

10. Knight C. J., Sutton G. W., Berggren R. Phase aberrations and lasers output beam quality // *Wavefront Distortions in Power Optics*.— V. 293/Ed. by A. Fuhs and S. Fuhs.— Wash.: SPIE, 1981.
11. Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А. Характеристики потока за блоками плоских сверхзвуковых сопел // *ИТПМ АН СССР, Сиб. отд-ние*.— Отчет 2090.— 1991.
12. Аникин М. А., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Сеницын А. П. Зависимость параметров потока за сотовым блоком от угла раскрытия индивидуального микро-сопла // *Газодинамика проточной части ГДЛ: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ*.— 1987.
13. Баев В. К., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А. Характеристики потока и восстановление давления в прямоугольном канале за решеткой осесимметричных сопел // *Газодинамика течений в соплах и диффузорах: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ*.— 1982.
14. Зиновьев В. Н., Кталхерман М. Г., Лебига В. А., Мальков В. М. Осредненные и пульсационные характеристики сверхзвукового потока в аэродинамической трубе с сотовым соплом // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*.— 1989.— Вып. 5.
15. Bogdanoff D. W. Optical quality of supersonic jets of various gases // *Applied Optics*.— 1982.— V. 21, N 5.
16. Butt R. G. Turbulent mixing of passive and chemically reacting species in a low-speed shear layer // *J. Fluid Mech.*— 1977.— V. 82.— P. 53.
17. Sutton G. W. Optical image through aircraft turbulent boundary layers // *Progress in Astronautics and Aeronautics: Aero-Optical Phenomena*.— V. 80/Ed. by K. Gilbert and L. Otten.— N. Y.: AIAA, 1982.
18. Demetriades A. Observation on the transition process of two-dimensional supersonic wakes // *AIAA J.*— 1971.— V. 9, N 11.
19. Vaidyanathan T. S., Russel D. A. Wave-generated disturbance downstream of nozzle array // *AIAA J.*— 1985.— V. 23, N 5.
20. Bogdanoff D. W. The optical quality of shear layers: prediction and improvement thereof // *AIAA J.*— 1984.— V. 22, N 1.

г. Новосибирск

Поступила 30/IX 1992 г.

УДК 533.951

В. Н. Гаврилов, Е. А. Литвинов

ПОЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКА

При электрическом взрыве проводников (ЭВП) материал проволоочки при прохождении по нему мощного импульса тока разрушается, в результате чего образуются частицы очень малого размера. Измерения размеров полученных частиц и изучение их свойств проводились в [1—5]. Экспериментально выяснено, что средний диаметр частиц зависит от начального диаметра проволоочки, противодавления окружающей среды и плотности введенной в проводник энергии. Кроме того, при энерговкладах в проволоочку порядка энергии сублимации порошков содержит две фракции разного размера. Более крупная имеет характерный диаметр частиц 1 мкм, а более мелкая — от 0,01 до 0,1 мкм. Высказывалось предположение, что не испарившаяся при взрыве часть проволоочки при разлете дробится, давая в итоге крупную фракцию порошка, а пары металла при быстром расширении конденсируются в капли очень малого размера [2]. Цель данной работы — построение теоретической схемы, позволяющей численно моделировать процессы конденсации в продуктах ЭВП и способной прогнозировать конечные средние размеры частиц в порошке.

Физическая постановка задачи. Сделаем следующие упрощения: сам процесс нагрева проводника при прохождении по нему электрического тока не рассматриваем, а за начало разлета принимаем момент, когда проволоочка уже разрушилась, ток в ней не течет, ее сечение возросло в 10 раз от начального. Задача ставится в одномерной осесимметричной постановке.

© В. Н. Гаврилов, Е. А. Литвинов, 1993

Окружающая среда — инертный газ (аргон), поэтому химические реакции между продуктами взрыва и внешним газом не рассматриваются. Капли считаются электрически нейтральными. Вязкостью пара и окружающего газа пренебрегаем. Полагаем, что энерговыделение происходит равномерно по всему объему проводника, а скорость разлета пропорциональна расстоянию до оси проволоочки (в начальный момент). Доля жидкой и паровой фаз в разлетающейся среде зависит от введенной энергии, но точное соотношение между ними установить трудно ввиду существенной неравновесности происходящих процессов. Для определенности будем считать, что выделяющаяся энергия расходуется на разогрев, плавление, дальнейший нагрев, испарение части проволоочки в той доле, чтобы пары достигли насыщения, соответствующего температуре нагретого металла. Это однозначно определяет соотношение между испарившейся и неиспарившейся долями вещества. При больших энерговыкладах все вещество испаряется и часть энергии уходит на ионизацию паров. Таким образом, возможны два вида начальных условий.

