

УДК 532.5.013:536.42:621.1.016

© 1999 г. И.В. ВИНЯР, А.Н. ШЛЯХТЕНКО

## АБЛЯЦИЯ МАКРОЧАСТИЦЫ ТВЕРДОГО ВОДОРОДА В СТВОЛЕ ЛЕГКОГАЗОВОЙ ПУШКИ

Разработана модель абляции твердоводородной макрочастицы при ускорении в стволе топливного инжектора термоядерной установки. Модель основана на задаче Лагранжа внутренней баллистики, дополненной условиями Стефана на аблирующей поверхности макрочастицы. Расчеты показывают, что длина макрочастицы при движении в стволе под действием газа практически не изменяется, тогда как ее диаметр из-за теплообмена со стенками ствола уменьшается на 4–10%.

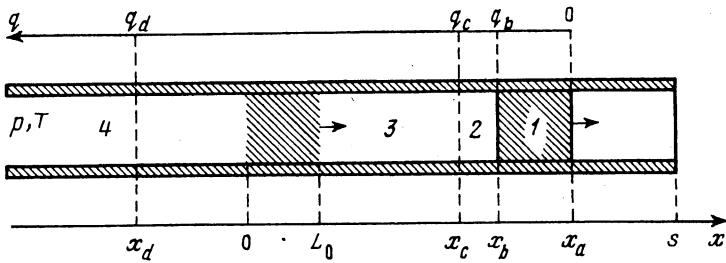
Инжекция макрочастиц из твердых изотопов водорода в плазму термоядерных установок – перспективный способ ввода топлива для поддержания реакции синтеза. В крупные установки необходимо инжектировать макрочастицы с характерным размером 4–10 мм и со скоростью 3–10 км/с [1]. Для этого применяются инжекторы на основе легкогазовой пушки, в казенной части которых при температуре около 10 К газообразные изотопы водорода затвердевают и образуют топливные макрочастицы [2]. Сжатый газ, подаваемый из импульсного клапана в ствол инжектора, выталкивает из него макрочастицу, которая подобно пуле выстреливается в плазму со скоростью 1–3 км/с.

Увеличить скорость макрочастиц можно, повышая температуру толкающего газа. При этом важно знать, как уменьшаются размеры макрочастицы из-за теплового взаимодействия со стенками ствола и с газом, нагретым до 1000–3000 К. С этой целью в данной статье разработана модель абляции, позволяющая рассчитывать время ускорения, скорость и размеры макрочастицы твердого водорода на вылете из ствола в зависимости от начальных параметров толкающего газа и размеров макрочастицы, диаметра и длины ствола инжектора.

**1. Модель абляции макрочастицы с торца.** Рассмотрим полубесконечный ствол (фиг. 1), на расстоянии  $s$  от среза которого расположена макрочастица твердого водорода длиной  $L_0$ . Ось  $x$  направим вдоль ствола с началом  $x = 0$  на левой грани макрочастицы. Справа от частицы при  $x > L_0$  находится вакуум, слева – толкающий газ при температуре  $T$  и давлении  $P$ . Под действием газа частица в момент времени  $t = 0$  начинает нагреваться и ускоряться в стволе. В некоторый текущий момент времени  $t$  координаты правой и левой грани частицы обозначим  $x_a$  и  $x_b$  соответственно.

За время ускорения частицы в стволе, которое составляет около 1 мс, тепловые возмущения проникают внутрь нее на расстояние  $z = \sqrt{6at} \approx 0,1$  мм, где  $a$  – коэффициент температуропроводности,  $t$  – время. Поскольку  $z \ll L_0$  и газ нагревает частицу только в сечении  $x = x_b$ , будем рассматривать задачу в одномерной постановке. При этом бесконечную пластину толщиной  $x_a - x_b$  будем по-прежнему называть макрочастицей.

