

УДК 621

## О возможности термоядерного синтеза во фронте ударной волны

*В. Ю. Великодный*

Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия

*В. А. Битюрин*

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*В работе на основе системы кинетических уравнений Больцмана решена задача о структуре сильной ударной волны в газовой смеси с дейтерированными кластерами из "тяжелых" металлов при наличии реакции синтеза легких ядер. Показано, что в результате эффекта неравновесного перераспределения энергии между компонентами в кластерах при их столкновении скорость ядерного процесса  $D+T$  в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны близка к максимальной при средней температуре смеси  $6 \cdot 10^6$  К. Энергетический выигрыш процесса зависит лишь от относительной концентрации газаносителя и кластеров и не зависит от их абсолютной концентрации.*

Ставшие уже классическими способы, с помощью которых пытаются получить управляемый термоядерный синтез-разогрев и удержание плазмы в магнитном поле (токамак), и быстрое сжатие мишени при воздействии на нее лазерного излучения (лазерный термоядерный синтез), основаны на том, что все рабочее вещество в зоне реакции приводится в такое состояние, когда реакции синтеза ( $D + D$ ,  $D + T$ ) становятся самоподдерживающимися. Это условие вытекает из того, что для приведения системы в вышеуказанное состояние изначально требуются большие затраты энергии. Для их компенсации необходимо, чтобы реакция синтеза была самоподдерживающейся в течение отрезка времени, вытекающего из критерия Лоусона. Предлагаемый в данной работе подход, базирующийся на эффекте "существенного увеличения скорости физико-химических процессов (далее под физическими процессами понимаются и процессы ядерных превращений) в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны" [1, 3], состоит в том, что только часть рабочих компонентов имеет энергию (или "эффективную температуру"), при которой скорость термоядерного процесса максимальна при заданной плотности среды. Термоядерный процесс — несамоподдерживающийся. Энергия продуктов реакций термоядерного синтеза ( $D + D$ ,  $D + T$ ) аккумулируется частично в потоке образующейся плазмы и в окружающей устройство "рубашке". В результате проведения процесса в сильно неравновесных условиях, где только часть вещества имеет энергию, соответствующую "термоядерной" температуре  $T \approx 10^8 - 10^9$  К (средняя температура среды на два порядка ниже), резко снижаются первоначальные затраты энергии, и выделяющейся в реакциях синтеза ( $D + D$ ,  $D + T$ ) энергии достаточно для обеспечения положительного энергетического выхода процесса. Суть эффекта состоит в том, что во фронте ударной волны в газовых смесях, состоящих из "легких" и примеси "тяжелых" частиц-молекул, или кластеров с дисперсией по размерам и массам ( $n_l \gg n_h$ ,  $\rho_l \geq \rho_h$ ;  $n_{l,h}$ ,  $\rho_{l,h}$  — концентрация и плотность, соответственно, "легких" и "тяжелых" частиц), вероятность встретить две "тяжелые" частицы с большими относительными скоростями в зоне по-

ступательной неравновесности намного порядков выше, чем в равновесии за фронтом [1—5]. В газовом потоке, в котором несущий газ представляет собой, например, смесь  $T$  и  $T_2$  или  $D$  и  $D_2$ , а примесь — "дейтерированные" или "тритированные" кластеры из атомов  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pd^{106}$ , энергия, приходящаяся на один кластер, определяется как  $E_{kl} \approx E_l \frac{m_h}{m_l} N$  (где энергия, приходящаяся на один атом несущего "легкого" компонента;  $m_h$  — масса "тяжелого" атома в кластере;  $m_l$  — масса атомов "легкого" газа-носителя;  $N$  — число атомов "тяжелых" элементов в кластере). Энергия, приходящаяся на атомы  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pd^{106}$  в кластере, — как  $E_a \approx \frac{m_h}{m_l} E_l$ .