В первом случае имеется цилиндр радиусом R_{01} , заполненный плазмой с концентрацией нейтральных атомов n_0 и однозарядных ионов n_1 ($n_0 + n_1 = n_{01}$), в которой равномерно перемешаны частицы n_4 с радиусом r_4 . Вне цилиндра покоится инертный газ n_3 . Мы не рассматриваем сам механизм объемного вскипания — гомогенный или гетерогенный (на границах зерен, примесях, неоднородных включениях), поэтому начальный размер капель r_4 в нашей модели выбран достаточно произвольно и независимо от энерговыклада принимается равным $1/100$ от размера проволоочки. Как показали численные расчеты, вариация начального размера капель (от 0,03 до 0,003 диаметра проволоочки) не влияет на конечный размер частиц из-за дробления последних в процессе разлета.

Во втором случае изначально частиц нет, но возможно зарождение «мелких» капелек при переохлаждении разлетающихся паров.

Уравнение баланса энергии в описанной модели имеет вид

$$me = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6 + Q_7 + Q_8,$$

где e — удельная энергия, вложенная в проводник; m — общая масса проволоочки; $Q_1 = mC_T(T_{пл} - T_n)$ — нагрев проволоочки до плавления; $Q_2 = m\lambda$ — плавление; $Q_3 = mC_ж(T_{кип} - T_{пл})$ — нагрев до кипения; $Q_4 = \chi m q$ — испарение доли χ вещества проволоочки ($0 \leq \chi \leq 1$); $Q_5 = \sigma(4\pi r_4^2 n_4)$ — энергия поверхностного натяжения жидких капель, образовавшихся при дроблении проводника; $Q_6 = \chi I_p \gamma m / m_0$ — ионизация паров испаренного металла (γ — степень ионизации); I_p — потенциал ионизации; m_0 — масса молекулы пара; $Q_7 = \chi(3/2)kT_e \gamma m / m_0$ — тепловая энергия электронов (k — постоянная Больцмана); $Q_8 = e_{к.г} + e_{к.к}$ ($e_{к.г}$, $e_{к.к}$ — кинетическая энергия газа и капель). При выборе начальных условий полагаем, что γ определяется температурой и плотностью вещества [6].

Дополнительно предположим, что между паром и жидкими каплями осуществляется тепломассообмен в соответствии с соотношениями, данными в [7].

Задавая начальный энерговыклад, определяем температуру системы, долю испарившегося вещества, степень ионизации и начальную концентрацию капель, если они есть. Понятно, что с ростом энерговыклада уменьшается n_4 и растет среднее расстояние между каплями.

Математическая постановка. Систему уравнений гидродинамики в цилиндрической геометрии при наличии плазмы металла, инертного газа и конденсированных частиц можно записать в дивергентном виде (кроме уравнения для температуры электронов) следующим образом:

$$(1) \quad \frac{\partial n_0}{\partial t} + \frac{\partial (n_0 u_0)}{\partial R} + \frac{n_0 u_0}{R} = I_0^{(n)} - \text{Ion};$$

$$(2) \quad \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial (n_1 u_1)}{\partial R} + \frac{n_1 u_1}{R} = I_1^{(n)} + \text{Ion};$$

$$(3) \quad \frac{\partial n_3}{\partial t} + \frac{\partial (n_3 u_3)}{\partial R} + \frac{n_3 u_3}{R} = 0;$$

$$(4) \quad \frac{\partial (\sum_i n_i m_i u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\sum_i m_i n_i (u_i^2 + kT_i/m_i) + P_e)}{\partial R} + \frac{\sum_i m_i n_i u_i^2}{R} = \\ = \sum_i I_i^{(mnu)}, \quad i = 0, 1, 3;$$