Движение газа в стволе легкогазовой пушки при выстреле частицей характеризуется большими числами Рейнольдса. При отсутствии теплообмена между газом и частицей движение газа описывается уравнениями Эйлера и такая задача получила название классической задачи Лагранжа внутренней баллистики [3]. Будем предполагать, что тепловое взаимодействие газа с макрочастицей во время выстрела сосредоточено



Фиг. 1. Схема ускорения макрочастицы в стволе: 1 – макрочастица, 2 – внутренняя зона тепломассопереноса, 3 – внешняя зона волн разрежения, 4 – неподвижный газ

в тонкой внутренней зоне, непосредственно прилегающей к левой грани частицы. Во всей остальной области течения газа, которую назовем внешней зоной, теплообмен отсутствует и движение газа описывается уравнениями Эйлера.

Координату поверхности, разделяющую внутреннюю и внешнюю зоны, обозначим  $x_c$ . Во внешней зоне при ускорении частицы возникают волны разрежения, которые вовлекают в движение все новые слои неподвижного газа. В каждый момент времени  $t$  можно ввести координату  $x = x_d$ , разделяющую область уже затронутого волной разрежения газа от области неподвижного газа, сохраняющего свои параметры. Таким образом, пространство взаимодействия частицы с газом можно разделить на четыре области (фиг. 1): 1 – частица твердого водорода, 2 – внутренняя зона, 3 – внешняя зона, 4 – неподвижный газ. В каждой из областей поведение частицы и газа будет описываться своей системой уравнений.

Обозначим:  $\rho$  – плотность,  $U$  – скорость,  $T$  – температура,  $p$  – давление,  $h$  – энтальпия,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости,  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $c$  – скорость звука. Пусть нижний индекс соответствует номеру области или поверхности, к которой относится данный параметр.

Рассмотрим последовательно каждую из этих областей. Для удобства введем движущуюся систему координат, жестко связанную с твердой частицей

$$q = x_d(t) - x, \tau(t) = t$$

В первой области ( $0 < q < q_b$ ) будем считать, что частица неожимаема, а весь тепловой поток, подводимый со стороны газа к поверхности  $q = q_b$ , тратится на ее абляцию. Это допустимо, поскольку перепад температур на поверхности частицы и в ее объеме составляет 5–10 К, что много меньше разницы между температурой газа (300–3000 К) и частицы. Тогда для первой области можно записать

$$\rho_1 \frac{d}{d\tau} (U_1 q_b) = p_2(\tau) \quad (1.1)$$

где  $U_1$  – скорость частицы относительно неподвижной системы координат.

Во второй области ( $q_b < q < q_c$ ) движение газа описывается уравнениями Навье – Стокса, которые в движущейся системе координат с учетом того, что

$$\frac{\partial}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial q}, \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} + U_1(\tau) \frac{\partial}{\partial q}$$

приводятся к виду

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial q} (\rho_2 U) = 0 \quad (1.2)$$

$$\rho_2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \rho_2 U \frac{\partial U}{\partial q} = -\frac{\partial p_2}{\partial q} + \frac{4}{3} \frac{\partial q}{\partial} \left( \mu_2 \frac{\partial U}{\partial q} \right) + \rho_2 \frac{\partial U_1}{\partial \tau}$$

$$\rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial \tau} + \rho_2 U \frac{\partial h_2}{\partial q} = \frac{\partial}{\partial q} \left( k_2 \frac{\partial T_2}{\partial q} \right) + \frac{\partial p_2}{\partial \tau} + \frac{4}{3} \mu_2 \frac{\partial}{\partial q} \left( \frac{\partial U}{\partial q} \right)^2$$

где  $U = U_1 - U_2$  – скорость газа в области 2 относительно движущейся частицы,  $U_2$  – скорость газа в области 2 в неподвижной системе координат. В качестве толкающего газа для получения максимальных скоростей используется водород как наиболее легкий газ, поэтому во внутренней зоне после аблации с поверхности макрочастицы газ сохраняет свою однородность.

