

Физика твёрдого тела

УДК 53.03:(539.183–539.194)

ОСОБЕННОСТИ ПРОНИКАНИЯ В МЕТАЛЛ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ МАКРОСКОПИЧЕСКОГО РАЗМЕРА

*С. Ю. Ганигин, В. В. Калашников, П. К. Кондратенко,
М. В. Ненашев, А. Ю. Самарин*

Самарский государственный технический университет,
Россия, 443100, Самара, ул. Молодогвардейская, 244.

E-mail: ganigin@inbox.ru, ttxb@inbox.ru, max71@mail.ru, samarinay@yahoo.com

На основании анализа результатов экспериментов по прониканию твёрдых частиц сферической формы радиусом 50–100 мкм, движущихся в диапазоне скоростей 1000–3000 м/с, в полубесконечную мишень из стали и алюминия показана несостоятельность гидродинамической модели проникания частиц малого размера в рассматриваемых условиях. Показано, что при высоких скоростях движения и малых размерах частиц физический механизм проникания определяется процессами, протекающими во фронте взаимодействия частицы с мишенью, что принципиально отличает его также от механизмов разрушения металла мишени под воздействием тел, движущихся в аналогичном диапазоне скоростей, но имеющих больший размер. Сформулирован механизм проникания и показан ряд особенностей этого механизма, делающего его специфичным по отношению к общепринятым подходам, применяемым для описания процессов проникания.

Ключевые слова: механизм проникания, легирование поверхности взрывом, гидродинамическая модель проникания, радиальное растяжение.

Введение. Математические модели, применяемые для описания разрушения преград телами, движущимися со скоростями $1 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$ м/с, с размерами более 10^{-2} м, как правило, рассматривают материал преграды как сплошную среду и используют для её описание метод Эйлера [1, 2]. Этот метод основывается на представлении физических величин в виде пространственных полей. При этом различные физические величины, определяющие разрушение преграды в заданной точке пространства, относятся к одному и тому же моменту времени. Другими словами, все величины, являющиеся результатом возникновения напряжений (деформация, температура и т. п.), «отслеживают» их изменения в заданной точке пространства без запаздывания по времени. Такое допущение является вполне оправданным в том случае, если указанное время запаздывания много меньше времени изменения напряжений. Если для большинства задач, связанных с прониканием в преграду

Сергей Юрьевич Ганигин (к.т.н.), доцент, каф. технологии твёрдых химических веществ. *Владимир Васильевич Калашников* (д.т.н., проф., акад. РАН), президент СамГТУ. *Павел Константинович Кондратенко*, аспирант, каф. технологии твёрдых химических веществ. *Максим Владимирович Ненашев* (д.ф.-м.н., проф.), проректор по науке СамГТУ. *Алексей Юрьевич Самарин* (к.ф.-м.н), доцент, каф. общей физики и физики нефтегазового производства.

тел больших размеров, это условие, по-видимому, выполняется, то в случае проникания частиц, имеющих такие же значения скоростей и характерный размер $10^{-5} \div 10^{-4}$ м, такое допущение неприемлемо. Действительно, если значительное изменение напряженного состояния происходит на расстоянии порядка характерного размера частицы, то при таких скоростях движения соответствующее время составляет величину порядка $1 \div 10$ нс. Малое значение времени, в течении которого напряженное состояние может считаться неизменным, не позволяет описывать физическое состояние материала мишени полями физических величин, относящимися к одному моменту времени, что создаёт существенные проблемы при использовании описания сплошной среды мишени методом Эйлера. Необходимость учёта инерционных свойств требует при анализе физического состояния среды учитывать предысторию физических процессов, протекающих с участием каждой индивидуальной частицы сплошной среды мишени, что определяет метод Лагранжа в качестве единственно возможного универсального метода. Таким образом, даже в случае рассмотрения полей отдельных физических величин соответствующие математические модели должны содержать в том или ином виде траекторию движения частицы, проникающей в металл преграды.

Непосредственная связь физического состояния сплошной среды мишени с движением частицы, проявляющаяся в локальности воздействия на металл мишени, придаёт процессу проникания частиц малого размера специфические свойства, отличающие его от процесса проникания больших тел. Довольно значительный объём экспериментальных исследований, посвящённых прониканию быстрых частиц в металл мишени, не даёт даже качественного представления о большей части существенных процессов, возникающих при этом [3]. На сегодняшний день можно выделить два основных механизма, предлагаемых в качестве определяющих процесс проникновения малых частиц в металл. Это, в первую очередь, гидродинамический механизм [4, 5] и механизм, основанный на распространении трещин в металле [6]. Что касается второго из перечисленных механизмов, то его универсальная роль в обсуждаемом процессе вызывает сомнение из-за сильной зависимости от механических свойств металла мишени и необходимости привлечения коллективных эффектов, возникающих при бомбардировке поверхности металла потоком частиц. Вследствие этого данный механизм обсуждается в основном по отношению к специфическому процессу так называемого сверхглубокого проникания [7].

