

01;02;05

©1993

О КЛАСТЕРНОМ ЯДЕРНОМ СИНТЕЗЕ

О.А.Зиновьев, И.В.Пурыгин

Проблема ядерного синтеза при ударе микрокластеров (десятки-тысячи молекул D_2O о мишень из T_1D_2) была затронута экспериментально в 1989 г. [1] и обсуждалась, в частности, в работах [2,3]. В работе [3] проведено несколько вариантов теоретического объяснения превышения выхода продуктов реакции на десятки порядков по сравнению с ожидаемым в [1], анализировался ход экспериментальных зависимостей выхода реакции от размера кластера и от его энергии. Но все эти варианты не дали удовлетворительного объяснения данных из [1]. В частности, прямой розыгрыш удара кластера о мишень на компьютере также не объяснили наблюдаемых эффектов, хотя при этом как раз и учитывались коллективные эффекты. На наш взгляд, однако, при этом моделировании не было учтено то, что при ударе кластера с энергией 300 кэВ должна образовываться плазма, хотя бы за счет ионизации давлением [4], а в [3] учтено лишь взаимодействие нейтральных атомов. Поэтому мы предлагаем, быть может, сугубо качественную модель внедрения кластера в плотную среду с учетом ионизации атомов кластера и среды.

Пусть в среду внедряется шарообразный кластер из N атомов с энергией ϵ на атом и скоростью v с начальным радиусом r_0 . Пусть среднее число сорванных электронов на атом в кластере есть z_1 , а среды — z_0 , с плотностью освобо-

ждаемых или свободных электронов среды — n . Тогда в системе покоя кластера на него налетает среда и ионов с плотностью n_0 и электронов, причем в силу разницы в их массах при одинаковой скорости пробег электронов много меньше пробега ионов и для кластеров с определенными значениями текущего радиуса r и лобовой площадью $S = \pi r^2$ выполняется неравенство: $\lambda_e \ll 2r \ll \lambda_i$. При этом ионы среды будут пролетать сквозь кластер почти не задерживаясь, а электроны будут диффундировать от “лба” кластера вбок и назад (к площади выхода из кластера $S_1 \sim 2\pi r^2$), как бы запутываясь в нем и создавая стягивающую ионы силу, что описывается в квазистационарном случае уравнениями для средних по кластеру величин:

$$D \left\langle \frac{\partial n_e}{\partial r} \right\rangle \approx \frac{S}{S_1} n v; \quad D = \frac{v_e}{3(\sigma n_1 + \sigma_0 n_0)} \approx \frac{v_e}{3\sigma n_1};$$

$$n_e = z_1 n_1 + z_0 n_0 + n_q; \quad n = z_0 n_0, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии, n_e — плотность электронов в кластере, v_e — их скорость, n_q — их избыточная плотность в кластере, σ — транспортное сечение рассеяния электронов на ионах с плотностью n_1 кластера, σ_0 — на ионах среды, S и S_1 — площади входа и выхода электронов. Мы положили, что кластер много плотнее среды ($\sigma n_1 \gg \sigma_0 z_0$). Увеличение плотности “нижних” электронов будет стягивать положительные ионы кластер до тех пор, пока скорость оттока электронов не сравняется со скоростью притока во все уменьшающийся по радиусу r кластер, пока не будет достигнут квазистационар, когда ионы кластера удерживаются полем избыточных электронов, что накладывает условие на разброс энергии ионов кластера: $\Delta \epsilon \leq 2\pi n_q e^2 z \frac{r^3}{3}$, причем равенство достигается при квазистационарном равновесном радиусе:

$$r = \frac{N z_1}{3n \frac{v}{v_e} \frac{S}{S_1} \sigma N - \frac{2\Delta \epsilon}{e^2 z}}. \quad (2)$$

Видно, что если членом с $\Delta \epsilon$ можно пренебречь, то минимальный радиус сжатого кластера r_m есть:

$$r_m = \frac{v_e}{v} \frac{S_1}{S} \frac{Z_1}{3n\sigma} \approx \frac{Z_1}{3n\sigma}. \quad (3)$$

Видно, что r_m не зависит от числа N , и это обусловлено тем, что чем больше N , тем, одновременно, больше “запутывание” электронов, т.е. больше n_q , что и удерживает это возросшее N . От энергии зависимость находится в сечении $\sigma(\epsilon)$.