Упростим систему уравнений (1.2), пользуясь теорией подобия [4]. Введем безразмерные координаты:  $\rho_2^*, \tau^*, q^*, U^*, P_2^*, \mu_2^*, U_2^*, h_2^*, k_2^*, T_2^*$  по формулам  $\rho_2 = \rho_2^* \rho^*$  и т.д. Здесь звездочкой обозначены характерные масштабы величин, которые выбираются из определяющих условий задачи

$$\rho^* = \rho_4, \tau^* = \frac{s}{c_4}, q^* = \sqrt{a_4 \tau^*} = \sqrt{\frac{a_4 s}{c_4}}, U^* = \frac{q^*}{\tau^*} = \sqrt{\frac{a_4 c_4}{s}}$$

$$P_2^* = p_4, \mu_2^* = \mu_4, U_2^* = c_4, h_2^* = h_4, k_2^* = k_4, T_2^* = T_4$$

В качестве характерного масштаба для координаты  $q$  выбрана глубина теплового возмущения, распространяющегося в газе за время  $\tau^*$ , а для скорости  $U$  – скорость расширения зоны, охваченной тепловым возмущением. В безразмерных переменных система (1.2) имеет вид

$$\frac{\partial \rho_2^*}{\partial \tau^*} + \frac{\partial}{\partial q^*} (\rho_2^* U^*) = 0 \quad (1.3)$$

$$\rho_2^* \frac{\partial U^*}{\partial \tau^*} + \rho_2^* U^* \frac{\partial U^*}{\partial q^*} = \frac{1}{\gamma M^2} \frac{\partial p_2^*}{\partial q^*} + \frac{4}{3} \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial q^*} \left( \mu_2^* \frac{\partial U^*}{\partial q^*} \right) + \frac{1}{M} \rho_2^* \frac{dU_1^*}{dt^*}$$

$$\rho_2^* \frac{\partial h_2^*}{\partial \tau^*} + \rho_2^* U^* \frac{\partial h_2^*}{\partial q^*} = \frac{\partial}{\partial q^*} \left( k_2^* \frac{\partial T_2^*}{\partial q^*} \right) + \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\partial p_2^*}{\partial t^*} + \frac{\gamma-1}{\gamma} U^* \frac{\partial P_2^*}{\partial q^*} + \frac{4}{3} \frac{\gamma-1}{Re} M^2 \mu_2^* \left( \frac{\partial U^*}{\partial q^*} \right)^2$$

$$M = U^* / c_4 = \sqrt{a_4 / sk_4} \ll 1$$

Здесь  $M$  – местное число Маха,  $Re$  – число Рейнольдса. Опуская в уравнениях (1.3) величины малого порядка и возвращаясь к размерным переменным, окончательно получим

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial q} (\rho_2 U) = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \rho_2(q, \tau)}{\partial q} = 0$$

$$\rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial \tau} + \rho_2 U \frac{\partial h_2}{\partial q} = \frac{\partial}{\partial q} \left( k_2 \frac{\partial T_2}{\partial q} \right) + \frac{\partial p_2}{\partial \tau}$$

Вид системы (1.4) совпадает с уравнениями теплового пограничного слоя. Постоянство давления газа по толщине внутренней зоны обусловлено тем, что расширение зоны происходит значительно медленнее, чем распространение по ней малых возмущений, так что давление газа в каждый момент времени успевает выравниваться.

В третьей области ( $q_c < q < q_d$ ) движение газа описывается простой центрированной волной разрежения, левый фронт которой движется со скоростью звука в невозмущенном газе, а правый движется вместе с поверхностью  $q_d$ , отделяющей эту область

от частицы с присоединенной к ней внутренней зоной. Параметры газа в этой области связаны соотношениями [3]

$$p_2(q_2, \tau) = p_3(q_c, \tau) = P_4 \left( \frac{2}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{x_a - q_c}{c_4 \tau} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (1.5)$$

$$T_2(q_c, \tau) = T_3(q_c, \tau) = T_4 \left( \frac{2}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{x_a - q_c}{c_4 \tau} \right)^2$$

На границе невозмущенного газа при  $q = q_d = x_a + c_4 \tau$  ( $x = x_d = -c_4 t$ ) скорость газа равна нулю, а параметры равны параметрам неподвижного газа в четвертой области ( $q > q_d$ )

$$U_3(q_d, \tau) = 0, \rho_3(q_d, \tau) = \rho_4, T_3(q_d, \tau) = T_4, p_3(q_d, \tau) = p_4$$