Определяющая роль гидродинамического механизма проникания не представляется очевидной в силу отсутствия какой-либо аргументации в его пользу, кроме наблюдаемых последствий плавления металла (при неопределённом количестве расплава). Поэтому выяснение влияния плавления металла мишени на процесс проникания быстрых частиц малого размера представляет несомненный интерес и является одной из основных целей настоящей работы.

1. Общий обзор экспериментальных результатов. Гидродинамический механизм проникания по своему определению предполагает такое движение частицы в расплаве материала мишени, при котором частица движется в сплошной среде расплавленного металла в соответствии с законами гидродинамики. При этом проникание частицы в металл мишени возможно благодаря перемещению расплава из области высокого давления перед частицей в область низкого давления за ней. На рис. 1–3 представлены фотографии микрошлифов алюминиевых образцов после их бомбардировки частицами крупнодисперсного порошка ПР-X11Г4СР>40HRC со скоростями $1500 \div 2000$ м/с.

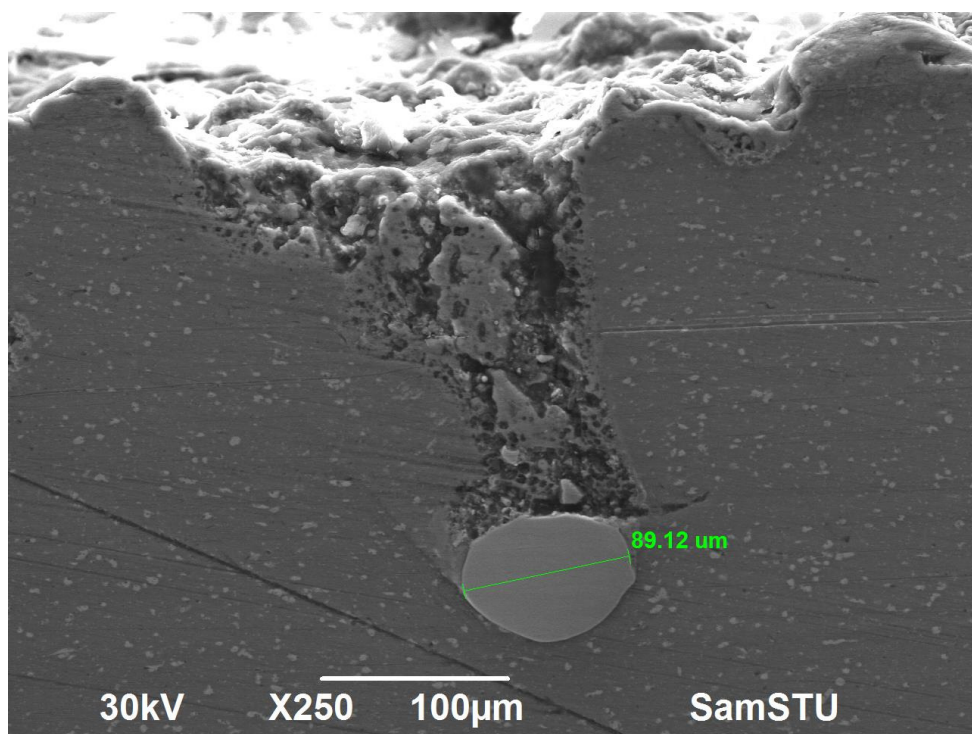


Рис. 1. Фотография трека частицы в алюминиевом образце

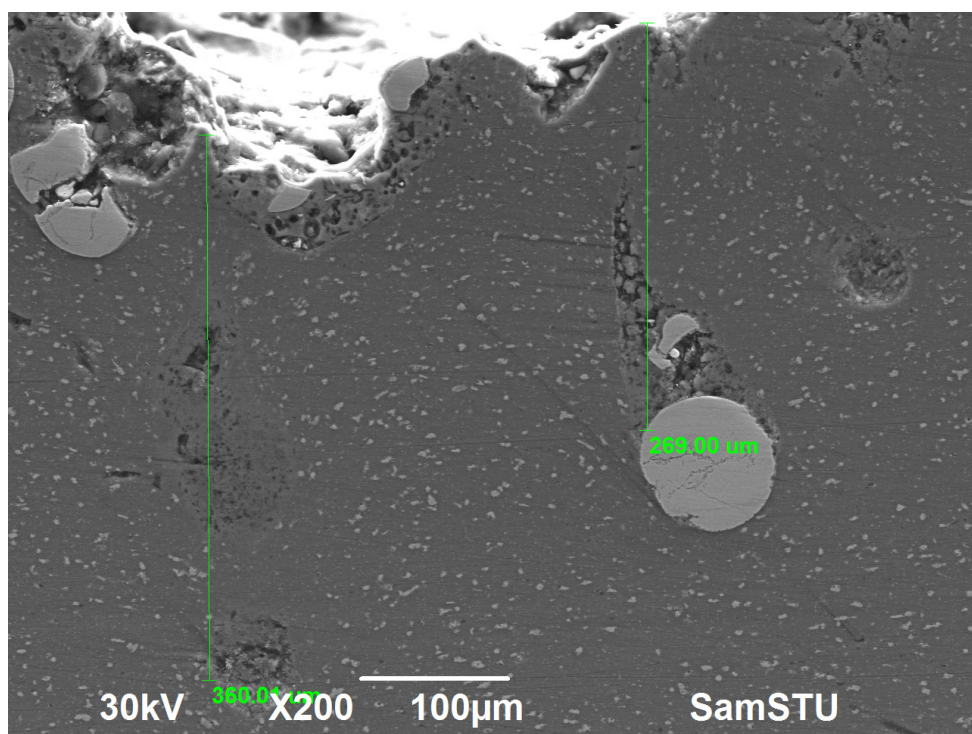


Рис. 2. Фотография трека частицы в алюминиевом образце

Наличие затвердевшего расплава в треках частиц говорит в пользу гидродинамического механизма. Однако наблюдаемый объём расплавленного металла в треке (существенного выброса металла на поверхность не наблюдается вообще) явно недостаточен для признания этого механизма в качестве определяющего процесс проникания (рис. 3). На этом рисунке застывший расплав металла в треке имеет структуру пены, что, по-видимому, является результатом кипения металла в области пониженного давления за частицей.

Наличие деформированной структуры металла в окрестности трека на рис. 4 говорит о значимой роли пластической деформации в процессе проникновения. В таких условиях упругая деформация также играет существенную роль в процессе проникновения, в пользу чего говорит объём трека, меньший объёма материала мишени, который необходимо вытеснить для проникновения частицы (рис. 2). Действительно, такое явление возможно благодаря тому, что после прохождения частицы стенки трека смещаются в обратном направлении за счёт упругой деформации (этот эффект должен проявляться тем сильнее, чем менее пластичен металл мишени, например для стали он должен быть сильнее, чем для алюминия).