Если реализовать условия, в результате которых эта энергия может передаваться имплантированным в кластер атомам  $D$  или  $T$ , то часть этих атомов может приобрести энергию, соответствующую "эффективным" температурам  $T \approx 10^8$ – $10^9$  при средней поступательной температуре смеси несущего газа и кластеров, на два порядка более низких.

Следует отметить одно важное обстоятельство, состоящее в том, что плотность "легкого" несущего газа не играет столь существенной роли как в классических способах инициирования термоядерного процесса. Роль источника "термоядерных" атомов дейтерия или трития выполняют кластеры, в которые имплантированы атомы  $D$  или  $T$ . Из выполнения условия  $n_l \gg n_h$ ,  $\rho_l \geq \rho_h$  следует, что уменьшение начальной концентрации несущего газа влечет за собой и уменьшение концентрации кластеров, что в свою очередь приводит к уменьшению затрат энергии, вкладываемой в поток. Течения газовых смесей, где можно реализовать условия, близкие к вышеупомянутым, могут представлять две или более встречные струи "легкого" газа с примесью кластеров с ударными волнами; сильные ударные волны в "легких" газах с примесью кластеров, имеющих дисперсию по размерам и массам; струю "легкого" газа с примесью кластеров, взаимодействующую со стенкой; ударную волну в слабоионизированной плазме с примесью заряженных и незаряженных кластеров, при схлопывании кавитирующих пузырьков в жидкости при определенных условиях. Причем геометрия системы должна быть такова, чтобы можно было свести к минимуму воздействие излучения, возникающего за фронтом, на кластеры и несущий газ.

Ключевой вопрос состоит в том, чтобы определить, каким образом энергия, запасенная "тяжелыми" атомами в кластере, например  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pd^{106}$ , может передаваться к "легким"  $D$  и  $T$ . Ответом на этот вопрос частично могут служить результаты и выводы работ [6, 7]. В [6] рассматривалось многократное отражение частицы между сходящимися потенциальными барьерами, в результате чего частица ускорялась. Аналогичная задача решалась в [7] при попытке объяснения экспериментально наблюдаемого "аномально" высокого выхода нейтронов при взаимодействии кластеров из тяжелой воды со стенкой и между собой. Согласно [1—7], большая кинетическая энергия в процессе столкновения двух кластеров (один из них выполняет роль "молота", другой — "наковальни") передается от "тяжелых" частиц, составляющих основу кластера из  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pd^{106}$ , к "легким" —  $D$ ,  $T$ , находящимся в кластере, в результате многократных отражений последних от сближающихся "тяжелых" атомов. "Эффективную" температуру, приобретаемую в результате многократных отражений "легкими" частицами во время столкновения "тяжелых" частиц, в кластере можно оценить по формуле [2]

$$T_{ef} \approx \frac{m_h}{m_l} T_l,$$

где  $T_l$  — температура "легкого" газа-носителя за фронтом, которая была бы при заданном числе Маха и отсутствии примеси кластеров.

"Эффективная" температура или "эффективная" энергия определяется из соотношения, в котором выражение для скорости физико-химического процесса в неравновесных условиях приравнивается выражению для скорости этого процесса, как если бы он протекал в "равновесных" условиях [3]. Вероятность нахождения атомов  $D$ ,  $T$  в зоне взаимодействия "тяжелых" атомов и приобретения ими достаточной кинетической энергии, чтобы инициировать термоядерный процесс, будет представлена ниже. Рассмотрим в качестве примера следующие процессы:

1. Распространение ударной волны со скоростью 182 км/с в смеси  $T$ ,  $T_2$  — 99,945 %, 0,012 % — кластеров  $Pd^{106} + D$  с  $N = 50$  и 0,002 % — кластеров  $U^{238} + D$  с  $N = 216$  ( $N$  — число тяжелых атомов в кластере, начальная температура 2000 К).

2. Взаимодействие двух встречных струй газовой смеси со скоростью 90 км/с каждая в смеси  $T$ ,  $T_2$  — 99,99 %, кластеров  $U^{238} + D$  с  $N = 216$  — 0,01 %, с начальной температурой 2500 К.