Зависимость параметров газа в простой волне разрежения (1.5) позволяет использовать их для сопряжения внутренней и внешней зон и получения граничных условий для системы (1.4). При  $q = q_c$

$$T_2(q_c, \tau) = T_3(q_c, \tau) = T_4 \left( \frac{2}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{x_a - q_c}{c_4 \tau} \right)^2 \quad (1.6)$$

$$k_2 \frac{\partial T_2}{\partial q} = k_3 \frac{\partial T_3}{\partial q}$$

При  $q = q_b$  граничные условия для системы (1.4) записутся в виде, типичном для задачи Стефана [5]. В отличие от классической задачи Стефана в рассматриваемых условиях плотность образующейся фазы не только не равна плотности исходной, но и вообще не постоянна. Далее, для ускорения частицы используется газ под давлением 4–10 МПа и с температурой 1000–3000 К, чemu на фазовой диаграмме водорода соответствует точка 1 (фиг. 2). Поскольку давление водорода превосходит критическое значение, равное 1,3 МПа, то невозможно указать поверхность, где происходит фазовый переход жидкость – пар. Если обозначить точкой 2 на фазовой диаграмме состояние макрочастицы при температуре 10 К и под давлением 5 МПа, то выделить можно только поверхность, где происходит переход твердого водорода в жидкость при температуре  $T_0$  на линии плавления твердого водорода (точка 3 на фиг. 2). По мере дальнейшего нагревания расплава теплота фазового перехода жидкость – пар учитывается в разности энталпий. Таким образом

$$\left( k_2 \frac{\partial T_2}{\partial q} \right)_{q=q_b} = -\rho_1 r \frac{dq_b}{d\tau} \quad (1.7)$$

$$T_2 = T_b[P_2(q_b, \tau)], \rho_2 = \rho_b[p_2(q_b, \tau)]$$

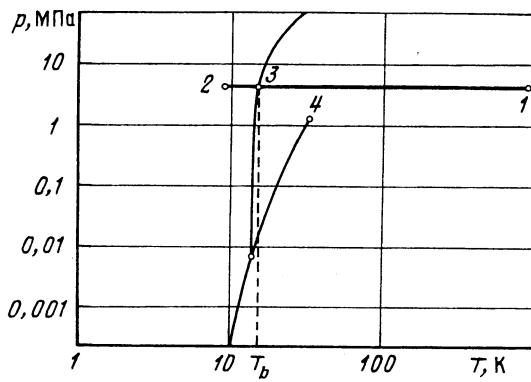
$$U(q_b, \tau) = \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) \frac{dq_b}{d\tau}$$

Здесь  $T_b, \rho_b, r$  – температура, плотность и удельная теплота фазового перехода на аблирующей поверхности частицы соответственно.

Таким образом, для нахождения неизвестных  $\rho_2, U_2, T_2$  имеется три уравнения (1.4) с начальными условиями

$$\tau = 0: \rho_2 = \rho_4, T_2 = T_4, U = 0$$

и граничными условиями (1.6), (1.7).



Фиг. 2. Фазовая диаграмма водорода: точки 2–3–1 – фазовые превращения твердого водорода в расплав и нагретый пар, 4 – критическая точка,  $T_b$  – температура плавления водорода при соответствующем давлении газа

Для определения координат  $q_c$  и  $q_b$  используются уравнения (1.6), (1.7) с начальными условиями при  $\tau = 0$ :  $q_c = L_0$ ,  $q_b = L_0$ . Координата  $x_a$  обращенной в вакуум поверхности частицы находится из уравнения