То, что именно пластические и упругие деформации, а не перемещение расплава определяют процесс проникания частицы в мишень, может проиллюстрировать грубая оценка толщины слоя расплавленного металла. В том случае, если прочность проникающей частицы существенно превышает прочность металла мишени, вся энергия торможения системы преобразуется во внутреннюю энергию мишени (тепловую и энергию взаимодействия частиц металла). Для оценки сверху толщины слоя расплавленного металла перед частицей предположим, что вся энергия торможения преобразуется в тепло. Далее предположим, что сила, определяющая торможение частицы, не зависит от её скорости для большей части траектории, что приводит к равноускоренному движению. Тогда грубая оценка сверху мощности теплопередачи даёт величину

$$P \sim \frac{mv_0^2}{2t} \sim \frac{mv_0^3}{4l} = 5,2 \cdot 10^3 \text{ Вт},$$

где t — время торможения частицы, l — длина трека. Оценка величины теплового потока может быть получена из выражения

$$j \sim P/S = 2,6 \cdot 10^{12} \text{ Вт/м}^2.$$

Чтобы «отвести» такую мощность, пространственная производная температуры должна быть такой:

$$dT/dx \sim -j/\kappa = -1,3 \cdot 10^{10} \text{ К/м},$$

где κ — коэффициент теплопроводности (в данном случае — алюминия). Поскольку для алюминиевой мишени кипения вдоль передней поверхности частиц не наблюдается, то $\Delta T < 5 \cdot 10^3 \text{ К}$, что соответствует толщине слоя прогрева менее 100 нм. Такая ничтожно малая толщина слоя расплава при рассматриваемых скоростях движения частиц приводит к огромным значениям напряжений вязкого трения, что исключает гидродинамический механизм проникновения в рассматриваемых условиях. Чтобы удостовериться в этом, оценим толщину слоя расплава перед частицей более точно, исходя из уравнения теплопроводности.