Примеры устройств, в которых могут быть получены такие скорости ионизированного газового потока, приведены в работе [8]. Требуемая ионизация может быть достигнута добавкой в газовую смесь легкоионизируемой примеси, например, атомов щелочных металлов. При скорости 182 км/с и указанных выше начальных температурах и при отсутствии в смеси "тяжелого" компонента (кластеров) согласно соотношениям Ренкина-Гюгонио, реализуется средняя поступательная температура  $4 \cdot 10^6$  К, наличие примеси кластеров приводит к почти полторакратному ее повышению, что явно недостаточно для интенсивного протекания термоядерных реакций. При этом если учесть сопутствующие процессы ионизации и излучение, то в конечном счете поступательная температура будет еще ниже. Наличие тяжелых компонентов в кластерах при столкновении последних позволяет получить "эффективную" температуру  $7,9 \cdot 10^7$  К при параметрах смеси и потока, указанных в п. 1. Поэтому часть "легких" частиц в кластере может обладать энергией для интенсивного протекания термоядерного процесса. Аналогичные оценки можно провести и для процесса в п. 2.

Рассмотрим более подробно кинетику термоядерного синтеза в реакциях  $D-T$  в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны. Известно [6], что сечение термоядерных реакций с достаточной степенью точности описывается соотношением

$$\sigma(g) = \frac{A}{g^n} \exp\left(-\frac{B}{g}\right),$$

где  $g$  — относительная скорость сталкивающихся частиц.

Константа скорости термоядерного процесса записывается в общем виде

$$\langle v\sigma \rangle = \iiint f_\alpha(x, v) f_\beta(x, v) \sigma(g, \chi) |g| d\Omega d^3v_\alpha d^3v_\beta,$$

где  $f_\alpha$ ,  $f_\beta$  — функции распределения;

$v_\alpha$  — молекулярная скорость.

Для получения  $f_\alpha, f_\beta$  необходимо решить задачу о структуре ударной волны в многокомпонентной смеси. Такая задача была решена как при наличии физико-химических превращений [9], так и без них [10]. Характерная особенность фронта ударной волны в смеси "легких" и "тяжелых" частиц при  $n_l \gg n_h, \rho_l \geq \rho_h$  — большое разделение компонентов смеси, т. е. существенное отличие средних парциальных скоростей и средних поступательных температур. Решение задачи о структуре фронта ударной волны в такой смеси позволяет найти  $\langle v\sigma \rangle_{neq}$  для реакций и  $D + T$  при взаимодействии "горячих" частиц  $D$ , нарабатываемых в кластерах, с атомами и молекулами газа-носителя  $T, T_2$ :

$$\langle v\sigma \rangle_{neq} = \frac{2A}{V_{\alpha\beta}U_{\alpha\beta}} \exp\left\{-\left[\left(\omega_0 - U_{\alpha\beta}\right)^2 + \frac{B}{V_{\alpha\beta}\omega_0}\right]\right\}, \quad (1)$$

где величины  $V_{\alpha\beta} = \left(\frac{2kT_\alpha}{m_\alpha} + \frac{2kT_\beta}{m_\beta}\right)^{1/2}$  — эффективная скорость звука;

$U_{\alpha\beta} = \frac{|u_\alpha - u_\beta|}{V_{\alpha\beta}} = |u_1 - u_2| \sqrt{\frac{m_h}{m_l}} \gamma/V_{\alpha\beta}$  — безразмерная разность средних парциальных скоростей;

$u_1$  — скорость в набегающем потоке;

$u_2$  — скорость за фронтом;

$\gamma$  — функция, учитывающая степень разделения компонентов смеси, определяемая из расчетов структуры фронта ударной волны;

