

УДК 539.3

ОЦЕНКА УСТОЙЧИВОСТИ КОНСТРУКЦИЙ ОБЪЕКТОВ ИНФРАСТРУКТУРЫ К ПРОНИКАНИЮ ОБЫЧНЫХ СРЕДСТВ ПОРАЖЕНИЯ

Доктор техн. наук *В.А. Седнев*, кандидат техн. наук *С.Л. Копнышев*
ФГБОУ ВО «Академия государственной противопожарной
службы МЧС России»

Рассматривается задача о проникании поражающего элемента обычных средств поражения в конструкции объектов инфраструктуры при известных его характеристиках, физико-механических характеристиках среды и начальных условиях проникания.

Процесс движения поражающего элемента отождествляется с процессом образования сферической полости в среде при взрыве, что позволяет использовать полученное ранее камуфлетное уравнение для определения противодействия среды.

Ключевые слова: обычные средства поражения, конструкция, объект инфраструктуры, проникание.

ASSESSMENT OF THE SUSTAINABILITY OF INFRASTRUCTURE OBJECTS CONSTRUCTIONS TO PENETRATION OF CONVENTIONAL DEFEAT MEANS

Doctor (Tech.) *V.A. Sednev*, Ph.D (Tech.) *S.L. Kopynshev*
Federal state budgetary educational institution of higher education
«Academy of the state fire-fighting service of EMERCOM of Russia»

The problem of the penetration of a damaging element by conventional defeat means in the construction of infrastructure objects with its known characteristics, physical and mechanical characteristics of the medium and initial conditions of penetration is considered.

The process of movement of the destructive element is identified with the process of the formation of a spherical cavity in the medium during the explosion, which allows using the previously obtained camouflage equation to determine the backpressure of the medium.

Keywords: conventional weapons, construction, infrastructure, penetration.

Анализ военных конфликтов конца XX - начала XXI веков позволяет сделать вывод об изменении форм и способов вооруженного противоборства и достижения целей и задач войны [1-3]. Совершенствование систем управления войсками, постоянное расширение типажа современного оружия и повышение его технических характеристик создали условия для его использования с целью избирательного и гарантированного поражения наиболее важных объектов противоборствующей стороны на ее территории, что указывает на изменение военных доктрин ведущих мировых государств, которые ранее были нацелены на катастрофические разрушения инфраструктуры и использование ядерного оружия. Высокоточное оружие в ряде государств превращается в решающий фактор вооруженной борьбы и победы в войне. Таким образом, качественный скачок в техническом перевооружении мировых держав позволил осуществить переход от всеобщего разрушительного характера войны к войнам избирательного воздействия на всю глубину территории противостоящей стороны, причем под ударами оказываются не, только военные объекты, но

и важнейшие объекты экономики и гражданское население, для чего используют силы специальных операций, удары крылатых ракет воздушного и морского базирования и др.

Анализ силовых операций США за последние 20 лет [3] свидетельствует о том, что наиболее значимыми объектами для поражения будут являться объекты системы управления, топливно-энергетического комплекса, важные промышленные объекты и др. Основными опасностями для этих объектов при ведении военных действий будут являться опасности, связанные с прямым воздействием средств поражения, которое характеризуется, прежде всего, местным ударно-пробивным действием. Оценка результатов такого воздействия может быть получена на основе количественного описания высокоскоростных явлений удара и проникания твердых тел в сплошные среды.