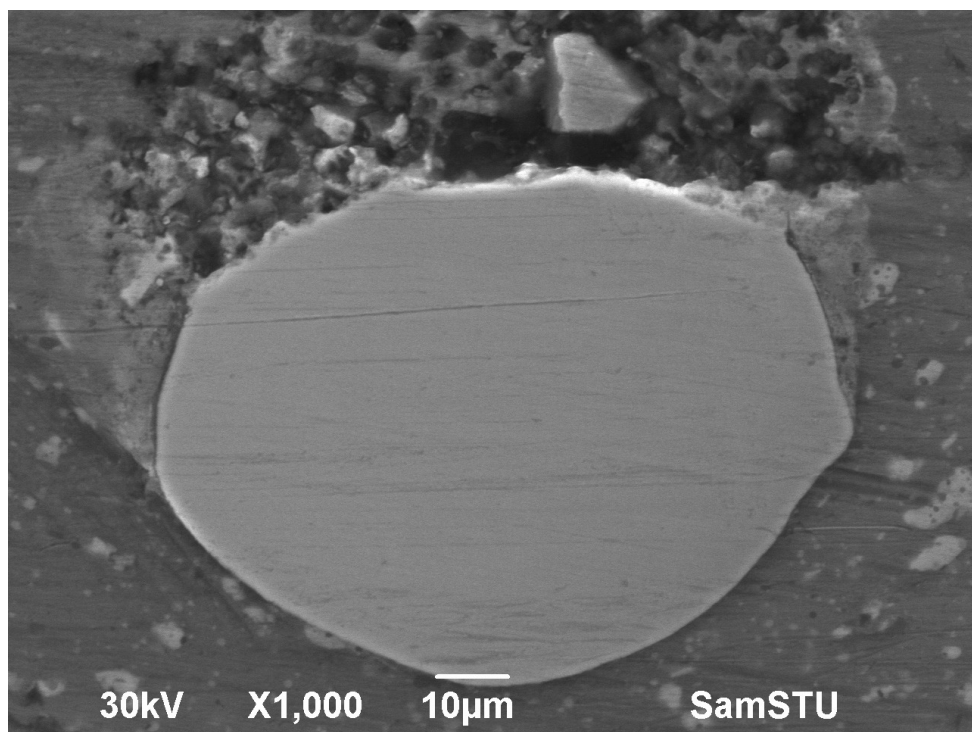


Рис. 3. Фотографии металлической пены в алюминиевом образце

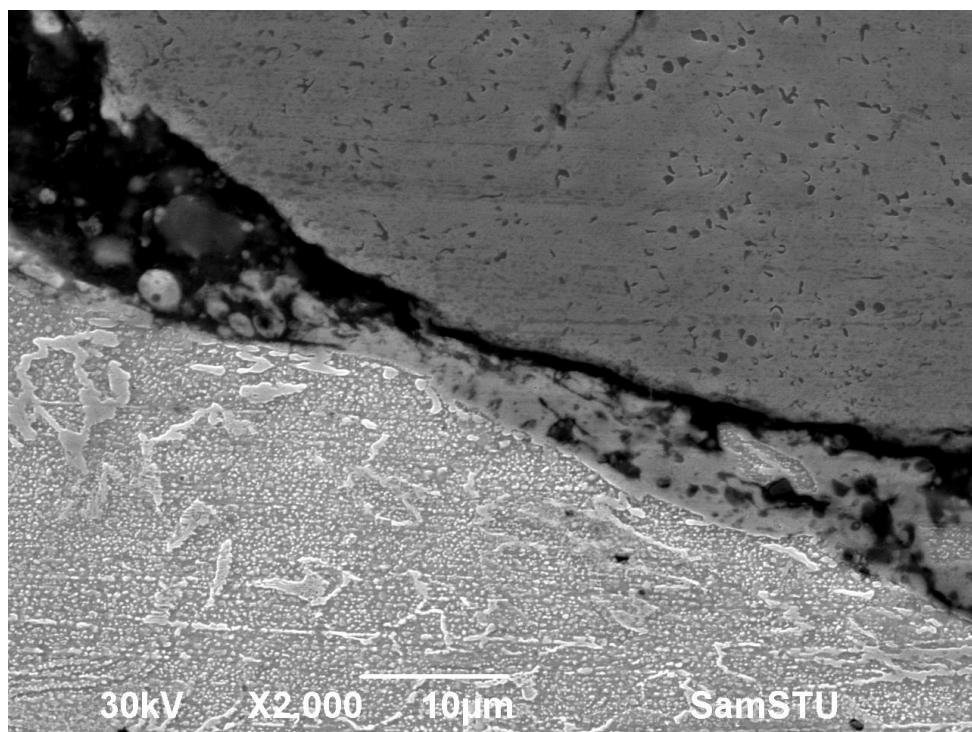


Рис. 4. Фотография трека частицы в стальном образце

2. Влияние теплопроводности на толщину слоя расплава перед частицей.