величина  $\omega_0$  находится из решения уравнения

$$2\omega_0^3 - 2U_{\alpha\beta}\omega_0^2 - \frac{B}{V_{\alpha\beta}} = 0.$$

Выражение (1) справедливо при  $U_{\alpha\beta} \geq 1$ , для всего диапазона  $0 \leq U_{\alpha\beta}$  имеется более громоздкое выражение, которое в пределе  $U_{\alpha\beta} \rightarrow 0$  переходит в равновесное [6]:

$$\langle v\sigma \rangle_{eq} = \frac{A}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{B_0}{T^{1/3}}\right). \quad (2)$$

В (1) индексы  $\alpha$  и  $\beta$  обозначают реагенты  $D + T$ . Причем один "легкий" компонент приобретает скорость и температуру в результате многократных отражений при тройном столкновении "тяжелых" частиц в кластере. Расчеты отношения скоростей термоядерного процесса в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны и за ней при числе Маха  $M = 91,5$ , начальной температуре  $T = 2000$  К, полученные из (1) и (2) для смесей  $T$  и  $T_2$  с кластерами, параметры которых даны в табл. 1, представлены в табл. 2.

Таблица 1

A	$N_1$	$\alpha_1$	$N_2$	$\alpha_2$	$k_1, \%$	$k_2, \%$
1	64	U <sup>238</sup>	216	U <sup>238</sup>	0,003	0,001
2	64	Pd <sup>106</sup>	216	U <sup>238</sup>	0,012	0,002
3	216	Ti <sup>48</sup>	216	U <sup>238</sup>	0,008	0,002
4	216	Be <sup>9</sup>	216	U <sup>238</sup>	0,048	0,002

Примечание. A — порядковый номер смеси, для которой производился расчет;  $N_i$  — число атомов элемента, составляющего основу кластера;  $\alpha_i$  — название элемента;  $k_i$  — концентрация кластеров в смеси.

Таблица 2

A	$\gamma$	$T_{ef}/T_i$	$\langle v\sigma \rangle_{neg}$	$\langle v\sigma \rangle_{eq}$
1	0,24	4,51	588,0	588,0
2	0,52	19,72	$5,8 \cdot 10^6$	$5,8 \cdot 10^6$
3	0,54	21,22	$2,94 \cdot 10^7$	$2,94 \cdot 10^7$
4	0,66	31,324	$10^8$	$10^8$

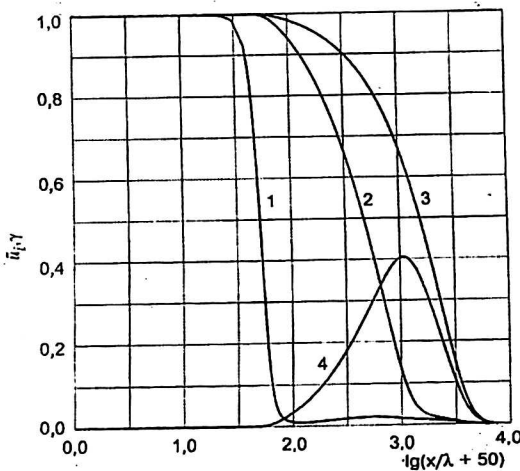
На рисунке представлено изменение средних парциальных скоростей во фронте ударной волны в смеси, параметры которой даны в п. 1. Кривая 1 обозначает изменение средней парциальной скорости "легких" компонентов

$\tilde{u}_l = \frac{u_1 - u_2}{u_1 - u_2}$  от  $x/\lambda_1$ , где  $\lambda_1$  — длина свободного пробега в набегающем потоке;

кривая 2 — изменение скорости  $\tilde{u}_{h_1}$  кластеров из Pd в зависимости от  $x/\lambda_1$ ;

кривая 3 — изменение скорости  $\tilde{u}_{h_2}$  от  $x/\lambda_1$  для кластеров из  $U^{238}$ . Функция  $\gamma$

может быть определена из соотношения  $\gamma = \frac{u_{h_2} - u_{h_1}}{u_1 - u_2}$  (см. кривую 4).



