

УДК 531.58

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ГРУНТА НА ГРАНИЦЕ КОНТАКТА С НЕДЕФОРМИРУЕМЫМ УДАРНИКОМ ПРИ ПРОНИКАНИИ

В. А. Велданов, С. В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва
E-mail: sm4@sm.bmstu.ru

На основе численного решения задачи о цилиндрическом поршне, расширяющемся и одновременно движущемся поступательно вдоль своей оси в массиве грунта, рассмотрены особенности движения и состояния материала грунтовой преграды на границе контакта с недеформируемым ударником при проникании. Для описания поведения грунта использована модель сжимаемой упругопластической среды с условием перехода в пластическое состояние в зависимости от действующего в ней давления. Показано, что тонкий слой грунта на границе контакта с головной частью ударника должен вовлекаться им в движение и двигаться без проскальзывания вместе с ударником. Проанализирована правомерность использования закона сухого трения для определения касательных напряжений на поверхности ударника при проникании. Оценено тепловыделение в слое грунта на контактной границе, обусловленное внутренним трением, и его возможное влияние на процесс проникания.

Ключевые слова: грунт, недеформируемый ударник, проникание, трение, тепловыделение.

Введение. Динамика проникания ударника в преграду существенно зависит от особенностей движения и состояния материала преграды на границе контакта с ударником. Характер поведения материала преграды в этой области влияет на распределение нормальных и касательных механических напряжений на поверхности ударника, определяющее силовое воздействие на него при движении в преграде.

При проникании металлических ударников в грунтовые преграды (ГП) вплоть до скоростей взаимодействия 1000 м/с деформации ударников малы [1], и их можно рассматривать в процессе движения как абсолютно жесткие тела (рис. 1). Расчет проникания

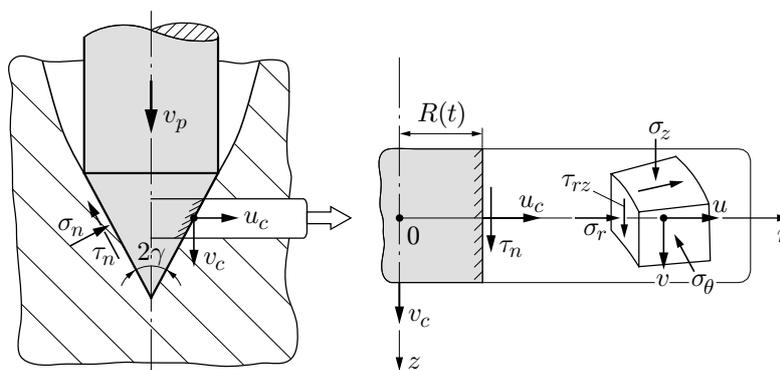


Рис. 1. Расчетная схема взаимодействия недеформируемого ударника с грунтовой преградой

недеформируемых ударников в ГП часто проводится с использованием допущений об определенном характере движения частиц грунта вблизи границы контакта с головной частью ударника. Подобные допущения существенно упрощают решение задачи, позволяя во многих случаях описать динамику движения ударника в ГП в конечном аналитическом виде. Наиболее распространенными при решении задач проникания являются гипотеза “плоских сечений”, применяемая для расчета движения в грунте тонких заостренных ударников (в случае ударника с конической формой головной части угол раствора конуса 2γ , как правило, не превышает 30°), и гипотеза “нормальных траекторий”, используемая для расчета проникания ударников с затупленной головной частью [2]. В соответствии с первой гипотезой предполагается, что частицы грунта при проникании движутся прямолинейно в направлениях, перпендикулярных к оси ударника, а согласно второй гипотезе траектории частиц грунта принимаются нормальными к поверхности головной части ударника. Постулируемая гипотезами “плоских сечений” и “нормальных траекторий” прямолинейность “разбегания” частиц среды от ударника позволяет описать их движение вдоль прямолинейных траекторий в одномерном приближении и определить нормальные напряжения σ_n , действующие на поверхности ударника, контактирующей с грунтом. Далее касательные напряжения τ_n на поверхности головной части ударника вычисляются обычно на основе закона сухого трения:

$$\tau_n = \mu\sigma_n, \quad (1)$$

где μ — коэффициент трения [2]. Закон сухого трения нередко используется для определения касательных напряжений на поверхности недеформируемого ударника и в моделях проникания более высокого уровня, основанных на численном интегрировании общей системы уравнений механики сплошных сред [3].

