}\text{U}$  (уранового бланкета), окружающей мюон-каталитический реактор, может служить как для получения энергии деления  $n + {}^{238}\text{U} \rightarrow$  “осколки” + 200 МэВ, так и для расширенного воспроизводства ядерного топлива — плутония  ${}^{239}\text{Pu}$  на основе реакции  $n + {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{239}\text{Pu}$  (так называемый ядерный бридинг). Как показывают расчеты,

<sup>1</sup> Здесь прослеживается аналогия с идеей работы ядерного реактора в подкритическом режиме [2].

энергетический выход при этом (на один мюон) более чем в 100 раз превышает энерговыделение в реакциях синтеза в мезомолекулярных ионах. На основе такого гибридного реактора уже возможно решение энергетических проблем.

В заключение еще раз обратим внимание на обзор [5]. В нем содержится подробное исследование кинетики  $\mu$ -катализа, развита идея основанного на нем ядерного бридинга и приведена обширная библиография по различным вопросам мюонного катализа.

Автор выражает благодарность Международной Соросовской Программе Образования в Области Точных Наук за оказанную поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пономарев Л.И. Под знаком кванта. М.: Сов. Россия, 1984. 352 с.

2. Арбузов Б.А. Физика подкритического ядерного реактора // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 1. С. 73–78.

3. Воронов Г.С. Штурм термоядерной крепости. М.: Наука, 1985. 192 с. (Б-чка “Квант”; Вып. 37).

4. Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И. Задачи по квантовой механике. М.: Наука, 1992. 880 с.

5. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. // УФН. 1990. Т. 160, вып. 8. С. 3–46.

\* \* \*

Борис Михайлович Карнаков, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики МИФИ. Область научных интересов – квантовая механика, атомная и ядерная физика. Автор и соавтор 75 научных работ и семи учебных пособий по различным разделам теоретической физики.