

<sup>6</sup> Этот результат легко понять без всяких вычислений. Выделение тепла на 1 см цилиндра  $\sim R^2 Q n_0^2$ . Уход тепла пропорционален  $\sim n_0^2 T^{1/2} H_0^{-2}$ . Для нахождения  $R_k$  приравняем эти выражения. Отсюда  $R_k^2 \sim T^{1/2} Q^{-1} H_0^{-2}$ .

<sup>7</sup> Ионизация есть аналог поглощения; перезарядка есть аналог рассеяния. Альbedo полупространства  $[2/(1 + \sqrt{\alpha})] - 1$ .

<sup>8</sup> Заметим, что энергетическая ценность  $U^{233}$ , который может сжигаться в простых реакторах, значительно превышает выделение тепла в самом термоядерном реакторе.

539.172.5

## О РЕАКЦИЯХ, ВЫЗЫВАЕМЫХ $\mu$ -МЕЗОНАМИ В ВОДОРОДЕ

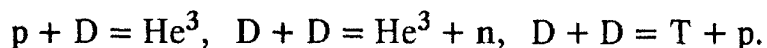
*Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров*

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

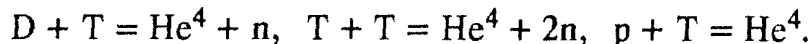
(ЖЭТФ. Письма в редакцию. 1957. Т. 32, вып. 4. С. 947 — 949)

В настоящее время поступили сведения о том, что в Беркли [1] в пузырьковой камере, наполненной жидким водородом с различным содержанием дейтерия, удалось наблюдать ядерную реакцию, катализированную  $\mu$ -мезоном. Возможность реакции такого типа была впервые указана Франком [2] в связи с анализом  $\pi$ — $\mu$ -распада в эмульсиях. Процесс в жидком дейтерии рассматривался независимо друг от друга авторами настоящей статьи [3, 4].

В присутствии  $\mu$ -мезона меняется форма потенциального барьера, препятствующего ядерной реакции медленных ядер p и D, проницаемость барьера резко возрастает, становятся возможными реакции



Добавим, что в присутствии трития возможны также реакции



Реакция  $p + p = D + e^+ + \nu$ , катализированная мезоном, практически невозможна, так как в этом случае кроме барьера реакции препятствует малая вероятность  $\beta$ -процесса.

Было предсказано [4], что вероятность реакции налету мала, образование мезомолекулы практически всегда приводит к ядерной реакции, скорость процесса определяется образованием мезомолекул, вероятность образования мезомолекулы за время жизни мезона может достигать нескольких сотых или даже десятых, в зависимости от расположения уровней мезомолекулы.

Экспериментальные данные Альвареса [1] показывают, что в природном водороде (содержание D 1:7000) в среднем на 150 мезонов приходится один акт  $p + D = He^3$ ; в водороде с содержанием D 1:300 и 1:20 на 40 и на 33 мезона

приходится один акт. При этом энергия реакции образования  $\text{He}^3$  (5,4 МэВ) уносится  $\mu$ -мезоном, так что при реакции наблюдаются монохроматические  $\mu$ -мезоны. Относительно большая вероятность реакции в природной смеси объясняется [1] переходом мезона от водорода к дейтону (перезарядкой)  $p\mu + D = p + D\mu$ . Вследствие различия приведенных масс, энергия связи  $D\mu$  (2655 эВ) на  $\Delta E = 135$  эВ больше энергии связи  $p\mu$  (2520 эВ). Поэтому процесс перезарядки в условиях опыта является необратимым.



Я.Б. Зельдович и А.Д. Сахаров в гостях у Д.А. Франк-Каменецкого (справа), 50-е годы, Арзамас-16 (Саров)

Дадим грубую оценку вероятности перехода. При  $\Delta E = 0$  сечение должно быть порядка  $\pi a^2$ , где  $a$  — радиус Боровской орбиты мезоатома,  $2,5 \cdot 10^{-11}$  см.

Действительно, при равных массах двух ядер, когда  $\Delta E = 0$ , состояние системы  $\Sigma_g$  и  $\Sigma_u$  являются собственными, сечение перезарядки может быть выражено через рассеивательные длины  $a_g$  и  $a_u$  этих состояний в сплошном спектре,  $\sigma = \pi(a_g - a_u)^2$ . При  $\Delta E \neq 0$ , но малом по сравнению с энергией диссоциации молекулы,

$$\sigma = \pi(a_g - a_u)^2 v_f / v_i,$$

где  $v_i$  — начальная и  $v_f$  — конечная скорость столкновения.

В действительности  $\Delta E$  того же порядка, что и энергия диссоциации, так что формула верна лишь по порядку величины. При малом  $v\sigma \sim 1/v$ . Следовательно, по порядку величины

$$\sigma \approx \pi a^2 v_* / v,$$

где  $v_*$  — характерная скорость, соответствующая энергии 135 эВ и приведенной массе  $\rho$  и  $D$ ,  $v_* = 2 \cdot 10^7$  см/с. Такая оценка дает качественное согласие с наблюдаемыми фактами: по расчету при концентрациях  $D$  1/300 — 1/20 достигается насыщение, в природной смеси вероятность образования  $D\mu$ , а следовательно, и вероятность реакции, в три раза (на опыте в 4 — 5 раз) меньше, чем в обогащенных смесях.