$$(5) \quad \frac{\partial (\sum_i n_i m_i^2 (u_i/2 + (3/2) kT_i/m_i) + (3/2) n_e kT_e)}{\partial t} + \\ + \frac{\partial (\sum_i u_i n_i m_i ((u_i^2/2 + (3/2) kT_i/m_i) + kT_i/m_i) + ((3/2) n_e kT_e + P_e) u_1 + Q_e)}{\partial R} + \\ + \frac{\sum_i u_i n_i m_i ((u_i^2/2 + (3/2) kT_i/m_i) + kT_i/m_i) + ((3/2) n_e kT_e + P_e) u_1 + Q_e}{R} = \\ = \sum_i I_i^{(mnE)} - \left(\frac{kT_e}{2} + I_p \right) \text{Ion}, \quad i = 0, 1, 3;$$

$$(6) \quad n_e \frac{\partial kT_e}{\partial t} + n_e u_1 \frac{\partial kT_e}{\partial R} + \frac{2}{3} P_e \frac{\partial u_1}{\partial R} + \frac{2}{3} \frac{\partial Q_e}{\partial R} + \frac{(2/3) (P_e u_1 + Q_e)}{R} = \\ = -\frac{2}{3} (I_p + 2kT_e) \text{Ion} - \text{Ch}.$$

В уравнениях (1) — (6)

$$I_i^{(n)} = (\dot{n}_{4i} - \dot{n}_{i4}) \quad (i = 0, 1, 3);$$

$\dot{n}_{i4} = \eta_i n_i 4\pi r_4^2 n_4 |V_{i4}|$ — число паровых молекул ($i = 0$) или ионов ($i = 1$), конденсирующихся на частицах сорта 4 в единице объема за единицу времени, $i = 0, 1, 3$ ($\eta_3 = 0$, поэтому $\dot{n}_{j3} = \dot{n}_{3j} = 0$); $\dot{n}_{4i} = 4\pi r_4^2 n_4 n_{ж} v_{зв} \times \times \exp(-q_i/T_4)$ — число молекул ($i = 0$) или ионов ($i = 1$), испаряющихся с каплей сорта 4; q_i — теплота испарения i -го компонента; $n_{ж}, v_{зв}$ — концентрация и скорость звука в жидком металле; $|V_{i4}| = \sqrt{8kT_i/(\pi m_i) + (u_i - u_4)^2}$; m_i — масса молекулы или иона металлической плазмы при $i = 0, 1$ и атома инертного газа при $i = 3$; η_i — коэффициент аккомодации ($0 < \eta_0 < 1$ и $\eta_3 = 0$, полагаем также $\eta_1 = \eta_0$);

$$I_i^{(mnu)} = -F_i + m_i \dot{n}_{i4} u_4 - m_i \dot{n}_{4i} u_i;$$

$$F_i = \pi m_i n_i (1 - \eta_i) r_4^2 (u_i - u_4) |V_{i4}| n_4$$

— сила сопротивления движущихся частиц в металлической плазме или в инертном газе;

$$I_i^{(mnE)} = -F_i u_4 + m_i (\dot{n}_{4i} u_4^2/2 - \dot{n}_{i4} u_i^2/2) + (3/2) (\dot{n}_{4i} kT_4 - \dot{n}_{i4} kT_i).$$

Здесь n_0 — концентрация нейтральных атомов металла; n_1 — концентрация ионов; n_3 — концентрация инертного газа; индекс 4 относится к каплям; плазма полагается квазинейтральной, поэтому $n_{\text{ион}} = n_e$ в любой точке пространства; дрейфовые скорости ионов, электронов, нейтральных атомов металла и инертного газа полагаем одинаковыми из-за большого трения между этими компонентами. Кроме того, предполагается, что $T_0 = T_1 = T_3$. Далее, $P_e = n_e kT_e$ — электронное давление; $Q_e = -(5/2) (n_e kT_e \tau_e / m_e) \times \times \text{grad}(kT_e) + n_e kT_e u_1$ — электронный тепловой поток; $\text{Ion} = n_e (\alpha n_0 - \beta n_e^2)$ — скорость рождения электронов в единице объема; $\text{Ch} = 2m_e / m_1 k n_e (T_e - T_1) / \tau_e$ — интенсивность теплообмена между электронами и тяжелым компонентом плазмы; I_p — потенциал ионизации, для меди равный 7,724 эВ; $\alpha = C kT_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left(\frac{I_p}{kT_e} + 2 \right) \exp\left(-\frac{I_p}{kT_e}\right)$ — скорость ионизации; $\beta = 1,1 \times \times 10^{-14} \text{C} \left(\frac{I_p}{kT_e} + 2 \right)$ — скорость рекомбинации; C — константа;