$$x_a = \int_0^\tau U_1 d\tau \quad (1.8)$$

а скорость  $U_1$  – из уравнения (1.1) с начальными условиями

$$\tau = 0: U_1 = 0, q_b = L_0$$

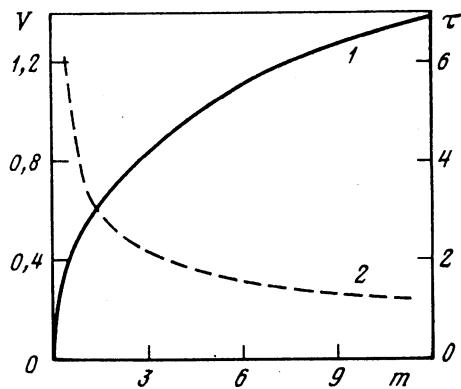
Система уравнений (1.4) должна быть дополнена термическим и калорическим уравнениями состояния водорода, а также температурной зависимостью коэффициента теплопроводности.

Решения уравнений (1.1), (1.4), (1.6), (1.8) определяют длину частицы  $L = q_b$  к моменту времени  $t_b$ , когда частица вылетает из ствола длиной  $s$ , связанной с ее скоростью уравнением

$$s = \int_0^{t_b} U_1 d\tau \quad (1.9)$$

Для решения задачи используется алгоритм маршевого типа по времени на равномерной по  $\tau$  и  $q$  сетке. Уравнение энергии (1.4) решается на четырехточечном шаблоне по полностью неявной схеме. Аппроксимация конвективного слагаемого, так же как и диффузионного члена, симметричная, второго порядка точности. Для удовлетворения граничным условиям (1.6), (1.7) используется метод трехточечной прогонки. Так как уравнение энергии нелинейно по температуре, применяются итерации по нелинейности до достижения точности порядка 0,1%. Поскольку толщина внутренней зоны заранее неизвестна, прогонка ведется с саморелаксацией верхней границы  $q_c$ . Точность решения на каждом шаге по времени достигается итерациями по положению границ  $q_b$  и  $q_c$  внутренней и внешней зон. Счет ведется до момента времени  $t_s$ , определяемого по уравнению (1.9).

Для упрощения расчетов коэффициент теплопроводности водорода берется постоянным, равным его значению при начальной температуре газа. Это только увеличивает тепловой поток к поверхности частицы и завышает величину ее испарившейся массы. Поскольку параметры водорода у поверхности частицы далеки от критиче-



Фиг. 3. Зависимость скорости твердовоодородной макрочастицы  $V$  (кривая 1) и времени ее ускорения в стволе  $\tau$  (кривая 2) от отношения  $m$  массы газа содержащейся в стволе длиной  $s$  к массе частицы

ских, то для приближенных расчетов используются уравнения состояния идеального газа с поправками на реальные свойства. Так, в термическом уравнении состояния учитывается зависимость плотности от давления в диапазоне температур 14–50 К. В калорическом уравнении состояния теплоемкость при постоянном давлении полагается равной наименьшему значению теплоемкости реального водорода в заданных диапазонах температур и давлений газа. В этом случае тепло, затрачиваемое горячим газом на нагрев пара у поверхности частицы, минимально, а величина испарившейся массы частицы оказывается завышенной.