Обратимся к ядерной реакции в молекуле  $\rho D\mu$ . Наблюденная большая вероятность  $a$  отдачи энергии мезону не согласуется с предположением о том, что процесс идет как электрический дипольный переход (E1), при котором для мезона получается  $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ . Поэтому для оценки вероятности не следует пользоваться (как это было сделано ранее [4]) экспериментальным сечением  $\rho + D = \text{He}^3 + \gamma$ , так как в условиях измерения сечения наблюдается именно E1-процесс [5 — 6].

При орбитальном моменте, равном 0, система  $\rho + D$  может находиться либо в состоянии  $3/2 +$ , либо  $1/2 +$ . Переход в  $\text{He}^3$  ( $1/2 +$ ) возможен в первом случае как M1 и E2, во втором — как M1 и E0<sup>(1)</sup> ●.

Коэффициенты конверсии равны: для M1  $\alpha = 10^{-4}$ , для E2  $\alpha = 0,1$ ; для E0 возможна только отдача энергии мезону (вероятность рождения пары  $e^+ + e^-$  за счет E0 равна  $10^{-3}$  вероятности отдачи энергии мезону в случае  $\rho + D$ , но порядка 1 в случае  $\rho + T = \text{He}^4$ ).

Расчет проникновения под барьер дает для молекулы  $\rho D\mu$  при адиабатическом рассмотрении движения  $\rho$  и  $D$   $\psi^2(0) = 6 \cdot 10^{-27}$  см<sup>-3</sup>.

Для зеркальной реакции  $n + D$  принято считать [8], что процесс идет из состояния  $3/2$  за счет M1. Экспериментально [9] на тепловых нейтронах  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-28}$ , при  $v = 2200$  м/с,  $\sigma v = 1,3 \cdot 10^{-22}$  см<sup>3</sup>/с.

Отсюда для мезомолекулы вероятность реакции ( $\tau = 2,15 \cdot 10^{-6}$  — время жизни мезона)

$$w = \frac{\sigma v \psi^2(0)}{(1/\tau) + \sigma v \psi^2(0)} = 0,6.$$

При сближении  $\rho$  и  $D$  в состоянии со спином  $1/2$  ориентировочная оценка величины монополюсного момента была произведена путем рассмотрения одной заряженной частицы с волновой функцией

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \frac{1}{r} e^{-r/\lambda}$$

в конечном (связанном) состоянии и  $\psi = \psi(0)(1 - \lambda/r)$  в начальном состоянии (сплошной спектр,  $\psi(0)$  — вычисленная ранее волновая функция под барьером,  $\psi^2(0) = 6 \cdot 10^{27}$ ).

Вероятность процесса с отдачей энергии мезону в состоянии  $p + D$  со спином  $1/2$  при  $(2) \bullet \lambda = 2,4 \cdot 10^{-13}$  см оказалась равной 0,5.

Таким образом из приведенных выше грубых оценок следует, что вероятность наблюдаемого Альваресом процесса с отдачей энергии мезону и вероятность процесса с испусканием  $\gamma$ -кванта могут быть оба порядка единицы за время жизни мезона.

При более точном рассмотрении, наряду с учетом неадиабатичности процесса (члены порядка отношения массы мезона к массе нуклона) необходимо будет отдельно рассмотреть ядерную реакцию при различных значениях суммарного спина молекулы,

*Примечание при корректуре.* (9 февраля 1957 г.) Вероятности образования мезомолекулы при столкновениях  $D\mu + p = Dp\mu$  и  $D\mu + D = D_2\mu$  различаются не только вследствие различного положения возбужденного колебательного уровня молекулы [4], но и вследствие того, что у  $pD\mu$  центр тяжести не совпадает с центром заряда, имеется дипольный момент  $(1/3)ea$ . Поэтому при столкновении медленных  $D\mu + p$  возможен дипольный переход (E1) в молекулу в состоянии с моментом 1, с отдачей энергии электрону. В случае  $D\mu + D$  с рассмотренным [4] E0 переходом конкурирует только E2-переход в состояние с моментом 2.

#### ПРИМЕЧАНИЯ

<sup>1</sup> На роль E0 при внутренней конверсии в переходах  $J \rightarrow J, J \neq 0$  недавно обратили внимание Черч и Венезер [7].

<sup>2</sup> Выбрано  $\lambda = \hbar\sqrt{2ME}$ ;  $M$  — приведенная масса  $p$  и  $D$ ,  $E$  — энергия связи 5,4 МэВ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alvarez L.W. et al. Литографированная рукопись. — Декабрь 1956 г.
2. Frank F.C.//Nature, London. 1947. V. 160. P. 525.
3. Сахаров А.Д. Отчет ФИАН СССР. — 1948.
4. Зельдович Я.Б.//ДАН СССР. 1954. Т. 95. С. 454.
5. Griffiths G.M., Warren I.B.//Proc. Phys. Soc. Ser. A. 1955. V. 68. P. 781.
6. Wilkinson D.H.//Phil. Mag. 1952. V. 43. P. 659.
7. Church E.L., Wenezer L.//Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 1035.
8. Austern N.//Ibidem. 1951. V. 83. P. 672. 1952. V. 85. P. 147.
9. Kaplan L, Ringo G.R., Wilzbach K.E.//Ibidem. V. 87. P. 785.
10. Salpeter E.E.//Ibidem. V. 88. P. 547.

Статья поступила 8.02.57 г.