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{ei}} + \frac{1}{\tau_{e0}} = n_e \bar{v}_e \sigma_1 + (n_0 + n_3) \bar{v}_e \sigma_2;$$

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}; \quad \sigma_1 = \frac{6 \cdot 10^{-6}}{(r_0)^2}; \quad \sigma_2 = \pi r_0^2.$$

Формулы для α и β взяты из [8], а выражение для электронного теплового потока \underline{Q}_e — из [9]. Предполагается, что энергия, выделяемая за счет рекомбинации электронов с ионами, идет на подогрев электронного компонента, но через столкновения электронов с атомами и ионами может передаваться последним.

Уравнения для капель записываются следующим образом:

$$(7) \quad \frac{\partial m_4 n_4}{\partial t} + \frac{\partial (m_4 n_4 u_4)}{\partial R} + \frac{m_4 n_4 u_4}{R} = I_4^{(mn)};$$

$$(8) \quad \frac{\partial m_4 n_4 u_4}{\partial t} + \frac{\partial m_4 n_4 u_4^2}{\partial R} + \frac{m_4 n_4 u_4^2}{R} = \sum_i (m_i \dot{n}_{i4} u_i - m_i \dot{n}_{4i} u_i + F_i);$$

$$(9) \quad \frac{\partial m_4 n_4 C_{ж} T_4}{\partial t} + \frac{\partial m_4 n_4 C_{ж} T_4 u_4}{\partial R} + \frac{m_4 n_4 C_{ж} T_4 u_4}{R} = \\ = \sum_i \left(\dot{n}_{i4} \left(q_i + m_i \frac{(u_i - u_4)^2}{2} + \frac{3}{2} k T_i \right) - \dot{n}_{4i} (q_i + k T_4) \right), \quad i = 0, 1, 3.$$

В уравнениях (7)–(9)

$$I_4^{(mn)} = \sum_i I_{i4}^{(mn)} = \sum_i (\dot{n}_{i4} - \dot{n}_{4i}) m_i \quad (i = 0, 1, 3);$$

$m_4 = (4/3) \pi r_0^3 \rho_4$ — масса капли жидкого металла; $C_{ж}$ — теплоемкость металла капли.

Дробление исходных «крупных» капель. Как известно, при уровне введенного в проводник тепла порядка энергии сублимации значительная доля разлетающегося вещества с самого начала находится в виде жидких капель. При расширении происходит охлаждение паров столь быстрое, что, хотя между газом и частицами существует теплообмен, капли остывают медленнее газа. Если внутри капли возник зародыш пара, то давление в нем будет определяться внешним давлением плюс вклад от сил поверхностного натяжения:

$$(10) \quad P_{\text{зар}} = P_{\text{вн}} + 2\sigma/r_k + 2\sigma/r_{\text{зар}}.$$

Давление в пузырьке пара экспоненциально зависит от температуры капли (у нас обозначена T_4):

$$(11) \quad P_{\text{зар}} = A \exp(-B/T_4),$$

и в случае превышения его над правой частью соотношения (10) зародыш газа начинает расти. Капля взрывается за счет перегрева. Выражения (10) и (11) можно найти в [7]. Для оценки полагаем $r_{\text{зар}} = r_k$, зависимость σ от температуры берем из [10], константы A и B кривой упругости паров меди (здесь и далее рассматриваем взрыв медной проволоочки) приведены в [11]. Условие взрыва капли запишем в виде

$$(12) \quad A \exp(-B/T_4) > (n_0 + n_1 + n_3) k T_1 + 4\sigma/r_k.$$

Начальный размер капель задан достаточно большим (1/100 от диаметра проволоочки), и, как показывает численное моделирование, уже в начальной стадии разлета различие в температуре пара и капель становится заметным и выполняется неравенство (12). Полагаем, что капля делится на несколько частей и размер вновь образованных частиц в среднем в 2 раза меньше исходного. Это лишь грубое приближение, на самом деле процесс взрывного распада капли очень сложен, и получаемые частицы имеют некоторый спектр по радиусу. Как показало численное исследование, если принимать различные механизмы дробления (на 2, 3, 4, 5, 8 капелек), конечный результат может отличаться на 10%. Дробление продолжается, пока выполняется неравенство (12).