Удар отличается от статического или быстрого нагружения тем, что силы, действующие на границе раздела между движущимся объектом и преградой, прикладываются и снимаются в очень короткий промежуток времени. Если скорость встречи такого объекта со средой значительна (1000 м/с и более), то на площади его контакта со средой возникают [4, 5] колоссальные давления – порядка сотен тысяч атмосфер, намного превышая предел текучести материалов объекта и преграды. Как следствие, начинает деформироваться корпус объекта, переходя, как и среда в зоне контакта, в пластическое состояние. Поэтому в этом случае, с точки зрения расчета пробивного действия поражающих элементов (ПЭ), процесс их проникания можно рассматривать как внедрение струи жидкости соответствующей плотности (длина струи равна длине ПЭ) в полубесконечную жидкую среду [4, 5]. В процессе проникания материал ПЭ и среды выбрасывается с большой скоростью в сторону свободной поверхности, в результате чего в среде образуется воронка с диаметром, несколько превосходящим диаметр ПЭ. Глубина воронки, определяющая глубину проникания, практически не зависит от скорости проникающего тела, а зависит только от его длины, и в предположении несжимаемости материалов ПЭ и среды может быть определена по формуле М.А. Лаврентьева для кумулятивных зарядов [4, 5]:

$$h = l \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_n}}, \quad (1)$$

где h - глубина проникания; l - длина ПЭ до контакта преградой;
 ρ_c и ρ_n - плотности материалов ПЭ и преграды соответственно.

Зависимость (1) свидетельствует о том, что чем длиннее поражающий элемент, воздействующий на преграду, тем дольше будет происходить процесс «вымывания» разрушающимся его материалом материала среды и тем больше будет глубина воронки при его проникании.

При умеренных скоростях внедрения, составляющих сотни метров в секунду, описание процесса проникания ПЭ усложняется, так как определяющими физическими явлениями становятся пластическое и упругое деформирование преграды, а основными механизмами передачи энергии удара будут являться разрушение, уплотнение и внутреннее трение. В этом случае в среде появляются касательные и нормальные напряжения, а ее сопротивляемость ударным воздействиям будет обуславливаться упругостью, трением и упрочнением.

При еще меньших скоростях проникания (единицы и десятки метров в секунду) взаимодействие ПЭ со средой будет носить упругий характер, при котором основным механизмом передачи энергии удара и взрыва является внутреннее трение.

В целом, упругопластическое взаимодействие ПЭ с преградой сопровождается разнообразными процессами, возникновение и относительная роль которых определяется тремя

группами исходных данных, учитываемых при разработке математической модели процесса проникания:

характеристиками поражающего элемента (массой, калибром, формой головной части);
 характеристиками преграды (плотностью, прочностью, твердостью, пластичностью, пористостью);

условиями встречи с преградой (скоростью и углом встречи).

ПЭ при этом, как правило, считается абсолютно жестким телом, и делается допущение о том, что его кинетическая энергия расходуется только на деформацию среды и сообщение скорости движения частицам среды, т. е. на преодоление сил ее сопротивления, а математическая модель процесса разрабатывается на основе второго закона Ньютона [4, 6]. При этом сила противодействия проникающему ПЭ со стороны среды определяется либо результатами экспериментов, либо аналитическими методами в соответствии с принимаемыми соображениями и гипотезами и учитывает, как правило, скорость его движения и характеристики среды, которые считаются постоянными.

При расчете напряжений на поверхности тела при его движении в плотных средах, таких как грунт и металл, хорошо зарекомендовали себя двучленные формулы, квадратичные по скорости, с постоянным слагаемым, характеризующим прочность среды [6 - 8]. Использование таких формул позволяет записать силы, действующие на тело, в виде интегралов по его поверхности, которые дают связь сил с формой тела и могут быть исследованы на экстремум методами вариационного исчисления.

Процесс движения в среде ПЭ с полусферической формой передней части предлагается [9, 10] отождествлять с процессом образования сферической полости за счет внутреннего давления, при этом процесс взаимодействия ПЭ со средой, при котором его головная часть движется со скоростью, превышающей скорость продольной упругой волны в среде a_0 , определяют как сверхзвуковое проникание, в противном случае – как дозвуковое проникание. При этом получена [11] зависимость, позволяющая определять давление P_a на границе сферической полости, расширяющейся за счет внутреннего давления:

$$P_a = A + Ba\ddot{a} + C\dot{a}^2, \quad (2)$$

где a – текущий радиус расширяющейся полости;