Поскольку целью этой оценки является обоснование утверждения о несущественности явления вязкого трения в изучаемом процессе, достаточно произвести верхнюю оценку толщины этого слоя. Это обстоятельство позволяет, не учитывая сам процесс плавления металла, рассмотреть исключительно процесс нагрева металла до температуры плавления. Другими словами, для достижения цели достаточно определить толщину слоя металла перед движущейся частицей, в котором достигается температура плавления.

Рассмотрим неоднородное уравнение теплопроводности

$$u_t(x, y, z, t) = a^2 \Delta u(x, y, z, t) + \frac{f(x, y, z, t)}{c\rho}, \quad (1)$$

где $u(x, y, z, t)$ — поле температуры в момент времени t , $a = \kappa/(c\rho)$ — коэффициент температуропроводности, c — удельная теплоёмкость, ρ — плотность, $f(x, y, z, t)$ — пространственная плотность теплового источника. Поскольку, как уже отмечалось, для оценки предельной толщины слоя расплавленного металла в данном случае нет необходимости исследовать вопрос о длительности самого процесса плавления, вполне достаточно определить предельную толщину зоны плавления исходя из формы изотермической пространственной поверхности, имеющей температуру плавления. Эта поверхность может быть определена исходя из решения неоднородного уравнения теплопроводности (1) в виде, записанном через функцию источника:

$$u(x, y, z, t) = \int_{\tau} \int_{\xi} \int_{\eta} \int_{\zeta} \frac{P}{c\rho} G(x, y, z, t, \xi, \eta, \zeta, \tau) f(\xi, \eta, \zeta, \tau) d\tau d\xi d\eta d\zeta, \quad (2)$$

где P — суммарная мощность, выделяемая частицей при торможении (при оценке полагаем, что вся кинетическая энергия частицы переходит при торможении в тепло). Функция источника G определяется выражением

$$G(x, y, z, t, \xi, \eta, \zeta, \tau) = \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi a^2(t - \tau)}} \right) \exp \left(-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}{4a^2(t - \tau)} \right). \quad (3)$$

Она представляет собой температуру в точке пространства с координатами x, y, z в момент времени t как результат действия источника, мгновенно излучающего количество тепла, соответствующее единичной плотности, в момент времени τ и расположенного в точке пространства с координатами ξ, η, ζ .

Рассмотрим ударное взаимодействие частицы сферической формы, движущейся перпендикулярно поверхности металла мишени. Введём неподвижную и подвижную системы координат x, y, z и x', y', z' . Пусть оси обеих координатных систем имеют одинаковые направления, а оси z и z' направим вдоль вектора скорости движения частицы. В качестве начала координат неподвижной системы отсчёта примем точку на поверхности движения частицы, в которой начинается взаимодействие частицы с металлом, соответствующий момент времени обозначим t_0 . Пусть подвижная система координат имеет начало в центре частицы (форму частицы полагаем сферической) в любой момент времени. Тогда координаты объекта в этих системах координат могут быть выражены следующим образом:

$$x = x', \quad y = y', \quad z = z' + s(t - t_0),$$

где $s(t - t_0)$ — длина пути, пройденного частицей от начала взаимодействия t_0 до рассматриваемого момента времени t (благодаря предположению о движении частицы по нормали к поверхности металла, а также в силу аксиальной симметрии задачи движение частицы полагается прямолинейным вдоль оси z). Пусть тепло выделяется равномерно в объёме бесконечно тонкого слоя перед передней поверхностью частицы. Тогда в подвижной системе координат пространственное распределение точечных источников тепла запишется следующим образом:

$$f(\xi', \eta', \zeta') = \delta(\sqrt{\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2} - R^2)h(\zeta'),$$

где R — радиус частицы; δ — дельта-функция Дирака, определяющая тепловыделение в бесконечно тонком слое поверхности частицы; h — функция Хевисайда (определяет наличие тепловыделения исключительно на передней поверхности частицы). В покоящейся системе координат пространственное положение точечных источников зависит от времени. Если положить $t_0 = 0$, то соответствующая функция распределения запишется в виде

$$f(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \delta\left(\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (\zeta - v_0t - wt^2/2)^2} - R^2\right)h(\zeta - v_0t - wt^2/2), \quad (4)$$