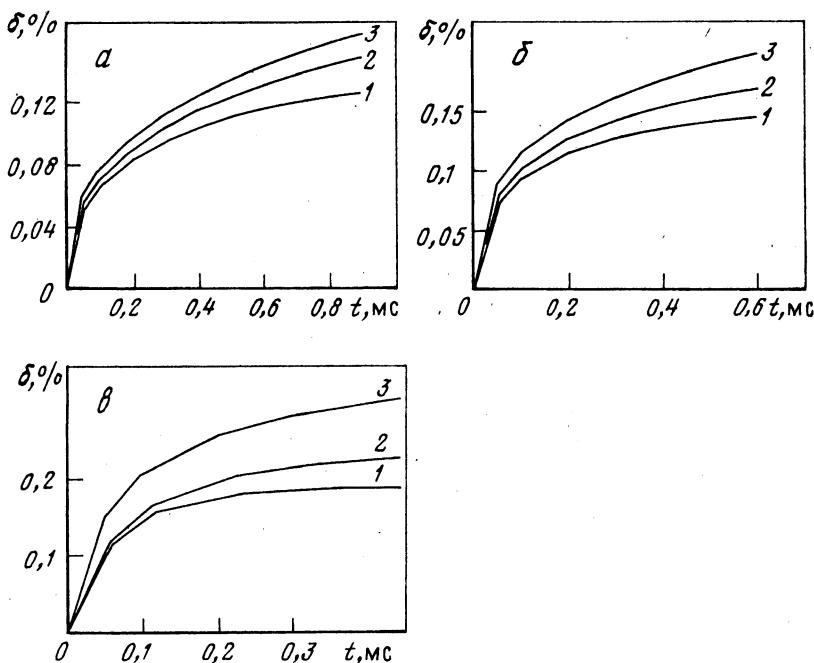
В результате расчетов получено следующее. На фиг. 3 сплошной линией показана зависимость безразмерной скорости макрочастицы твердого водорода  $V = U_1/c_4$  от параметра  $m = (\rho_{4b}/\rho_1 L_0)$ , представляющего отношение массы газа, заключенной в стволе длиной  $s$ , к массе макрочастицы. Там же штриховой кривой показана зависимость времени ускорения макрочастицы в стволе  $\tau = (t c_4)/s$ .

Уменьшение относительной длины макрочастицы  $\delta = (L_0 - q_b)/L_0$  за время ее ускорения в стволе находится из графиков на фиг. 4 в зависимости от начальных параметров газа.

Расчеты проведены для оптимальной длины ствола, которая составляет 200 калибров [6], и для практически часто встречающегося случая, когда длина частицы равна калибру ствола. На практике при расчете инжектора задают размеры и скорость макрочастицы, а остальные параметры рассчитывают. Например, если для ввода топлива в термоядерный реактор ИТЭР выбрать частицу диаметром и длиной 4 мм, то из фиг. 3 находим, что в инжекторе с длиной ствола 1000 мм скорость выше 4 км/с можно получить при начальной температуре газа (водорода) 2800 К и давлении 18 МПа. При этом время пребывания частицы в стволе составит 0,45 мс, а ее длина, как видно из фиг. 4, уменьшится из-за абляции только на 0,3%. Несмотря на высокую температуру газа, длина частицы за время ускорения в стволе уменьшается незначительно, поскольку у ее поверхности менее чем за 0,1 мс образуется слой пара толщиной 1 мм, который растет и служит эффективным теплозащитным экраном.

**2. Модель абляции макрочастицы с боковой поверхности.** Рассмотрим взаимодействие частицы со стенками ствола в квазистационарном приближении. Предположим, что температура ствола постоянна и равна комнатной, а движение частицы, имеющей температуру 10 К, определяется уравнением (1.1). Влиянием изменения массы частицы на ее скорость будем пренебречь. Между поверхностью частицы и стенками ствола имеется тонкий слой пара. Будем полагать, что за время ускорения толщина этого слоя остается много меньшей радиуса ствола. Тогда для процессов, происходящих в паровом слое, можно рассматривать плоскую задачу.

Введем систему координат  $x, y$  (фиг. 5), жестко связанную с макрочастицей твердого водорода. Ось  $x$ , параллельная стволу, направлена в сторону вакуума, ось  $y$  – по нормали к поверхности ствола в сторону частицы таким образом, что координата  $y \neq$



Фиг. 4. Зависимость уменьшения относительной длины  $\delta$  твердовоодородной макрочастицы от времени  $t$  ее ускорения в стволе при  $S/L_0 = 200$  и начальной температуре газа, К: 1 – 293; 2 – 1000; 3 – 3000; начальное давление газа, МПа: а – 3, б – 6, в – 20

$= 0$  соответствует стенке ствола. Для описания движения газа в слое пара толщины  $h(x)$  воспользуемся средними по сечению параметрами

$$u(x) = \frac{1}{h(x)} \int_0^{h(x)} u(x, y) dy$$

$$u(x)\rho(x) = \frac{1}{h(x)} \int_0^{h(x)} u(x, y)\rho(x, y) dy$$

где  $\rho$ ,  $u$  – плотность и скорость газа.