\dot{a} - скорость ее расширения;

\ddot{a} - ускорение сферической полости;

A, B и C – коэффициенты, являющиеся функциями пяти характеристик материала среды $\rho_0, \rho, E_0, E, \sigma_s$, определяемые на этапе пластического деформирования среды при

$\dot{a} > \sqrt{\frac{E_0}{\rho_0}} \cdot \sqrt[3]{\beta}$ по зависимостям

$$A = -\frac{2}{3}\sigma_s \ln \beta + \frac{4E}{9} \left[\frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \beta^n \right]; \quad (3)$$

$$B = \rho \left(1 - \beta^{1/3} \right); \quad (4)$$

$$C = \rho \left(\frac{3}{2} - \frac{\beta^{4/3}}{2} - \beta^{1/3} \right); \quad (5)$$

а на этапе распространения упругой волны при $\dot{a} \leq \sqrt{\frac{E_0}{\rho_0}} \cdot \sqrt[3]{\beta}$ по зависимостям

$$A = \frac{2}{3} \sigma_s (1 - \ln \beta) + \frac{4E}{9} \left[\frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \beta^n \right]; \quad (6)$$

$$B = \rho \left(1 - \beta^{1/3} \right); \quad (7)$$

$$C = \rho \left\{ \frac{3}{2} - 2\beta^{1/3} + \frac{\beta^{4/3}}{2} \right\}, \quad (8)$$

где ρ_0 и ρ - плотности среды в невозмущенном состоянии и за ударной волной соответственно;

E_0, E - модуль упругости и модуль линейного упрочнения при сжатии среды;

σ_s - предел текучести среды;

$$\beta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho}.$$

Отождествление процесса движения твердого недеформируемого ПЭ с процессом образования сферической полости в среде (рис. 1) делает возможным использование полученных зависимостей для оценки противодействия среды при его проникании.

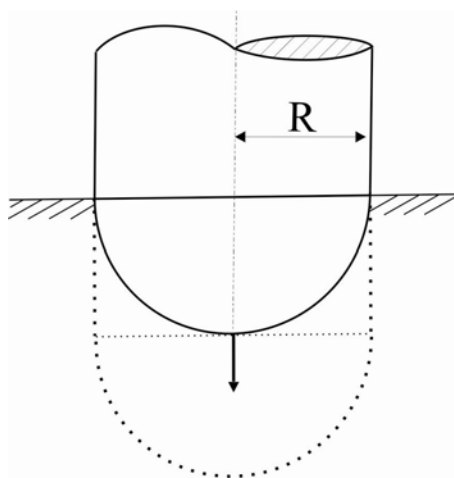


Рис. 1. Процесс последовательного образования сферических полостей, заполняемых телом поражающего элемента

Определим закон изменения скорости и ускорения ПЭ в зависимости от глубины проникания $h(t)$ при известной его начальной скорости V_0 в начальный момент времени:

$t = 0; \frac{dh}{dt} = V_0$ (начальная глубина принимается нулевой $h = 0$, когда заглублена только сферическая головная часть ПЭ).

Начало неподвижной декартовой системы координат привяжем к точке встречи, ось Oy направим вертикально вверх, а ось Ox - вдоль плоскости полупространства (рис. 2).