При этом часто не учитывается, что использование зависимости $\tau_n = \mu\sigma_n$ может включать в себе физические противоречия и во многих случаях является необоснованным. Одно из противоречий состоит в том, что вычисляемые на основе закона сухого трения касательные напряжения (действующие не только на ударник, но и на грунт на поверхности их контакта) могут значительно превышать прочностные характеристики грунта. Моделями пластической или упругопластической сред, которые в основном используются для описания поведения грунтов при динамическом нагружении, действие таких касательных напряжений в среде не допускается [4, 5]. Для иллюстрации отмеченного обстоятельства оценим величину контактных касательных напряжений (1) с использованием эмпирических законов сопротивления [6], связывающих нормальные напряжения σ_n на поверхности ударника с проекцией v_n скорости данной точки поверхности на нормаль к ней. Закон сопротивления примем в виде

$$\sigma_n = Av_n^2 + C, \quad (2)$$

где A , C — эмпирические коэффициенты, зависящие от свойств грунта [6]. Компонента скорости v_n для ударника с конической формой головной части равна $v_n = v_p \sin \gamma$, где v_p — скорость ударника; γ — угол полураствора конуса. При скорости проникания $v_p = 500$ м/с, например, в плотный грунт ($A = 1900$ кг/м³, $C = 10$ МПа) для конуса с углом $2\gamma = 60^\circ$ получаем $\sigma_n \approx 130$ МПа. Коэффициент поверхностного трения μ грунта о металл изменяется для различных грунтов в диапазоне от 0,2 до 0,6 [7]. Тогда для рассмотренного случая использование соотношения (1) даже при минимальных значениях μ дает касательные напряжения в грунте на границе контакта с ударником, по крайней мере втрое превышающие сдвиговую прочность грунта [5].

Другой противоречивый результат получается при попытке оценить тепловыделение на поверхности контакта ударника с грунтом [8]. Использование закона сухого трения

предполагает проскальзывание частиц грунта на границе контакта с ударником и, соответственно, реализацию фрикционного механизма тепловыделения на этой границе (за счет диссипации механической энергии в результате действия силы трения скольжения на поверхности контакта ударника с грунтом) [9].

Простейшая оценка интенсивности фрикционного нагрева может быть выполнена по-прежнему с использованием эмпирического закона сопротивления (2). При расчете τ_n по формуле (1) тепловой поток q на поверхности конической головной части ударника, обусловленный поверхностным трением (энергия, выделяющаяся на единице площади поверхности контакта в единицу времени), определится как

$$q = \tau_n v_\tau = \mu \sigma_n v_\tau,$$

где v_τ — скорость скольжения частиц грунта вдоль поверхности конуса. Основываясь на гипотезе “нормальных траекторий” [2] (частицы грунта движутся в направлениях, перпендикулярных к поверхности конуса), скорость скольжения полагаем равной $v_\tau = v_p \cos \gamma$. Тогда выражение для теплового потока с учетом (2) принимает вид

$$q = \mu (A v_p^2 \sin^2 \gamma + C) v_p \cos \gamma. \quad (3)$$

Согласно данной зависимости при скорости проникания в несколько сотен метров в секунду интенсивность тепловыделения на поверхности контакта ударника со средой может достигать порядка 10 ГВт/м² (это примерно в 10³ раз больше тепловых потоков, возникающих на стенках сопловой части реактивных двигателей при истечении продуктов сгорания топлива [10]). Влияние прочностных свойств грунта на величину теплового потока (3) при скоростях проникания свыше 500 м/с несущественно (при таких скоростях контактные напряжения (2), от которых зависит скорость тепловыделения, определяются в основном инерционной составляющей сил сопротивления). Вследствие этого интенсивность фрикционного разогрева оказывается сильно зависящей от скорости проникания (в соответствии с (3) увеличение теплового потока происходит фактически пропорционально кубу скорости проникания).

Оценка температур, до которых материал ударника в процессе проникания может разогреваться за счет поверхностного трения, дается решением уравнения теплопроводности для полупространства, на границе которого задан постоянный тепловой поток q [11]. В соответствии с данным решением температура T_s границы полупространства растет с течением времени t по закону

$$T_s = 2q\sqrt{t} / \sqrt{\pi \lambda_m c_m \rho_m},$$

где λ_m — коэффициент теплопроводности; c_m — удельная теплоемкость; ρ_m — плотность материала (теплофизические характеристики берутся соответствующими материалу ударника). Как показывают оценки [8], тепловые потоки, возникающие при реализации фрикционного механизма разогрева, способны привести к повышению температуры поверхностных слоев материала ударника на тысячи градусов за промежуток времени в несколько микросекунд, что существенно меньше времени проникания. Столь быстрый нагрев приповерхностных слоев ударника обусловлен двумя факторами: очень мощным тепловым потоком (3), возникающим за счет трения на поверхности контакта со средой, и как следствие этого невозможностью быстрого отвода выделяющегося тепла в глубь материала ударника. Процесс теплопроводности даже для металлов с наибольшими коэффициентами теплопроводности происходит значительно медленнее притока тепла с поверхности ударника. Дополнительный учет того обстоятельства, что выделяющаяся на контактной поверхности теплота будет идти на нагрев не только ударника, но и среды [9], принципиальных изменений в приведенные оценки не внесет (порядок величин тепловых потоков, действующих на ударник, при этом останется прежним).

Таким образом, как свидетельствуют выполненные оценки, нагрев ударника в результате реализации фрикционного механизма тепловыделения даже при относительно небольших скоростях проникания (несколько сотен метров в секунду) неизбежно должен приводить к термической деструкции и абляции (уносу за счет плавления, химической эрозии) его поверхностного слоя, контактирующего с ГП. За счет этого в процессе проникания должны существенно изменяться форма головной части ударника и его масса. Однако в экспериментах при скоростях взаимодействия вплоть по крайней мере до 500 м/с проявления таких эффектов не зафиксировано [1].