где v_0 , w — соответственно начальная скорость и ускорение частицы. Данное выражение предполагает равноускоренное движение с постоянным отрицательным ускорением. Такая аппроксимация вполне оправдана для механизма сухого трения, связанного со смещением твёрдого материала металла мишени и не зависящего от времени. Что касается вязкого трения, сила трения пропорциональна скорости, а это приводит к уменьшению ускорения со временем. Однако если рассматривать движение частицы в пределах небольшого участка траектории вдали от точки её остановки (где изменением скорости на расстоянии «толщины» зоны плавления можно пренебречь), то подобное приближение также вполне оправдано в данных условиях. Тогда в соответствии с (2) с учётом выражений (3) и (4) для поля температур получим

$$\begin{aligned} u(x, y, z, t) = & \\ = & \frac{P}{c\rho} \int_{\tau} \int_{\xi} \int_{\eta} \int_{\zeta} \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi a^2(t - \tau)}} \right)^3 \exp\left(-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}{4a^2(t - \tau)}\right) \times \\ & \times \delta\left(\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (\zeta - v_0t - wt^2/2)^2} - R^2\right) h(\zeta - v_0t - wt^2/2) d\xi d\eta d\zeta d\tau. \end{aligned}$$

Для упрощения анализа полученного выражения предположим, что скорость за время прохождения частицей расстояния порядка толщины расплавленного слоя изменяется мало (с учётом сделанной выше оценки толщины исходя из эксперимента это предположение вполне оправдано). В результате плотность мощности тепловыделения частицы становится константой и исчезают все слагаемые, содержащие ускорение. После этого перейдём к системе координат ξ' , η' , ζ' , связанной с равномерно (после сделанного предположения) движущейся частицей:

$$\xi' = \xi, \quad \eta' = \eta, \quad \zeta' = \zeta - v\tau,$$

где τ — время движения частицы в среде. Тогда последнее выражение примет вид

$$\begin{aligned}
 u(x, y, z, t) = & \frac{P}{c\rho} \int_{\tau} \int_{\xi} \int_{\eta} \int_{\zeta} \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi a^2(t-\tau)}} \right)^3 \exp \left(-\frac{(x-\xi')^2 + (y-\eta')^2 + (z-\zeta' - v\tau)^2}{4a^2(t-\tau)} \right) \times \\
 & \times \delta(\sqrt{\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2} - R^2) h(\zeta') d\xi' d\eta' d\zeta' d\tau.
 \end{aligned}$$

Учитывая малую (относительно размера частицы) толщину слоя расплава, преобразуем δ -функцию в последнем выражении к виду

$$\delta(\sqrt{\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2} - R^2) = \delta(z - v\tau - \zeta')$$

(что соответствует вкладу в процесс плавления среды только тех точек поверхности частицы, координаты ξ' и η' которых много меньше радиуса частицы). Физически это означает одномерный случай, который соответствует оценке толщины слоя расплава непосредственно перед частицей, то есть в окрестности точки с координатами $x = 0$, $y = 0$. Координаты изотермической поверхности, для которой температура равна температуре плавления в момент времени наблюдения t , могут быть определены из выражения

$$u(z_m, t) = T_m,$$

где T_m — температура плавления металла мишени. Переход к интегрированию по временному интервалу $\theta = t - \tau$ от 0 до ∞ (что соответствует стационарной толщине слоя расплава) даёт следующее выражение для определения искомой толщины зоны Δ , в которой температура превышает температуру плавления:

$$T_m = \pi \frac{P}{c\rho} \int_0^\infty \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi a^2 \theta}} \right)^3 \exp \left(-\frac{(\Delta - v\tau)^2}{4a^2 \theta} \right) d\theta.$$

Значение толщины слоя расплава, возникающего в результате процесса теплопроводности, рассчитанное для алюминия исходя из этого выражения, даёт значение порядка одного нанометра. Такое малое значение этой величины не позволяет рассматривать соответствующий процесс плавления классическими методами и говорит об отсутствии какого-либо влияния теплопроводности на толщину слоя расплавленного металла.

3. Механизм проникания «быстрой» частицы в металл. Наличие на рис. 1, 2 следов расплава металла указывает на возможность плавления металла мишени непосредственно в области пластических деформаций, достаточно сильных для обеспечения плавления. Однако толщина слоя расплава явно недостаточна для обеспечения гидродинамического механизма проникания. Для осуществления этого механизма необходимо, чтобы за время прохождения частицей расстояния порядка толщины слоя расплава он должен быть полностью вытеснен из занимаемого объёма. При этом на поверхности контакта металла с частицей действуют касательные напряжения трения. Эти напряжения могут быть оценены исходя из закона Ньютона для вязкого трения. При малой толщине слоя расплава по отношению к размеру частицы касательные напряжения, возникающие при протекании слоя расплавленного металла, в достаточном объёме могут быть оценены из следующих простых соображений:

$$\sigma_\tau \sim \eta \frac{v_\tau}{\Delta} \sim \eta \frac{\pi R}{2t\Delta} \sim \eta \frac{\pi Rv}{2\Delta^2} \approx 1,6 \cdot 10^{13} \text{ Па},$$

где v_τ — составляющая скорости расплава вдоль поверхности частицы, необходимая для его «удаления» за время t прохождения частицей расстояния, равного толщине слоя расплава Δ . Возникающие при таком предположении огромные значения касательных напряжений говорят о том, что за время перемещения частицы на расстояние порядка толщины слоя расплава последний можно считать неподвижным в пространстве. Тогда проникание частицы возможно только за счёт перемещения твёрдого металла мишени. На рис. 4 представлены фотографии шлифов треков частиц в стальном образце.