Зарождение в металлическом паре «мелких» капель. При больших энерговыкладах, вдвое и более превосходящих энергию сублимации, доля жидкой фазы вначале невелика, но заметна ионизация паров. Здесь задача сводится к расширению плазменного цилиндра в среду с противодействием. В нашей модели предусмотрено совместное рассмотрение кинетики процессов взаимодействия заряженного и нейтрального компонентов плазмы (ионизация и рекомбинация) при расширении в инертный газ. Быстрое охлаждение плазмы при разлете приводит к «закалке» ионного состава смеси и к ее переохлаждению. При этом наличие ионов существенно увеличивает скорость процесса появления зародышей конденсированной фазы. Количество возникших зародышей жидкой фазы или центров конденсации в единице объема, а также их размер зависят от достигнутой степени переохлаждения, плотности паров и скорости их расширения в данный момент. Как следует из наших вычислений, повторяющих [12], в общем виде (безотносительно к геометрии расширения) для элемента объема расширяющегося пара величина максимального переохлаждения в зависимости от параметров насыщенного состояния и констант вещества определяется из трансцендентного уравнения

$$(13) \quad \frac{1}{I(\theta_{\max})} \frac{d(\ln(\rho))}{dt} = D \frac{q}{T_1} \left\{ \frac{1,5\theta_{\max}^3}{b} \left(1 - \exp\left(-\frac{q\theta_{\max}}{T_1}\right) \right) \frac{1}{\tau \left| \frac{d(\ln(\rho))}{dt} \right|} \right\}^3,$$

где $\rho = (n_0 + n_1) m_0$ — плотность газа; T_1 — его температура; q — удельная теплота испарения; D — численная константа, равная $4,253 \cdot 10^{-3}$; θ_{\max} — степень переохлаждения пара ($\theta = (T_p - T_1)/T_p$); T_p — температура насыщенного при данной плотности пара; $1/\tau = 4\pi d^2 n_0 \bar{u}$ — величина порядка вероятности газокинетических столкновений молекулы пара в момент насыщения; d — радиус молекулы; \bar{u} — тепловая скорость молекул; $b = 16\pi\sigma^3 \omega^2 / 3k^3 q^2 T_1$; σ — коэффициент поверхностного натяжения расплавленного металла; ω — объем жидкости, приходящийся на одну молекулу; $I(\theta_{\max}) = C_1 (\exp(-\beta_0) + y \exp(-\beta_e))$ — скорость образования центров конденсации в расчете на одну молекулу;

$$\beta_0 = b/\theta^2; \quad C_1 = 2\omega n_0 \bar{u} \sqrt{\sigma/kT_1}; \quad \beta_e = \beta_0 (1 + 8a^2/r_e^2 - 6a^3/(dr_e^2));$$

$a = (z_1^2/16\pi\sigma)^{1/3}$ (z_1 — заряд электрона); r_e определяется из уравнения $\theta = (2\sigma\omega/kqr_e) (1 - a^3/r_e^3)$.

Все центры конденсации зарождаются в течение очень короткого промежутка времени, когда переохлаждение близко к максимальной величине θ_{\max} . Далее за счет выделения тепла переохлаждение уменьшается, и появившиеся капли начинают расти. Полное число центров (из расчета на одну молекулу)

$$(14) \quad v = \int_0^{\infty} I(\theta(t')) dt' = I(\theta_{\max}) \Delta t_m = (3\pi/8) I(\theta_{\max}) \frac{\theta^3}{b \left| \frac{d(\ln(\rho))}{dt} \right|}$$

(Δt_m — эффективная длительность максимума переохлаждения). Отметим, что выражения (13) и (14) получены нами повторением выкладок [12] в более общих предположениях. Моделирование разлета плазмы с учетом соотношений (13) и (14) позволяет указать время и место начала конденсации и дальнейшее ее развитие, а также оценить общее количество появившихся капель.