Модель проникания ударника в грунтовую преграду. Из вышесказанного следует актуальность более детального исследования особенностей контактного взаимодействия при проникании ударников в ГП. Для расчетно-теоретического определения параметров движения и состояния грунта вблизи границы контакта с движущимся ударником в первом приближении может быть использована описываемая ниже упрощенная квазидвумерная модель. Рассмотрим бесконечно длинный цилиндрический поршень, расширяющийся с заданной постоянной скоростью u_c в безграничной среде и одновременно движущийся поступательно вдоль своей оси также с постоянной скоростью v_c (см. рис. 1). Движение среды, которое возникнет вследствие воздействия на нее поршня, очевидно, будет обладать осевой симметрией, причем за счет трения на поверхности контакта с поршнем у частиц среды появится не только радиальная, но и осевая компонента вектора скорости. Напряженное состояние среды будет характеризоваться тензором напряжений с тремя нормальными компонентами (осевой σ_z , радиальной σ_r и тангенциальной σ_θ) и с одним касательным напряжением τ_{rz} (см. рис. 1). Все параметры движения и состояния среды при этом будут зависеть только от одной пространственной координаты, отсчитываемой в радиальном направлении.

Задавая в определенном соотношении кинематические параметры поршня v_c и u_c , в рамках данной задачи можно приближенно смоделировать воздействие на преграду недеформируемых ударников с различными углами конусности головной части при разных скоростях проникания. При этом значение осевой скорости поршня v_c предполагается соответствующим скорости проникания, а при заданном значении v_c радиальная скорость расширения поршня u_c в зависимости от угла полураствора γ конической головной части ударника должна определяться как $u_c = v_c \operatorname{tg} \gamma$. Отметим, что такое определение скорости u_c соответствует гипотезе “плоских сечений” [2], применяемой для расчета проникания в ГП тонких заостренных ударников. Однако в отличие от этого допущения, постулирующего только радиальное движение всей среды, в рассматриваемой модели частицы среды могут двигаться не только в радиальном, но и в осевом направлении.

В цилиндрической системе координат (r, z) движение среды в радиальном и осевом направлениях с учетом независимости определяющих его параметров от координаты z будет описываться уравнениями:

$$\rho \frac{du}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r}, \quad \rho \frac{dv}{dt} = \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\tau_{rz}}{r},$$

где u и v — соответственно радиальная и осевая компоненты вектора скорости частиц среды; ρ — плотность среды.

Для определения возникающих в материале ГП напряжений примем модель сжимаемой упругопластической среды. Эта модель получила наиболее широкое распространение в практике численного решения задач проникания в грунтобетонные преграды [3, 12], позволяя учесть основные свойства таких преград, связанные с их значительной объемной сжимаемостью и способностью оказывать сопротивление сдвиговому деформированию. Изменение плотности материала ГП в рамках рассматриваемой задачи определяется

уравнением неразрывности в виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_\theta = 0,$$

где $\dot{\varepsilon}_r$ и $\dot{\varepsilon}_\theta$ — соответственно радиальная и тангенциальная компоненты тензора скоростей деформации. Эти компоненты, а также скорость сдвиговой деформации $\dot{\varepsilon}_{rz}$ с использованием кинематических соотношений выражаются через компоненты вектора скорости как

$$\dot{\varepsilon}_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \dot{\varepsilon}_\theta = \frac{u}{r}, \quad \dot{\varepsilon}_{rz} = \frac{\partial v}{\partial r}.$$

Деформирования среды в направлении оси z происходить не будет ($\dot{\varepsilon}_z = 0$).

Для определения напряженного состояния материала ГП используется теория пластического течения [13]. Определяющие уравнения этой теории в рассматриваемом случае нагружения упругопластической среды имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{ds_z}{dt} + 2G\dot{\lambda}s_z &= \frac{2G}{3\rho} \frac{d\rho}{dt}, & \frac{ds_r}{dt} + 2G\dot{\lambda}s_r &= 2G\left(\dot{\varepsilon}_r + \frac{1}{3\rho} \frac{d\rho}{dt}\right), \\ \frac{ds_\theta}{dt} + 2G\dot{\lambda}s_\theta &= 2G\left(\dot{\varepsilon}_\theta + \frac{1}{3\rho} \frac{d\rho}{dt}\right), & \frac{d\tau_{rz}}{dt} + 2G\dot{\lambda}\tau_{rz} &= G\dot{\varepsilon}_{rz}, \end{aligned} \quad (4)$$

где s_z , s_r , s_θ — нормальные компоненты дивергента тензора напряжений; G — модуль сдвига среды; $\dot{\lambda}$ — скалярный множитель, определяемый через удельную мощность пластической деформации dA_p/dt и предел текучести среды σ_Y как

$$\dot{\lambda} = \frac{3}{2\sigma_Y^2} \frac{dA_p}{dt}.$$

С учетом условия пластичности Мизеса — Шлейхера [5], обычно используемого при описании пластического деформирования грунтов, предел текучести среды σ_Y принимался зависящим от действующего в среде давления p

$$\sigma_Y(p) = \sigma_{Y0} + \psi p / (1 + \psi p / (\sigma_{Y\infty} - \sigma_{Y0})),$$

где σ_{Y0} — сдвиговая прочность грунта при нулевом среднем напряжении (аналог начального сцепления среды в условии Кулона — Мора [4]); ψ — величина, являющаяся аналогом коэффициента внутреннего трения; $\sigma_{Y\infty}$ — предел сдвиговой прочности среды при $p \rightarrow \infty$.