Из рис. 4 явно видно, что металл мишени деформирован в направлении, перпендикулярном движению частицы, что говорит о наличии перемещения металла в том числе и в этом направлении и, следовательно, о наличии напряжений, перпендикулярных оси z . Источник их возникновения может быть связан с присутствием слоя расплава. При торможении частицы на неё со стороны материала мишени действует сила

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad \left| \frac{d\vec{p}}{dt} \right| \sim \frac{mv^2}{2s},$$

где s — глубина внедрения частицы; m , v — соответственно её масса и скорость. Предположим равномерное распределение напряжений сжатия по сечению металла мишени в направлении, перпендикулярном оси (это предположение справедливо при условии неразрывности металла мишени и, благодаря этому, незначительной роли поперечной деформации), которое определяется выражением

$$\sigma_{zz} = -\frac{|\vec{F}|}{\pi R^2}.$$

Это напряжение создаёт в сферическом слое расплава давление

$$p = \frac{|\vec{F}|}{\pi R^2} \cos \theta,$$

где θ — зенитный угол в сферической системе координат с началом в центре частицы и осью z вдоль оси её движения. Таким образом, давление в слое расплава меняется от максимального значения на оси z до нуля на боковой поверхности частицы. Закон Паскаля при наличии такого градиента давления в сферическом слое жидкости и отсутствии скольжения жидкого слоя по поверхности металла мишени порождает поле растягивающих напряжений на поверхности металла, граничащего с расплавом. Вид этого поля может быть получен исходя из условия равновесия (которое, как указывалось выше, имеет место в данных условиях) для произвольного бесконечно малого элемента сферического слоя расплавленного металла, ограниченного диапазонами угловых сферических координат $d\varphi$, $d\theta$. Условия равновесия сил, действующих на этот элемент со стороны сил давления и сил трения в первом порядке малости по величине $d\theta$, дают следующее выражение для искомого поля напряжений $\sigma(\theta)$:

$$\sigma = \frac{\Delta |\vec{F}|}{\pi R^3} \sin \theta, \quad (5)$$

где Δ — толщина расплавленного слоя. Эти поверхностные силы растяжения обладают цилиндрической симметрией относительно оси z . Наличие такого напряжённого состояния на границе твёрдого и жидкого металла может при

определённых условиях, зависящих от материала мишени, скоростей проникания и размера частиц, привести к возникновению напряжений растяжения в поверхностном слое металла мишени, достаточных для разрыва последнего в окрестности оси z и последующего образования канала, достаточного для дальнейшего движения частицы.