*Изменение безразмерных парциальных скоростей во фронте ударной волны*

Таким образом, вышеприведенный анализ показывает, что реакция термоядерного синтеза  $D + T$  может идти со скоростью, близкой к максимальной, уже при средних температурах смеси  $\sim 6 \cdot 10^6$  К, параметры которой даны в п. 1. Предполагается, что взаимодействие в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны происходит следующим образом: при столкновении кластеров энергия от "тяжелых" атомов передается "легким" в результате многократных отражений последних при попадании в поле сходящихся потенциалов трех "тяжелых" частиц. Этот процесс происходит внутри кластера. Затем "легкая" частица с высокой энергией взаимодействует с "легкой" частицей из кластера или с "легкой" частицей из основного потока. При столкновении кластеры испаряются. Процесс может идти по нескольким каналам: термоядерная реакция, релаксация с возбуждением внутренних степеней свободы, ионизация, излучение. Так как термоядерный процесс однократный и несамоподдерживающийся, то все вышеуказанные процессы участвуют либо в положительном балансе энергии, либо не вносят существенных потерь в целом, так как за ионизацией наступает рекомбинация и т. д. излу-

чение нейтронов, гамма и рентгеновское утилизируется в окружающей устройстве "рубашке". Для скорости протекания термоядерного процесса, например  $D + T$ , имеем выражение:

$$\frac{dn_T u_T}{dx} = n_D n_T \rho < v \sigma >_{D-T},$$

где  $n_D$  — концентрация атомов дейтерия;

$n_T$  — концентрация атомов трития;

$< v \sigma >_{D-T}$  — константа скорости протекания термоядерного процесса;

$\rho$  — вероятность попадания "легкой" частицы в зону взаимодействия "тяжелых" частиц и приобретение ею энергии, достаточной для протекания термоядерного процесса в области поступательной неравновесности.

Согласно [5, 10, 11], при наличии в газовой смеси "легких" и "тяжелых" компонентов имеется их существенное разделение. При этом ширина фронта  $\delta_2$  в смеси увеличивается по сравнению со случаем однокомпонентного газа

примерно как  $\delta_2 \sim \delta_1 \frac{m_h \sigma_{l,l}}{m_l \sigma_{l,h}}$ , где  $\sigma_{l,h}$  — сечение столкновений "легких" и "тя-

желых" частиц.

При рассмотрении ширины фронта ударной волны в однокомпонентном газе величина последнего зависит от числа Маха и потенциала взаимодействия. Например, при взаимодействии молекул по модели "твердые сферы" начиная с числа Маха 5 она выходит на постоянное значение  $\delta/\lambda_1 = 0,5$ , где  $\lambda_1$  — длина свободного пробега в набегающем потоке. Для более реальных потенциалов взаимодействия ширина фронта ударной волны увеличивается с возрастанием чисел Маха [10]. При числе Маха 91,5 для потенциала взаимодействия частиц  $\phi \sim 1/r^8$  величина  $\delta/\lambda_1 \sim 100$ .

Таким образом, общая ширина ударной волны в газовой смеси "легких" и "тяжелых" компонентов при  $M = 91,5$  может составлять  $\delta_2/\lambda_1 \sim 10^4$  (в длинах свободного пробега в набегающем потоке). Следует отметить, что в области фронта, где "эффективная" температура компонентов в сталкивающихся кластерах максимальна, плотность и парциальная температура "легких" компонентов (газ-носитель) выходят почти на равновесные значения [3, 5, 9, 10], т. е.  $n_{2l} \approx u_1 \cdot 4$ ,  $u_{2l} \approx u_1/4$ ,  $T_{2l} \approx M_1^{2/3}$ , где  $n_1$ ,  $u_1$  — концентрация и скорость "легких" частиц в набегающем потоке;  $M_1$  — число Маха.