С использованием рассчитываемых на основе (4) значений s_z , s_r , s_θ и давления p в материале ГП определяются нормальные компоненты тензора напряжений $\sigma_z = s_z - p$, $\sigma_r = s_r - p$, $\sigma_\theta = s_\theta - p$.

При определении давления в грунте предполагалось, что оно зависит только от объемной деформации его частиц, а влиянием их внутренней энергии можно пренебречь. В качестве уравнения, связывающего величину объемной деформации и давление, была принята динамическая зависимость

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \left(1 + \frac{p - p_0}{K_i}\right)^{-1/n_i}, \quad (5)$$

где величины α_i характеризуют фазовый состав материала ГП и соответствуют объемной концентрации пор, занятых воздухом (α_1), а также жидкой (α_2) и твердой (α_3) составляющих; ρ_0 — плотность среды при нормальных условиях (давлении p_0); K_i и n_i — экспериментальные параметры [5]. Уравнение сжимаемости (5) построено в предположении равенства давлений во всех трех фазовых компонентах в любом достаточно малом объеме. При этом сжимаемость каждой фазы описывается уравнениями в форме Гэта [5], а общая

объемная деформация определяется как сумма объемных деформаций отдельных составляющих. При известном фазовом составе начальная плотность грунта ρ_0 определяется как $\rho_0 = \alpha_2 \rho_{20} + \alpha_3 \rho_{30}$, где $\rho_{20} = 1000 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{30} \approx 2600 \div 2700 \text{ кг/м}^3$ — плотности жидкой и твердой составляющих.

Входящие в (5) параметры K_i и n_i ($i = 1, 2, 3$) брались из [5]. Таким образом, уравнение объемной сжимаемости материала среды (5) определяется только фазовым составом грунта, и с учетом очевидного соотношения $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$ для задания закона его сжимаемости достаточно задать значения объемных концентраций каких-либо двух из трех составляющих (обычно это величины α_1 и α_2 , характеризующие объемную концентрацию воздушных пор и жидкой составляющей).

Для грунтов характерно свойство уплотняемости после снятия нагрузки, и взаимосвязь между давлением и плотностью при разгрузке (снижении давления) получается иной, чем на предшествующем этапе нагрузки (роста давления) [5]. Однако в рассматриваемой задаче с нагружением грунта расширяющимся с постоянной скоростью бесконечным цилиндрическим поршнем условия для полной разгрузки среды в какой-либо области, очевидно, отсутствуют, в связи с чем при задании взаимосвязи между объемной деформацией и давлением для всего процесса ограничимся лишь уравнением (5).

Сформулируем граничные условия на поверхности расширяющегося поршня $r = R$ (рис. 1). Кинематическое условие $u(R, t) = u_c$ задает радиальную скорость движения частиц среды на границе контакта с поршнем равной скорости его расширения. Граничное условие, определяющее осевое движение среды, является условием динамического типа и имеет вид

$$\tau_{rz}(R, t) = \tau_n, \quad (6)$$

где τ_n — контактные касательные напряжения на поверхности поршня. При наличии на поверхности поршня сухого трения эти напряжения связаны с контактным нормальным напряжением $\sigma_r(R, t)$ через коэффициент поверхностного трения μ : $\tau_n = \mu |\sigma_r(R, t)|$ (данная взаимосвязь имеет место, когда радиальные напряжения на поверхности поршня являются сжимающими, т. е. $\sigma_r(R, t) < 0$, в противном случае $\tau_n = 0$).

Очевидно, условие (6) остается справедливым до момента времени, пока осевая составляющая скорости движения частиц среды на границе с поршнем $v(R, t)$ не станет равной скорости осевого движения самого поршня v_c , после чего значение $v(R, t)$ уже не может увеличиваться. Таким образом, при использовании условия (6) должна осуществляться дополнительная проверка выполнения неравенства $v(R, t) < v_c$, предполагающая переход от (6) к кинематическому граничному условию $v(R, t) = v_c$ в случае, если это неравенство не выполняется.

Начальные значения всех искомым параметров движения и состояния материала ГП задавались из предположения, что в начальный момент времени ($t = 0$) среда не возмущена и покоится.