Величина $\Delta\varepsilon$ определяет “нагретость” ионов кластера, либо стремление кластера к общему развалу. В начале внедрения ионы по инерции еще имеют одинаковые скорости и направления, и $\Delta\varepsilon \simeq 0$ (нельзя путать со случаем “большого” кластера, когда $\lambda_i \ll 2r_0$ — тогда кластер разваливается на длине порядка своего диаметра $2r_0$). Далее, в основном из-за столкновений с электронами (редкие столкновения с ионами приводят к вышибанию иона из кластера, что не влияет на $\Delta\varepsilon$ оставшихся ионов), $\Delta\varepsilon$ растет (если воспользоваться выражением для одиночных ионов в веществе (5)), как: $\Delta\varepsilon \simeq 3\pi z_1^2 e^4 n \cdot \frac{Lx}{\varepsilon}$, где L — кулоновский логарифм. Однако в случае кластера есть процессы, уменьшающие $\Delta\varepsilon$: остывание через выброс быстрых электронов (и ионов), излучение и др., что не дает нам возможности полностью доверять формуле: $\Delta\varepsilon \sim e^4 \frac{nx}{\varepsilon}$. Качественно будем полагать, что r определяется из (3). Видно, что r может быть много меньше r_0 . Скажем, при внедрении кластера из 10^3 атомов с $Z_1 = 1$ (твердый водород) $r \sim 10^{-7}$ в бериллий с $n \sim 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $\sigma \sim 10^{16} \text{ см}^2$ получаем $r_m \sim 10^{-8} \text{ см}$, т.е. сжатие на три порядка по объему. Отметим, что такое “фантастическое” сжатие еще далеко от предела, даваемого законом сохранения энергии. Легко показать, что если бы вся энергия кластера пошла на сжатие его вещества, то его плотность была бы $n_m = 10^{31} (\varepsilon/\text{МэВ})^{3/2} Z^{-5/2}$. Удержание и сжатие кластера (а не развал его) приводят к увеличению пробега кластера по сравнению с ионом той же скорости. Пробег кластера l можно оценить по энергопотерям ε_n на одном атоме среды (без учета зависимости $\varepsilon_n(\varepsilon)$ и $S(\varepsilon)$):

$$l = \frac{\varepsilon N}{\varepsilon_n n_0 S} = \frac{\varepsilon N}{\pi \varepsilon_n n_0 \langle r \rangle^2}, \quad (4)$$

где $S = \pi \langle r \rangle^2$, r — среднеквадратичный радиус кластера вдоль его пробега, по порядку близкий к r_m . Если, скажем, r_m на порядок меньше r_0 , то пробег кластера на два порядка превысит пробег иона, что приведет к росту на два порядка вероятности вступить в ядерную реакцию каждому иону с ионом среды. Критерий Q эффективности реакции синтеза есть:

$$1 \leq Q = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon N} \simeq \frac{q l n_0 \sigma_f}{\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon} n_0 \sigma_f \frac{\varepsilon \cdot N}{\pi \varepsilon_n n_0 \langle r \rangle^2} = \frac{q}{\varepsilon_n} \frac{\sigma_f N}{S} \geq 1, \quad (5)$$

где ε_f , q , σ_f — энергывыход для всего кластера, одного акта реакции и ее сечение. Отметим, что даже без “коллапса” при одном лишь удержании $S \approx d_0^2 N^{2/3}$, где d_0 — эффективный диаметр несжатого атома кластера, и $Q \simeq \frac{q}{\varepsilon_n} \sigma_f N^{1/3} d_0^{-2}$,

т.е. Q растет, как $N^{1/3}$, и для кластера из твердого дейтерия с мишенью из твердого трития $Q > 1$ при $\epsilon = 100$ кэВ и $N > 10^4$. Коллапс еще резче увеличивает энерговыход, и $Q \gg 1$ при $N \simeq 10^3$.

Приведенное в работе теоретическое рассмотрение указывает на перспективность осуществления кластерного варианта ядерного синтеза.

Список литературы

- [1] *Beuchler R.J., Friedlander G., Friedman L.* // Cluster-Impact Fusion. Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 12. P. 1292-1295.
- [2] *Леонас В.Б.* // УФН. 1990. Т. 160. В. 11. С. 135-141.
- [3] *Fallavier M., Keeniner J., Kirsch R., Poizat J.G., Remillicux J., Thomas J.P.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 621.
- [4] Физика ион-ионных и электрон-ионных столкновений / Под ред. Ф.Бруйарá и Дж.Мак-Гоуэна, М.: Мир, 1986. 432 с.

РНЦ "Курчатовский институт"
Отдел теоретических проблем РАН

Поступило в Редакцию
1 августа 1993 г.