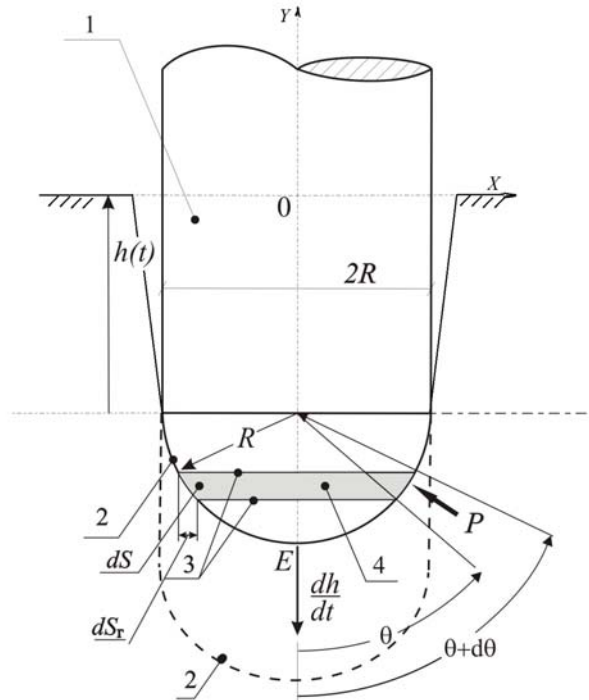


Рис. 2 - К постановке задачи: 1 – ПЭ с полусферической формой передней части; 2 – контурный полукруг передней части ПЭ; 3 – секущие параллельные плоскости; 4 – элементарный шаровой слой; dS – площадь поверхности элементарного шарового слоя; dS_r – площадь проекции элементарного шарового слоя на горизонтальную поверхность; θ – угол наклона элементарного шарового слоя к скорости движения ПЭ

Будем считать, что скорость встречи ПЭ с преградой V_0 направлена по нормали к плоскости полупространства и превышает величину скорости звука в преграде a_0 , а давление, оказываемое ПЭ на преграду, не превышает предел прочности монокристаллических частиц среды σ_b .

Так как элементарная площадка, содержащая точку E на передней полусфере ПЭ, будет испытывать такое же противодействие со стороны преграды, как и элемент аналогичной площадки сферической полости радиуса R , расширяющейся с такой же скоростью и таким же ускорением, скорость $\frac{dh}{dt}$ и ускорение $\frac{d^2h}{dt^2}$ ПЭ могут быть отождествлены с величиной проекции на вертикальную ось скорости \dot{a} и ускорения \ddot{a} поверхности расширяющейся сферической полости, соответственно, а давление на оси ПЭ в точке E (рис. 2) может быть принято равным внутреннему давлению в ней и определено по зависимости

$$P_E = A + BR \frac{d^2h}{dt^2} + C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2, \quad (9)$$

где коэффициенты A , B и C рассчитываются в соответствии с моделью расширения сферической полости по соотношениям (3-5) и (6-8).

Оценим давление, действующее на элементарную площадку тонкого шарового слоя 4, расположенного под углом θ к направлению движения проникающего в среду ПЭ (рис. 2). Скорость движения выделенной площадки dL будет составлять угол θ с ее поверхностью

(рис. 3), а величины радиальной составляющей скорости V_H и ускорения a_H в радиальном направлении могут быть определены по зависимостям

$$V_H = V \cdot \cos \theta = \frac{dh}{dt} \cos \theta, \quad (10)$$

$$a_H = a \cdot \cos \theta = \frac{d^2h}{dt^2}. \quad (11)$$

Отождествляя рассматриваемую элементарную площадку шарового слоя с элементом расширяющейся в радиальном направлении камуфлетной полости, величину противодействия среды запишем в виде

$$P_H = A + BR \frac{d^2h}{dt^2} \cdot \cos \theta + C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \cdot \cos^2 \theta, \quad (12)$$

а величину противодействия, действующего на выделенную площадку в направлении оси OY (рис. 3),

$$P = A \cdot \cos \theta + BR \frac{d^2h}{dt^2} \cdot \cos^2 \theta + C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \cdot \cos^3 \theta. \quad (13)$$