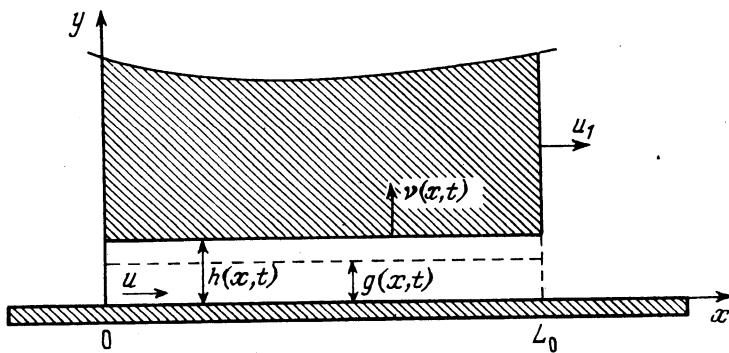
Законы сохранения для пара, движущегося вдоль боковой поверхности частицы, примут следующий вид:

$$\rho(x)u(x)h(x) = \rho(0)u(0)h(0) + \int_0^x \rho_1 v(x) dx \quad (2.1)$$

$$p(x) + \rho(x) \frac{u^2(x)}{2} + \frac{\rho_1}{2} \int_0^x [u^2(x) - u_1^2] \frac{v(x)}{u(x)h(x)} dx = p(0) + \rho(0) \frac{u^2(0)}{2}$$

$$\rho(0)C_p h(0)[T(0) - T(x)] = \int_0^x \{\alpha_1[T(x) - T_1] + \alpha_2[T(x) - T_2] + \rho_1 C_p v(x)[T(x) - T_1]\} u^{-1}(x) dx$$

где  $\rho_1$ ,  $T_1$  – плотность и температура твердого водорода,  $p$ ,  $T$  – давление и температура газа,  $T_2$  – температура стенки ствола,  $C_p$  – теплоемкость газа при постоянном давлении,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты теплоотдачи от газа к частице и стволу соответственно,  $u$ ,  $u_1$ ,  $v$  – скорости газа, частицы и скорость плавления. Обозначения типа  $\rho(0)$



Фиг. 5. Схема аблации макрочастицы с боковой поверхности

свидетельствуют, что данная величина относится к сечению  $x = 0$ . Коэффициенты теплоотдачи могут быть приближенно рассчитаны по формуле

$$Nu = 0,33(1 + \sqrt{Re})$$

где  $Nu(x)$  и  $Re(x)$  – числа Нуссельта и Рейнольдса – зависят от толщины слоя пара  $h(x)$ . При расчете коэффициента теплоотдачи от газа к частице в качестве характерной скорости берется скорость газа относительно движущейся частицы.

Скорость плавления связана с глубиной проплавившегося слоя  $g(x, t)$  соотношением

$$g(x, t) = \int_0^t v(x, t) dt$$

Различие между  $h(x)$  и  $g(x)$  связано с деформацией частицы: так,  $h(x)$  слагается из толщины испарившегося слоя  $g(x)$  плюс смещение деформации, возникшей из-за действия сил давления. Давление на боковой поверхности частицы складывается из части внешнего давления толкающего газа и давления со стороны продуктов аблации. Для упругодеформируемой частицы связь  $h(x)$  и  $g(x)$  имеет вид

$$p = p_2 \sigma \frac{L_0 - x}{L_0} + E \frac{h(x, t) - g(x, t)}{R - g(x, t)} \quad (2.2)$$

где  $R$  – радиус макрочастицы,  $E$  и  $\sigma$  – соответственно модуль упругости и коэффициент поперечного расширения твердого водорода,  $p_2$  – давление на торец макрочастицы в сечении  $x = 0$ . Как и прежде, будем считать, что весь тепловой поток, подводимый со стороны газа к поверхности, тратится на аблацию

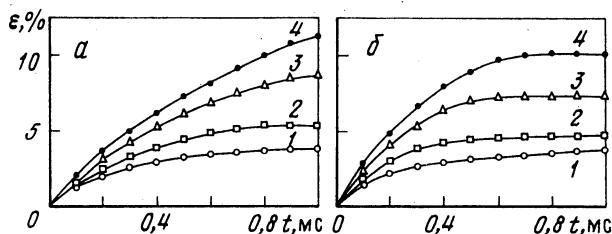
$$\rho_1 r v(x) = \alpha_1 [T(x) - T_1] \quad (2.3)$$

где  $r$  – удельная теплота фазового перехода.