Результаты расчетов. Эволюция параметров движения и состояния грунта с течением времени в рамках сформулированной модели определялась с использованием численного конечно-разностного метода, базирующегося на методе Уилкинса [14] и результатах работы [12]. В расчетах были рассмотрены ГП [5] с сильно различающимися прочностными свойствами — типа прочной горной породы (ГП1) и плотного грунта (ГП2). Используемые в расчетах характеристики данных ГП приведены в таблице (предполагалось, что жидкая составляющая в обеих ГП отсутствует). Скорости осевого движения поршня v_c составляли 250, 500 и 1000 м/с. Для каждого значения осевой скорости рассматривалось три значения радиальной скорости расширения поршня u_c , так что их отношение u_c/v_c составляло 0,25, 0,5 и 1,0 (в рамках гипотезы “плоских сечений” [2] данному выбору соответствуют углы заострения 2γ конической головной части ударника в 29, 53 и 90°).

Характеристики грунтовых преград

Материал ГП	α_1 , %	ρ_0 , кг/м ³	G , ГПа	Ψ	σ_{Y0} , МПа	$\sigma_{Y\infty}$, МПа
Прочная горная порода (ГП1)	1	2620	10	1	100	150
Плотный грунт (ГП2)	25	1990	0,05	0,5	5	15

Относительно выбора в рассматриваемой модели начального радиуса R_0 расширяющегося поршня следует привести следующие соображения. Он не может быть принят нулевым, так как в этом случае в начальный момент времени из-за наличия радиальной скорости у частиц среды на оси симметрии ($r = 0$) задача становится сингулярной (неопределенными при $r = 0$ получаются, например, компоненты $\dot{\epsilon}_r$ и $\dot{\epsilon}_\theta$ тензора скоростей деформации). Ясно также, что непосредственно в окрестности вершины конической головной части ударника рассматриваемая модель нагружения среды бесконечным цилиндрическим поршнем далека от реальности (характер движения среды в этой области при проникании ударника больше соответствует ее нагружению сферическим поршнем). Таким образом, результаты, получаемые на основе данной модели, могут претендовать на достоверность лишь начиная с некоторого удаления от вершины конуса (одним из факторов, определяющих это удаление, является, например, радиус скругления вершины конической головной части, всегда имеющегося у реальных ударников).

С учетом отмеченных обстоятельств представляется целесообразным не конкретизировать величину R_0 , используя ее в случае необходимости в качестве масштабирующего параметра при определении различных характеристик процесса нагружения ГП расширяющимся поршнем. При таком подходе к представлению результатов численного моделирования они оказываются не зависящими от выбора R_0 и могут быть применены для ударников любого размера.

При воздействии поршня на ГП по среде распространяется ударная волна, параметры которой определяются радиальной скоростью расширения поршня. На рис. 2 приведены распределения радиальных напряжений в ГП1 и ГП2 для различных текущих радиусов

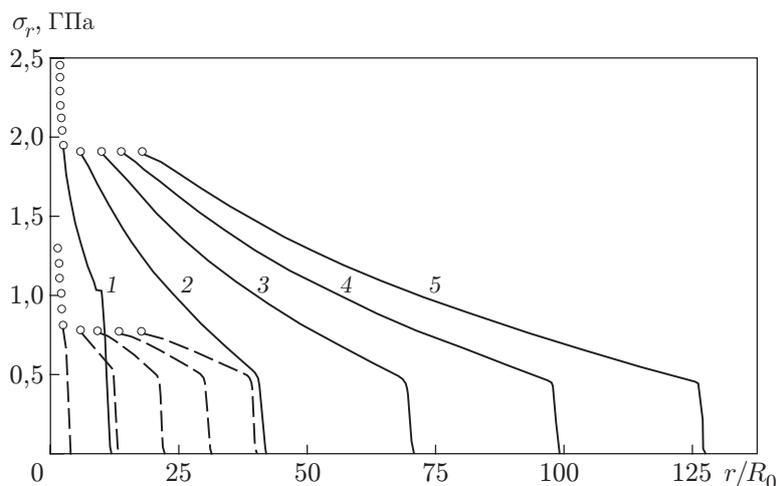


Рис. 2. Распределение радиальных напряжений в массиве грунта при различных радиусах поршня, расширяющегося со скоростью $u_c = 500$ м/с:

1 — $R/R_0 = 2$; 2 — $R/R_0 = 6$; 3 — $R/R_0 = 10$; 4 — $R/R_0 = 14$; 5 — $R/R_0 = 18$; сплошные линии — ГП1; штриховые линии — ГП2; кружки — радиальные напряжения на поверхности поршня

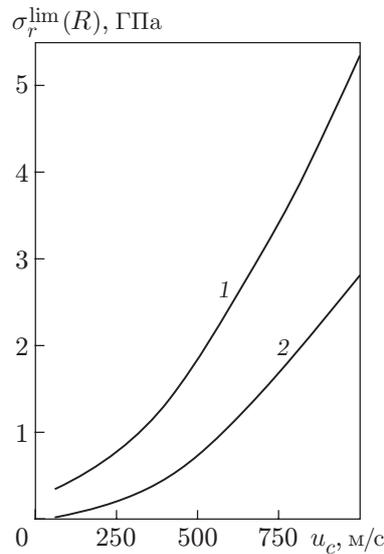


Рис. 3. Зависимость радиального напряжения на поверхности поршня от скорости его расширения (1 — ГП1; 2 — ГП2)