Заключение. Из изложенного выше можно сделать вывод о том, что механизм проникания высокоскоростных частиц малого размера в металл мишени принципиально отличается от соответствующего механизма проникания тел большого размера, движущихся в том же диапазоне скоростей. В конечном счете, это отличие вызвано наличием для частиц малого размера значительных величин напряжений сдвига на поверхности контакта твёрдого металла с жидким. Эти напряжения согласно формуле (5) обратно пропорциональны радиусу частицы в третьей степени, что объясняет их несущественность в процессах проникания тел больших размеров. Незначительное количество расплавленного металла хотя и не позволяет гидродинамическому механизму играть существенную роль в проникании в данных условиях, но чрезвычайно важно для образования канала в твёрдом металле. Наличие жидкого металла приводит в соответствии с законом Паскаля к преобразованию напряжений сжатия металла, возникающих за счёт торможения частицы в направлении вдоль оси z , в изотропное давление. Это, в конечном счёте, обуславливает возникновение напряжений растяжения металла мишени вдоль поверхности частицы в направлении, перпендикулярном её движению, что при определённых условиях может привести к разрыву металла мишени.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Л. П. Орленко, Физика взрыва. Т. 2. М.: Физматлит, 2002. 656 с. [L. P. Orlenko, Physics of explosion. Vol. 2. Moscow: Fizmatlit, 2002. 656 pp.]
2. М. А. Лаврентьев, В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Л. А. Мерзиевский, В. Ф. Лобанов, В. П. Чистяков, Г. А. Швецов, В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин, "Исследование соударений твердых тел в космическом диапазоне скоростей" / В сб.: *Фундаментальные исследования. Физико-математические и технические науки*; ред. Г. И. Марчук. Новосибирск: Наука, 1977. 255–258 с. [M. A. Lavrent'yev, V. M. Titov, Yu. I. Fadeyenko, L. A. Merzhiyevskiy, V. F. Lobanov, V. P. Chistyakov, G. A. Shvetsov, V. V. Sil'vestrov, V. P. Urushkin, "The study of collisions of rigid bodies in cosmic velocity range" / In: *Basic research. Physico-mathematical and technical sciences*; ed. G. I. Marchuk. Novosibirsk: Nauka, 1977. 255–258 pp.]
3. А. И. Гусев, Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005. 416 с. [A. I. Gusev, Nanomaterials, nanostructures, nanotechnology. Moscow: Fizmatlit, 2005. 416 pp.]
4. С. М. Ушеренко, "Современные представления об эффекте сверхглубокого проникания" // *Инж.-физ. журн.*, 2002. Т. 75, № 3. С. 183–198; англ. пер.: S. M. Usherenko, "Modern Notions of the Effect of Superdeep Penetration" // *J. Eng. Phys. Thermophys.*, 2002. Vol. 75, no. 3. Pp. 753–771.
5. Ю. А. Емельянов, Е. С. Пугачев, Е. Л. Зильбербранд, "Удар капли по поверхности жидкости. К вопросу о проникании компактных тел в деформируемую твёрдую среду" // *Письма в ЖТФ*, 1994. Т. 20, № 8. С. 51–56. [Yu. A. Yemel'yanov, Ye. S. Pugachev, E. L. Zil'berbrand, "Blow liquid droplets at the surface. On the penetration of compact bodies in a deformable solid medium" // *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.*, 1994. Vol. 20, no. 8. Pp. 51–56].

6. Г. Г. Чёрный, "Механизм аномально низкого сопротивления движению тел в твердых средах" / В сб.: *Современные математические проблемы механики и их приложения*: К 80-летию со дня рождения академика Леонида Ивановича Седова / Тр. МИАН СССР, Т. 186. М.: Наука, 1989. С. 40–47; англ. пер.: G. G. Chernyj, "The mechanism of anomalously low resistance to the motion of bodies in solid media" // *Proc. Steklov Inst. Math.*, 1991. Vol. 186, no. 1. Pp. 45–52.
7. С. Н. Буравова, "Эффект фокусировки волн разгрузки и повреждаемость преграды под действием потока частиц" // *Письма в ЖТФ*, 1989. Т. 15, № 17. С. 63–67. [S. N. Buravova, "Focusing of unloading waves in impacts with particles of finite size" // *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.*, 1989. Vol. 15, no. 17. Pp. 63–67].

Поступила в редакцию 29/VII/2013;
в окончательном варианте — 15/VIII/2013.

MSC: 74M20; 70F35, 70E15

PECULIARITIES OF PENETRATION OF HIGH VELOCITY MACROSCOPIC PARTICLES IN METALLIC TARGET

*S. Yu. Ganigin, V. V. Kalashnikov, P. K. Kondratenko,
M. V. Nenashev, A. Yu. Samarin*

Samara State Technical University,
244, Molodogvardeyskaya st., Samara, 443100, Russia.

E-mail: ganigin@inbox.ru, ttxb@inbox.ru, max71@mail.ru, samarinay@yahoo.com

The experimental results of the macroscopic spherical particles penetration in the half-infinite aluminium and steel targets have been analyzed. It is shown, that for particles, having sizes about 50–100 μm and velocities in the range 1000–3000 m/s, the hydrodynamical penetration model is not applicable. Under such conditions the penetration procedure is determined by the processes, taking place immediately in front of the particles surface. It fundamentally differs from models, suiting for describing the damage of target metal under the influence of large mechanical bodies. The specific penetration model for macroscopic particles, having small size have been formulated. The special properties of this mechanism which distinguish it from the common approach are shown.

Key words: *penetration procedure, blast surface alloyage, hydrodynamical penetration model, radial expansion.*

Original article submitted 29/VII/2013;
revision submitted 15/VIII/2013.

Sergey Yu. Ganigin (Ph.D. Techn.), Associate Professor, Dept. of Solid Chemical Materials Technology. *Vladimir V. Kalashnikov* (Dr. Techn. Sci., Academition RARAS), President of Samara State Technical University. *Pavel K. Kondratenko*, Postgraduate Student, Dept. of Solid Chemical Materials Technology. *Maxim V. Nenashev* (Dr. Techn. Sci.), Vice Rector for Research of Samara State Technical University. *Alexey Yu. Samarin* (Ph.D. Phys. & Math.), Associate Professor, Dept. of General Physics and Physics of Oil and Gas Production.