Уравнения (2.1)–(2.3) с начальными условиями  $g(x, 0) = h(x, 0) = u(x, 0) = u_1(0) = 0$  и уравнением состояния полностью описывают аблацию частицы твердого водорода с боковой поверхности при движении в стволе.

Для решения задачи используется алгоритм маршевого типа по времени на равномерной по координате сетке. Временная сетка неравномерная со сгущением на начальном этапе. Для нахождения неизвестных  $h, p, T$ , и применяется итерационный метод. Параметром итерации является  $h$ . Решение на каждом шаге по времени имеет характер прогонки: от торца макрочастицы, обращенного к толкающему газу, к противоположному торцу.

Расчеты проведены для различных начальных параметров газа, размеров ствола и макрочастиц. Полученные результаты представлены на фиг. 6. Видно, что относи-



Фиг. 6. Зависимость уменьшения относительного диаметра  $\epsilon$  твердоводородной макрочастицы от времени  $t$  ее ускорения в стволе: температура газа, К: 1 – 300, 2 – 1000, 3 – 2000, 4 – 3000; давление газа, МПа: а – 3, б – 6

тельный диаметр частицы  $\epsilon = (R - h)/R$  уменьшается на 4% из-за абляции с боковой поверхности при использовании толкающего газа комнатной температуры. При повышении температуры толкающего газа до 3000 К диаметр частицы уменьшается на 8–10%.

Таким образом, за счет абляции частица теряет с боковой поверхности в десятки раз больше своей массы, чем с торца. Суммарное уменьшение массы частицы при использовании толкающего газа при комнатной температуре составляет около 10% и возрастает до 20% при увеличении температуры газа до 3000 К.

**Заключение.** На основе решения задачи Лагранжа внутренней баллистики с учетом условий Стефана на аблюирующей поверхности макрочастицы твердого водорода получены приближенные зависимости уменьшения размеров макрочастицы от параметров толкающего газа, длины и калибра ствола легкогазовой пушки. Абляция боковой поверхности частицы значительно уменьшает массу частицы за время ускорения в стволе, тогда как абляцией с торца, обращенного к толкающему газу, можно пренебречь из-за эффективного экранирования теплового потока на частицу слоем самого же испарившегося водорода. Экспериментальные результаты [7, 8] свидетельствуют, что длина макрочастицы практически не уменьшается за время ускорения в стволе газом при комнатной температуре, тогда как в двухступенчатых легкогазовых пушках при нагреве толкающего газа ее диаметр уменьшается на 10% и более.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Milora S.L. Review of hydrogen pellet injection technology for plasma fueling applications // J. Vacuum Sci. Technol. 1989. V. A7. № 3. P. 925–937.
2. Combs S.K. Pellet injection technology // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. № 7. P. 1679–1698.
3. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
4. Демьянов Ю.А., Секриеру Г.В., Игошин А.И. и др. Одномерные нестационарные течения реального газа. Кишинев: Штиинца, 1980. 188 с.
5. Рубинштейн Л.И. Проблемы Стефана. Рига: Звайгзне, 1967. 457 с.
6. Златин Н.А., Красильников А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. 344 с.
7. Combs S.K., Milora S.L., Foust C.R., Foster C.A., Schuresko D.D. Repeating pneumatic hydrogen pellet injector for plasma fueling // Rev. Sci. Instrum. 1985. V. 56. № 6. P. 1173–1178.
8. Sudo S., Baba T., Kanno M., Saka S. Development for a 2-stage pellet injector for Heliotron-E // Fusion Technol. 1991. V. 20. № 4. P. 387–398.

Санкт-Петербург

Поступила в редакцию  
13.III.1997