R/R_0 расширения поршня при $u_c = 500$ м/с. Особый интерес в практическом отношении представляет характер изменения радиальных напряжений $\sigma_r(R)$ на поверхности поршня (по этому характеру можно судить об эволюции нормальных напряжений σ_n на поверхности контакта ударника с ГП). На рис. 2 радиальные напряжения на поверхности поршня при различных радиусах его расширения показаны кружками. Видно, что радиальные напряжения на поршне максимальны в начальный момент его расширения (когда поршень, ударяя по среде, генерирует в ней ударную волну). В дальнейшем они быстро уменьшаются и, что особенно важно, выходят на постоянный, практически не зависящий от радиуса расширения поршня уровень (см. рис. 2). Время, спустя которое после начала расширения поршня величина $\sigma_r(R)$ остается практически неизменной, соответствует увеличению радиуса поршня всего на $1-2 R_0$. Влияние осевой скорости поршня v_c на величину $\sigma_r(R)$ в рассмотренном диапазоне кинематических параметров поршня крайне незначительно, так что установившееся значение радиальных напряжений на поршне $\sigma_r^{\text{lim}}(R)$ полностью определяется его радиальной скоростью. Зависимость этого установившегося значения от скорости u_c носит для различных ГП параболический характер (рис. 3), что качественно согласуется с эмпирическими законами сопротивления [6], широко используемыми для определения нормальных напряжений на поверхности ударника при проникании в ГП. Из полученных в рамках рассмотренной модели результатов следует, что нормальные напряжения непосредственно в окрестности вершины головной части ударника могут существенно превышать напряжения на остальных участках его поверхности (начальная стадия расширения поршня на рис. 2).

Что касается сдвигового движения материала ГП (движения вдоль оси z , см. рис. 1), то в результате расчетов было установлено следующее. Практически при всех рассмотренных условиях проникания на границе контакта расширяющегося поршня с грунтом реализуется режим “прилипания” — примыкающий к поршню слой грунта вовлекается им в движение в осевом направлении (расчеты проводились при минимальных значениях коэффициента трения на поверхности поршня $\mu = 0,2$). Толщина этого слоя, оставаясь малой по сравнению с текущим радиусом расширения поршня, растет линейно с его увеличением (за толщину h_s слоя сдвигового движения принималось расстояние от поршня,

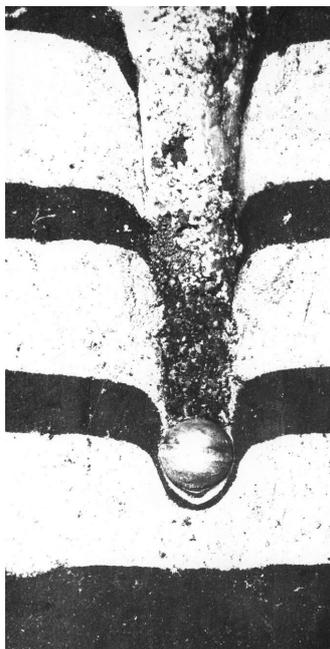


Рис. 4. Разрез каверны в песчаной преграде при проникании сферического ударника

на котором скорость осевого движения среды уменьшалась до 10 % от скорости ее осевого движения на границе контакта).

Скорость роста толщины слоя сдвигового движения зависит от прочностных характеристик ГП, возрастая с их увеличением [15]. При радиусе расширения поршня $R/R_0 = 20$ характерное значение h_s составляет несколько R_0 для ГП1 и десятые доли R_0 для ГП2. Режим осевого проскальзывания материала ГП на границе контакта с поршнем в проведенных расчетах наблюдался лишь при скоростях расширения поршня $u_c \approx 100$ м/с и менее. При этом полного затормаживания границы среды не происходило, она продолжала двигаться в осевом направлении вслед за поршнем, но с меньшей, чем у него, скоростью.

Фиксируемый в расчетах эффект вовлечения поршнем в осевое движение тонкого слоя среды на границе контакта согласуется с данными экспериментальных исследований проникания ударников в ГП. На рис. 4 представлен разрез специально подготовленной песчаной преграды (состоящей из слоев с контрастной окраской) после проникания в нее сферического ударника. Видно, как “вытягиваются” слои преграды вдоль границ каверны вслед за ударником.