Первые зародыши появляются на периферии плазменной области близ контактной границы с аргоном. Затем по мере расширения фронт конденсации движется к центру взрыва и достигает его к моменту, когда диаметр облака в 20—25 раз больше начального диаметра проводника (для энерговыклада $e/e_{\text{субл}} = 2$). Получив общее количество центров конденсации и зная

массу взорванной проволоочки, можем оценить конечный размер частиц. Из уравнения (14) следует, что чем больше достижимое переохлаждение θ_{\max} и чем меньше при этом плотность паров, тем больше появляется центров конденсации на единицу массы вещества. Как показал численный эксперимент, чем больше энергии введено в проводник, тем позже наступает переохлаждение, меньше плотность пара в момент зародышеобразования, больше θ_{\max} и, следовательно, тем больше возникает центров конденсации. Конечный средний размер частиц при этом уменьшается. Наоборот, при повышении внешнего противодавления или с ростом начального диаметра проводника средний размер получаемых частиц будет увеличиваться.

Результаты. При сопоставлении результатов численных расчетов с экспериментальными данными следует помнить, что в реальности имеет место некоторое распределение частиц по размерам и характерный диаметр зависит от способа его вычисления. В описываемой нами модели как при малых энергозкладах ($e/e_{\text{субл}} < 1,5$, дробление исходных капель), так и при больших ($e/e_{\text{субл}} > 2$, зарождение капель на ионах) можно определить общее количество полученных частиц во взрывной камере N . Далее определяется среднекубический диаметр по формуле

$$D_{\text{ср.куб}} = \sqrt[3]{\frac{6V}{\pi N}},$$

где V — начальный объем проводника.

Экспериментаторы часто используют другие выражения для нахождения характерных размеров частиц, например так называемый объемно-поверхностный диаметр, определяемый по формуле $D_{\text{о.п}} = 6V/S$ (S — суммарная поверхность всех частиц),

или среднечисленный диаметр частиц, определяемый в виде $D_{\text{ср}} = \frac{\sum D_i}{N}$ (D_i — диаметр i -й частицы). В общем случае все вышеприведенные характерные размеры могут не совпадать между собой. Так, для логарифмически нормального распределения (самого характерного для ультрадисперсных порошков) $D_{\text{ср.куб}} = 1,62D_{\text{ср}} = 0,62D_{\text{о.п}}$ [13].

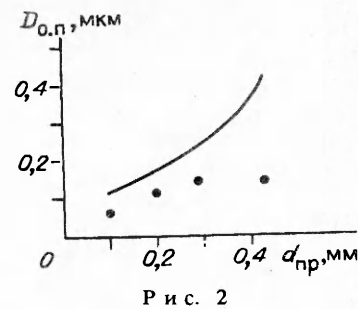
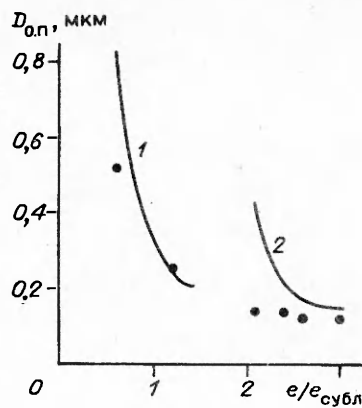
На рис. 1—3 (данные [3] — взрыв меди в аргоне) под размером частиц понимается объемно-поверхностный диаметр, а на рис. 4 (данные [2] — взрыв меди в воздухе) — среднечисленный.

На рис. 1 линиями показана расчетная зависимость объемно-поверхностного диаметра $D_{\text{о.п}}$ медных частиц от плотности введенной энергии (при давлении окружающей среды 5 атм и начальном диаметре проволоочки 0,43 мм), а точками — размер частиц, полученных экспериментально в тех же условиях [3]. Рис. 2 иллюстрирует зависимость характерного размера частиц от диаметра взрывающего проводника (давление внешнего газа 5 атм, удельный энергозклад $e/e_{\text{субл}} = 2,1$), линия — теоретически предсказываемая кривая, точки — экспериментальные значения. Как оказалось, размеры получаемых частиц слабо зависят от давления внешней среды. Этот факт отражен на рис. 3 (начальный диаметр проволоочки 0,43 мм, $e/e_{\text{субл}} = 2,4$).