С учетом вышесказанного получаем для концентрации прореагировавшего трития во фронте ударной волны

$$\Delta n_T = \left( \frac{\delta_2}{\lambda_1} \right) 64 \rho \frac{< u \sigma >_{D-T}}{u_1 \sigma_1} n_T, \tag{3}$$

где  $\sigma_1$  — сечение упругих столкновений "легких" частиц в набегающем потоке.

Для параметров смеси и потока, перечисленных в п. 2, имеем

$$\Delta n_T \approx 6,4 \cdot 10^{-2} \rho n_T. \tag{4}$$

Отметим, что формулы (3), (4) дают оценку энергетического выхода по минимуму, так как учитываются только те атомы дейтерия или трития, которые получают энергию в кластере и взаимодействуют с внешним потоком. Более точные подсчеты требуют учесть то, что часть атомов  $D$  и  $T$  может прореагировать в кластерах во время их столкновения, но это только увеличивает баланс в положительную сторону. Исходя из (4) проведем оценку энергетиче-

ского баланса. Согласно п. 2, энергия в набегающем потоке, приходящаяся в среднем на одну "легкую" частицу (их подавляющее большинство), составляет  $E_1 \approx 10^3$  эВ. Энергия, выделяемая в результате реакции  $D + T$ , составляет  $E_2 = 17,6$  МэВ. При этом возможно дополнительное существенное увеличение энергетического выхода из-за взаимодействия быстрых нейтронов с тяжелыми делящимися атомами в потоке и "рубашке". Его пока учитывать не будем. Итак, имеем

$$Q = \frac{\Delta n_T E_2}{n_T E_1}.$$

В результате получим, что для того чтобы было  $Q > 1$ , необходимо иметь  $p > 4 \cdot 10^{-4}$  (без учета дополнительной энергии, выделяемой в процессе деления тяжелых ядер при взаимодействии с быстрыми нейтронами и реакции  $Li^6 + n$ ). Проведем оценку величины  $p$  для процессов, приведенных в пп. 1, 2. Для этого рассмотрим динамику столкновений частиц в кластерах при столкновении последних. В работе [6] рассматривался процесс увеличения скорости "легких" частиц в результате лобовых столкновений при взаимодействии двух тяжелых частиц ( $O + Ti$ ) при выстраивании всех частиц, участвующих в столкновении, в цепочку. Хотя этот процесс может играть определенную роль, он маловероятен. Интерес представляет взаимодействие трех тяжелых частиц и попадание в зону их взаимодействия "легкой" внутри кластеров при их столкновении. В дейтерированных и тритированных кластерах из  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pd^{106}$  на один атом "тяжелых" частиц приходится в среднем один атом  $D$  или  $T$ , так что в подавляющем большинстве случаев в "коробочке" при взаимодействии трех атомов "тяжелых" частиц будет присутствовать "легкий" элемент.

Согласно [10], для числа тройных соударений "тяжелых" атомов в кластере во время их столкновения может быть получено выражение

$$\xi = \frac{L}{l_1} \sigma_{U-U}^{3/2} n_U N,$$

где  $L$  — размер кластера;

$l_1$  — расстояние между атомами;

$\sigma_{U-U}$  — сечение столкновений;

$n_U$  — концентрация "тяжелых" элементов в кластере;

$N$  — число "тяжелых" атомов в кластере.

Подстановка параметров для кластера из  $U^{238}$  дает величину  $\xi = 10^2$ . Если учесть, что согласно пп. 1, 2 концентрация кластеров  $10^{-3}$  %, то  $p = 10^{-3}$ . Другими словами, возможен положительный баланс  $Q > 1$  в чисто термоядерном варианте. Если учитывать дополнительно процессы деления тяжелых ядер и реакцию  $Li^6 + n$  в "рубашке", то можно выиграть еще около одного порядка величины  $Q$ .

## В ы в о д ы

1. Принципиально возможно проведение термоядерного процесса в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны с положительным энергетическим выходом как в чисто "термоядерном" варианте, так и с использованием деления тяжелых ядер в "рубашке".