На рис. 5 приведены распределения касательных напряжений в ГП1 и ГП2 при различных радиусах R/R_0 расширения поршня для случая $v_c = 500$ м/с, $u_c = 500$ м/с. Видно, что касательные напряжения также локализованы в тонком слое ГП у границы контакта с поршнем. Величина касательных напряжений непосредственно на границе контакта (определяющая одну из составляющих силы сопротивления при проникании) после кратковременного и незначительного нарастания на начальной стадии расширения поршня остается в дальнейшем практически неизменной и составляет примерно половину от сдвиговой прочности материала ГП, соответствующей действующему на контактной границе давлению (на рис. 5 контактные касательные напряжения при различных радиусах расширения поршня показаны кружками; кривые для ГП1 и ГП2 при выбранных масштабах представления касательных напряжений, действующих в данных ГП, совпали). Для рассмотренных в расчетах вариантов ГП значения предельной сдвиговой прочности (при $p \rightarrow \infty$) различались в 10 раз (см. таблицу), во столько же раз различались и контактные

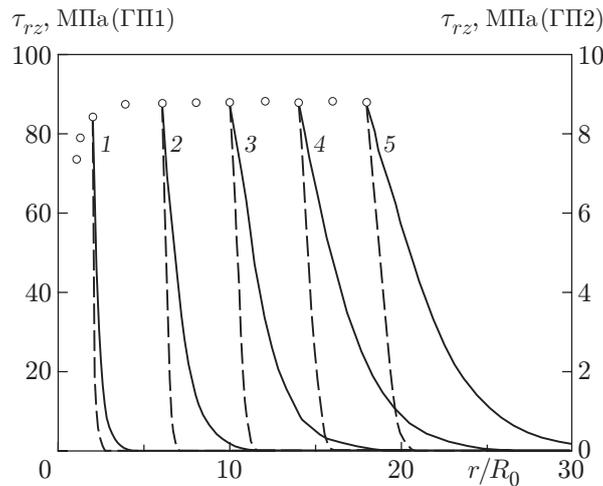


Рис. 5. Распределение касательных напряжений в массиве грунта для различных радиусов расширения поршня при $u_c = 500$ м/с и $v_c = 500$ м/с:
 1 — $R/R_0 = 2$; 2 — $R/R_0 = 6$; 3 — $R/R_0 = 10$; 4 — $R/R_0 = 14$; 5 — $R/R_0 = 18$;
 сплошные линии — ГП1; штриховые линии — ГП2; кружки — контактные касательные напряжения

касательные напряжения (рис. 5). Действующее на контактной границе давление обеспечивало для обеих ГП близость их прочностных характеристик к своим предельным значениям. Отклонения касательных напряжений на поверхности поршня от значения $\sigma_Y/2$ при различных условиях проникания (с увлечением поршнем контактирующего с ним слоя грунта) были в пределах 20–30 %. Следует отметить, что начиная уже со скорости расширения поршня 150 м/с действующие на его поверхности касательные напряжения τ_n оказываются заметно ниже значения $\mu\sigma_r(R)$, определяемого на основе закона сухого трения.

При нагружении ГП расширяющимся и движущимся вдоль своей оси поршнем происходит интенсивное пластическое деформирование ее материала. Сопровождающая этот процесс диссипация энергии на пластических деформациях должна приводить к значительному тепловыделению в среде. На рис. 6 приведены распределения объемной мощности тепловыделения q_V в ГП1 (рис. 6,а) и ГП2 (рис. 6,б) для различных радиусов R/R_0 расширения поршня при $v_c = 500$ м/с, $u_c = 500$ м/с. Величина q_V на рис. 6 для учета влияния масштаба задачи, определяемого начальным радиусом поршня R_0 , умножена на безразмерное отношение R_0/R_{0c} , где R_{0c} — константа с размерностью длины, принятой равной 1 мм (для получения абсолютной величины тепловыделения q_V при заданном R_0 приведенные на рис. 6 данные необходимо разделить на величину R_0 , выраженную в миллиметрах). Перемещающийся по среде пик тепловыделения соответствует фронту ударной волны, но особенно мощное тепловыделение происходит в тонком слое среды, контактирующем с поршнем (рис. 6). Связано оно с интенсивным сдвиговым деформированием частиц среды в слое осевого движения на границе поршня. По мере расширения поршня объемная мощность тепловыделения на его границе возрастает — за счет радиального сжатия частиц среды увеличивается неравномерность радиального распределения их осевой скорости у границы поршня и, соответственно, возрастает скорость их сдвигового деформирования. С увеличением осевой скорости поршня v_c величина q_V на его границе растет практически линейно.

Таким образом, отсутствие проскальзывания грунта на контактной границе исключает фрикционный механизм тепловыделения с неправдоподобно мощным термическим