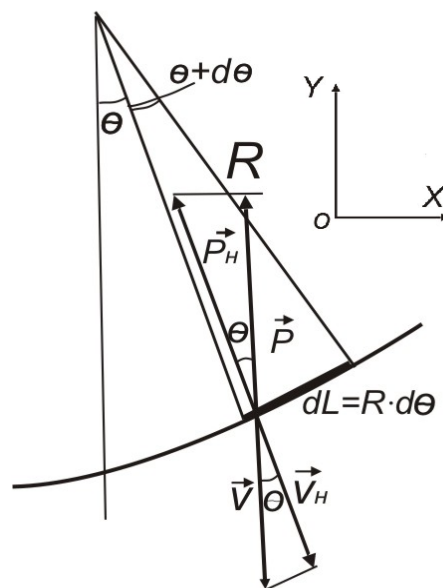


Рис. 3. Схема для определения противодействия среды

Сила сопротивления среды ПЭ в процессе его проникания с учетом трения ПЭ о среду составит (рис. 3)

$$F = \int_S P \cdot ds + \int_S P_{mp} \cdot \sin \theta \cdot ds, \quad (14)$$

где P_{mp} – сила трения ПЭ о среду, которая определяется как

$$P_{mp} = \mu \cdot P_n, \quad (15)$$

где μ - коэффициент трения ПЭ о среду; S – площадь поверхности головной части ПЭ; dS - элементарная площадь шарового слоя

$$ds = 2\pi R^2 \sin \theta \cdot d\theta, \quad (16)$$

а величина вектора нормального давления на элементарную площадку df шарового слоя может быть определена по зависимости (12).

Подставляя соотношения (12), (13), (15), (16) в (14), получим

$$\begin{aligned} F &= 2\pi R^2 \left(A \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta \cdot d\theta + BR \frac{d^2 h}{dt^2} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta \cdot d\theta + C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \int_0^{\pi/2} \cos^3 \theta \sin \theta \cdot d\theta + \right. \\ &+ \mu A \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \cdot d\theta + \mu BR \frac{d^2 h}{dt^2} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin^2 \theta \cdot d\theta + \mu C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cdot d\theta \left. \right) = \\ &= 2\pi R^2 \left(A \cdot \frac{\sin^2 \theta}{2} \Big|_0^{\pi/2} - BR \frac{d^2 h}{dt^2} \cdot \frac{\cos^3 \theta}{3} \Big|_0^{\pi/2} - C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \cdot \frac{\cos^4 \theta}{4} \Big|_0^{\pi/2} + \mu A \left(\frac{\theta}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \Big|_0^{\pi/2} + \right. \\ &+ \mu BR \frac{d^2 h}{dt^2} \frac{\sin^3 \theta}{3} \Big|_0^{\pi/2} + \mu C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \left(\frac{\theta}{8} - \frac{1}{32} \sin 4\theta \right) \Big|_0^{\pi/2} \left. \right) = \pi R^2 \left[\left(1 + \frac{\pi \mu}{2} \right) A + \frac{2(1 + \mu)}{3} BR \frac{d^2 h}{dt^2} + \right. \\ &\left. \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi \mu}{8} \right) C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \right] = \pi R^2 \left[K_A A + K_B BR \frac{d^2 h}{dt^2} + K_C C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (17)$$

где $K_A = 1 + \frac{\pi \mu}{2}$; $K_B = \frac{2(1 + \mu)}{3}$; $K_C = \frac{1}{2} + \frac{\pi \mu}{8}$.

В общем виде второй закон Ньютона при проникании ПЭ массой m в преграду запишется в виде

$$-m \frac{d^2 h}{dt^2} = F, \quad (18)$$

где $\frac{d^2 h}{dt^2}$ - ускорение проникающего ПЭ, а m – его масса, что с учетом (17) приводит к соотношению

$$-m \frac{d^2 h}{dt^2} = \pi R^2 \left[K_A A + K_B BR \frac{d^2 h}{dt^2} + K_C C \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 \right], \quad (19)$$

которое в новых обозначениях запишем в виде

$$-\frac{d^2h}{dt^2} = \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 + \frac{\kappa_3}{\kappa_1}, \quad (20)$$