2. Скорость "термоядерных" реакций в зоне поступательной неравновесности при соответствующем подборе параметров потока и смеси может в  $10^6$  раз и более превышать их скорость за этой зоной.

3. Термоядерный процесс однократный и несамоподдерживающийся, поэтому потери в результате тормозного излучения при рассеивании электронов на тяжелых ядрах роли не играют. Их излучение утилизируется в "рубашке".

4. Энергетический выигрыш получается за счет снижения первоначального вклада энергии в процесс. В результате протекания "термоядерных" реакций в сильнонеравновесных условиях "эффективную" температуру  $T = 10^8 - 10^9$  К имеет только часть вещества, участвующего в процессе. Средняя температура на два порядка ниже.

5. Энергетический выигрыш  $Q$  не зависит от концентрации несущего газа и концентрации кластеров при жестком соблюдении условия  $n_l \gg n_h$ ,  $\rho_l \geq \rho_h$ , так как снижение концентрации газа-носителя влечет за собой снижение энергии, первоначально вкладываемой в поток.

### Л и т е р а т у р а

1. Великодный В. Ю. Уравнения движения газовой смеси при наличии химических реакций//ЖТФ. 1990. Т. 60, № 4. С. 22—30.
2. Великодный В. Ю., Битюрин В. А. О возможности проведения высокопороговых физико-химических процессов во фронте ударной волны// ТВТ. 1997. Т. 35. № 2. С. 348—351.
3. Великодный В. Ю., Емельянов А. В., Еремин А. В. Неадиабатическое возбуждение молекул йода в зоне поступательной неравновесности ударной волны// ЖТФ. 1999. Т. 89. № 10. С. 23—33.
4. Зельдович Я. Б., Генич А. П., Манелис Г. Б. Особенности поступательной релаксации во фронте ударной волны в газовой смеси//ДАН СССР. 1979. Т. 248. № 2. С. 349—351.
5. Emilianov A. V., Eremin A. V., Velikodny V. Yu. Study of Nonequilibrium Effects within Shock Front in Gas-Nanoparticles Mixture// Prosp. 22nd Ind. Symp. On Shock Wave. 1999.
6. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. — М.: Физматгиз, 1960.
7. Ван Ц. С., Леонас В. Б., Пярнуу А. А. Кластерный синтез: Возможный механизм активации// Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 16. С. 56—60.
8. Султанов М. А. Газодинамический нагрев ударно-сжатой плазмы. — Душанбе: Дониш, 1990. — 276 с.
9. Velikodny V. Yu., Bityurin V. A. The effect of translational nonequilibrium on the kinetic of physicochemical conversions in the shock wave front// Chem. Phys. Reports. 1997. V. 16. № 19. P. 1521—1531.
10. Башилыков А. М., Великодный В. Ю. Структура ударных волн в газовой смеси//ЖТФ. 1991. Т. 61. № 61. С. 33—42.
11. Берд Г. Молекулярная газовая динамика. — М.: Мир, 1981. — 319 с.

*Выражаем благодарность В. И. Алферову за полезные советы и обсуждение. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по гранту № 00-02-16614а.*

## About possibility of thermonuclear synthesis in a shock wave front

V. Yu. Velikodny

Institute of Applied Mechanics RAS, Moscow, Russia

V. A. Bityurin

Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

*In this paper a problem about a strong shock wave structure in a gaseous mixture with "deuteriumized" heavy metal clusters has been solved on a base of Boltzmann kinetics equations with accounting of synthesis reaction of light nucleus. It has been shown that the rate of nucleus process  $D + T$  in a zone of translational non-equilibrium in the shock wave front is closed to the maximal one at the average mixture temperature of  $6 \cdot 10^6$  K due to the effect of non-equilibrium energy redistribution between cluster components during the its collisions. Energy gain of the process depends only upon the relative concentration of carrying gas and clusters rather than on its absolute concentration.*