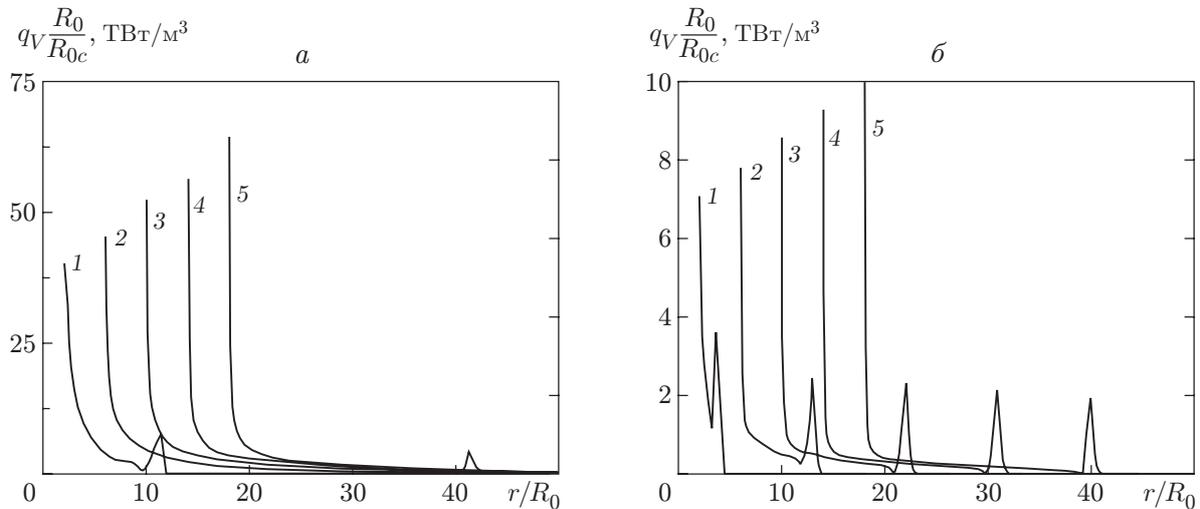


Рис. 6. Распределение объемного тепловыделения в массиве грунта для различных радиусов расширения поршня при $u_c = 500$ м/с и $v_c = 500$ м/с (а — ГП1; б — ГП2):
 1 — $R/R_0 = 2$; 2 — $R/R_0 = 6$; 3 — $R/R_0 = 10$; 4 — $R/R_0 = 14$; 5 — $R/R_0 = 18$

воздействием на проникающий ударник. Увлечение ударником контактирующего с ним слоя ГП переводит тепловыделение с контактной границы в объем среды, заменяя в качестве источника тепла поверхностное трение внутренним. При таком механизме теплового воздействия “тепловая нагрузка” на проникающий ударник, очевидно, будет значительно ниже, чем при фрикционном разогреве его поверхности. Температура среды на границе контакта с ударником не может расти беспредельно. Ее рост ограничивается температурой фазового перехода материала ГП, при приближении к которой снижаются его прочностные свойства и, соответственно, исчезает внутреннее трение.

Скорость роста температуры среды у поверхности поршня, оцениваемая соотношением $\Delta T_s / \Delta t = q_V / (\rho c)$ (c — теплоемкость материала ГП), при тепловыделении q_V , соответствующем скорости осевого движения порядка 500 м/с, обеспечивает за время осевого смещения поршня на величину R_0 прирост температуры ΔT_s до 80 К для ГП1 и до 10–14 К для ГП2. При таких темпах нагрева должно происходить быстрое термическое разрушение контактирующего с ударником слоя ГП и, соответственно, снижение касательных напряжений на поверхности контакта (величина которых, как отмечалось, определяется прочностными свойствами материала ГП). При утрате пограничным слоем ГП своих прочностных свойств вследствие сильного разогрева важную роль могут начать играть его вязкие свойства, что требует отдельного рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Allen W. A., Mayfield E. B., Morrison H. L. Dynamics of a projectile penetrating sand // J. Appl. Phys. 1957. V. 28, N 3. P. 370–376.
2. Сагомоян А. Я. Проникание. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1974.
3. Велданов В. А., Исаев А. Л., Пушилин Ю. М. Влияние объемной разгрузки грунта на образование каверны при проникании ударника // Тр. XXIII Межреспубл. конф. “Численные методы решения задач теории упругости и пластичности”. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН, 1995. С. 36–40.

4. **Григорян С. С.** Об основных представлениях динамики грунтов // Прикл. математика и механика. 1960. Т. 24, № 6. С. 1057–1072.
5. **Вовк А. А., Замышляев Б. В., Евтерев Л. С. и др.** Поведение грунтов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наук. думка, 1984.
6. **Велданов В. А.** Закон сопротивления прониканию ударников в грунт // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 32–34.
7. **Александров М. М.** Силы сопротивления при движении труб в скважине. М.: Недра, 1978.
8. **Велданов В. А., Смирнов В. Е., Федоров С. В.** Высокоскоростной пенетратор для глубокого зондирования грунта // Двойные технологии. 2000. № 2. С. 11–15.
9. **Переверзева О. В., Балакин В. А.** Распределение теплоты между трущимися телами // Трение и износ. 1992. Т. 13, № 3. С. 507–516.
10. **Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П.** Теория ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1989.
11. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.
12. **Исаев А. Л., Селиванов В. В.** Численная реализация физических соотношений для упрочняющейся упругопластической среды // Проблемы прочности. 1989. № 5. С. 47–49.
13. **Ильюшин А. А.** Механика сплошной среды. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.
14. **Уилкинс М. Л.** Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
15. **Федоров С. В., Велданов В. А.** Формирование пограничного слоя при проникании недеформируемого ударника в грунт // Тр. Междунар. конф. “V Харитоновские тематические научные чтения”. Саров: Всерос. науч.-иссл. ин-т эксперим. физики, 2003. С. 491–495.

*Поступила в редакцию 20/I 2004 г.,
в окончательном варианте — 29/XII 2004 г.*