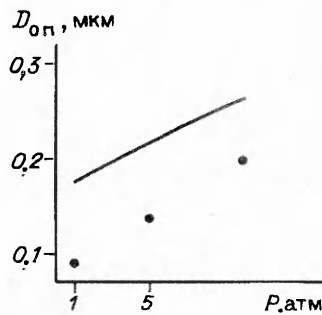
При взрыве медного проводника в воздухе поверхность получаемых частиц покрыта окислом [2], а наша модель не учитывает химические реакции. Тем не менее, полагая, что оксидная пленка, покрывающая частицы, несильно изменяет их размеры, мы решили сопоставить данные по взрыву меди в воздухе с нашими расчетами. И в этом случае теоретические кривые, показанные на рис. 4, качественно правильно характеризуют зависимость размеров частиц, получаемых взрывом проволоочки в воздухе, от введенной энергии. На рис. 1 и 4 цифрой 1 обозначена кривая, вычисленная в предположении дробления исходных капель вещества, а 2 — при расчете конденсации паров металла на ионах.

Следует отметить, что выбранная нами модель разлета продуктов электровзрыва не всегда удовлетворительно соответствует условиям экспериментов [2, 3]. Связано это не только с возможностью химических реакций, вязкостью паров и т. д., но в первую очередь, на наш взгляд, с неоднородностью взрыва по длине проволоочки. Наличие страт делает задачу неоднородной. Поэтому в тех случаях, когда стратообразование более ярко выражено (при больших диаметрах проволоочки или при уменьшении энергозклада), соответствие расчетных данных с экспериментом ухудшается (рис. 1, 2).

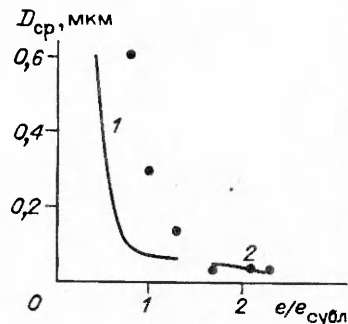
Экспериментально показано [2], что в промежуточной области энергозкладов $e/e_{\text{субл}} = 1 \div 2$ в разлетающейся плазме кроме дробления исходных капель происходит также конденсация на ионах, и в итоге получается двухмодовое распределение частиц по размерам. Механизм образования новых центров конденсации в разлетающемся паре, содержащем значительное количество «крупных» капель, более сложен и требует дополнительного теоретического исследования.



Р и с. 1



Р и с. 3



Р и с. 4

В заключение отметим, что предложенная модель разлета продуктов электрического взрыва проводника, включающая возможность дробления исходных «крупных» капель на более мелкие (при удельных энерговкладах, не больших энергии сублимации) и позволяющая проследить образование зародышей жидкой фазы (при энерговкладах, вдвое и более превышающих энергию сублимации), качественно правильно предсказывает размеры ультрадисперсных частиц, получаемых методом ЭВП. Однако, к сожалению, она не дает ответа на вопрос о двух характерных размерах частиц при введении в проволочку тепла, большего одной, но меньшего двух энергий сублимации.

Работа частично финансируется Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 93-02-17349.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зелинский В. Ю., Яворовский И. А., Проскуровская Л. Т., Давыдович В. И. Структурное состояние алюминиевых частиц, полученных методом электрического взрыва // ФХОМ.— 1984.— № 1.
2. Котов Ю. А., Яворский Н. А. Исследование частиц, образующихся при электрическом взрыве проводников // ФХОМ.— 1978.— № 4.
3. Лернер М. И. Управление процессом образования высокодисперсных частиц в условиях электрического взрыва проводников: Дис. ... канд. техн. наук.— Томск: Политехн. ин-т, 1988.
4. Кариорис Ф., Фиш Б., Ройстер Г. Получение азрозолей с помощью взрыва проволочек // Электрический взрыв проводников.— М.: Мир, 1965.
5. Sherman P. M. Generation of submicron metall particles // J. Colloid and Interface Sci.— 1975.— V. 51, N 16.
6. Ермаков В. В., Калиткин Н. Н. Таблицы проводимости и электронной теплопроводности плотной плазмы 11 веществ.— М.: ИПМ АН СССР, 1978.
7. Френкель Л. И. Кинетическая теория жидкостей.— Л.: Наука, 1975.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
9. Голант В. Е., Жилинский Л. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы.— М.: Атомиздат, 1977.
10. Саркисян Н. С., Ершов Г. С., Ничипоренко О. С. и др. Влияние физико-химических свойств расплавленной меди на структуру и свойства полученных из нее порошков // Порошковая металлургия.— 1991.— № 7.

11. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
12. Райзер Ю. П. О конденсации в облаке испаренного вещества, расширяющегося в пустоту // ЖЭТФ.— 1959.— Т. 37, № 6.
13. Райст П. Аэрозоли.— М.: Мир, 1987.

г. Екатеринбург

Поступила 16/VI 1992 г.,
в окончательном варианте — 6/1 1993 г.

УДК 533.6.011:51

А. В. Добкин, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов,
И. А. Трубецкая, В. В. Шувалов

РАДИАЦИОННО-ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗРЫВЕ В АТМОСФЕРЕ МАРСА, ВЫЗВАННОМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ УДАРОМ КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛА

Удары космических тел (метеороидов, астероидов и комет), движущихся с большими скоростями, о поверхность планеты приводят к взрывоопасным процессам, протекающим как в твердом веществе этой планеты, так и в ее атмосфере. Развитие таких процессов определяется не только параметрами тела (скоростью, массой, составом) и свойствами поверхностных слоев планеты, но и параметрами атмосферы (прежде всего ее плотностью). Плотность атмосферы Марса значительно ниже, чем плотность атмосферы Земли (в 100 раз) и тем более Венеры (в 5000 раз), что определяет существенные особенности развития взрывов, вызванных ударами космических тел по этой планете.

Во время полета сквозь атмосферу космические тела уменьшают свою скорость и массу. Процессы торможения и абляции оказываются несущественными для тел больших размеров, а именно $R_0 \gg R_H = (\rho_a/\rho_0) H$ (ρ_a — плотность атмосферы у поверхности планеты, ρ_0 — плотность тела, H — характеристическая высота атмосферы [1—3]).

Для каменных и ледяных тел, движущихся сквозь атмосферу Марса, $R_H = 3$ и 10 см. Для атмосферы Земли эти значения на два порядка больше, т. е. 3 и 10 м.

Аэродинамические силы могут разрушать космическое тело в процессе его полета сквозь атмосферу. Это может приводить к ускорению процесса торможения возникшего роя фрагментов и даже к взрыву над поверхностью планеты [3—5]. Для атмосферы Марса аэродинамические нагрузки значительно ниже тех, что возникают при тех же скоростях тела при его полете сквозь атмосферу Земли и тем более Венеры. Так, максимальное давление p_m на переднем тупом носке тела, движущегося сквозь атмосферу вблизи поверхности Марса со скоростью 30—50 км/с, составляет всего лишь 10^7 — $3 \cdot 10^7$ Па. Однако даже такие сравнительно небольшие давления могут вызывать фрагментацию тела, если оно не представляет собой монолитного куска, о чем свидетельствуют данные наблюдений по распаду болидов в атмосфере Земли [6—9].

Для описания деформирования разрушенного тела часто используется приближение несжимаемой жидкости [1, 9]. Оценки [1] показывают, что скорость бокового растекания вещества порядка $\sqrt{(\rho_a/\rho_0)} V$ (V — скорость тела), и поэтому за время прохождения слоя атмосферы с толщиной, равной характеристической высоте атмосферы H , деформирование тела и его фрагментация оказываются несущественными для тел достаточно больших размеров ($R_0 > R_c = (\rho_a/\rho_0)^{1/2} H$). Критический размер R_c для Марса составляет 17 и 30 м для каменного и ледяного тел, а для Земли — 170 и 300 м. Однако даже если тело и распадается, то его фрагменты не слишком далеко расхо-