где

$$\kappa_1 = m + \pi R^3 BK_B = m + \pi R^3 B \frac{2(1+\mu)}{3}; \quad (21)$$

$$\kappa_2 = \pi R^2 CK_C = \pi R^2 C \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi\mu}{8} \right); \quad (22)$$

$$\kappa_3 = \pi R^2 AK_A = \pi R^2 A \left(1 + \frac{\pi\mu}{2} \right). \quad (23)$$

Для решения (20) введем замену переменных

$$z = \left(\frac{dh}{dt} \right)^2. \quad (24)$$

Дифференцируя по t последнее равенство, находим

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dh} \cdot \frac{dh}{dt} = 2 \frac{dh}{dt} \frac{d^2h}{dt^2}, \quad (25)$$

откуда

$$\frac{d^2h}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{dz}{dh}. \quad (26)$$

Подставляя в уравнение (20) значения $\left(\frac{dh}{dt} \right)^2$ и $\frac{d^2h}{dt^2}$, взятые из равенств (24) и (26), будем иметь

$$\frac{dz}{dh} + \frac{2\kappa_2}{\kappa_1} z + \frac{2\kappa_3}{\kappa_1} = 0. \quad (27)$$

Для нахождения решения неоднородного дифференциального уравнения (27) используем решение однородного уравнения $\frac{dz}{dh} + \frac{2\kappa_2}{\kappa_1} z = 0$ в виде:

$$z = C(h) \cdot E^{-\frac{2\kappa_2}{\kappa_1} h}, \quad (28)$$

где $C(h)$ – некоторая функция от переменной h .

Подставляя (28) в (27), получим $\dot{C}(h) = -\frac{2\kappa_3}{\kappa_1} e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h}$, откуда

$$C(h) = -\frac{\kappa_3}{\kappa_2} e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h} + C \quad \text{и} \quad z = -\frac{\kappa_3}{\kappa_2} + C \cdot e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h},$$

где C – неизвестная константа.

Заменив в последнем равенстве z его выражением из (24), получим зависимость

$$\frac{dh}{dt} = \sqrt{-\frac{\kappa_3}{\kappa_2} + C \cdot e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h}}. \quad (29)$$

Константа C может быть определена из начальных условий: $h(0) = 0$; $\dot{h}(0) = V_0$, подставляя которые в последнее соотношение, получаем $V_0 = \sqrt{-\frac{\kappa_3}{\kappa_2} + C}$, откуда

$C = V_0^2 + \frac{\kappa_3}{\kappa_2}$ и, следовательно,

$$\frac{dh}{dt} = \sqrt{-\frac{\kappa_3}{\kappa_2} + \left(V_0^2 + \frac{\kappa_3}{\kappa_2}\right) \cdot e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h}}. \quad (30)$$

Максимальная глубина проникания ПЭ находится из условия его остановки ($\frac{dh}{dt} = 0$ в равенстве (30)):

$$-\frac{\kappa_3}{\kappa_2} + \left(V_0^2 + \frac{\kappa_3}{\kappa_2}\right) \cdot e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h} = 0,$$

откуда

$$h_{np} = -\frac{\kappa_1}{2\kappa_2} \ln \frac{\kappa_3}{\kappa_2 \left(V_0^2 + \frac{\kappa_3}{\kappa_2}\right)}. \quad (31)$$

Зависимость для вычисления времени проникания ПЭ t также находится из уравнения (30).

Разделив в этом уравнении переменные, получим

$$\frac{dh}{\sqrt{-\frac{\kappa_3}{\kappa_2} + \left(V_0^2 + \frac{\kappa_3}{\kappa_2}\right) \cdot e^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_1}h}}} = dt,$$

или, после преобразований,

$$\frac{dh}{\sqrt{e^{bh}(V_0^2 + c) - c}} = dt, \quad (32)$$

где
$$b = -\frac{2\kappa_2}{\kappa_1} \quad \text{и} \quad c = \frac{\kappa_3}{\kappa_2}. \quad (33)$$

Для интегрирования (32) при $\kappa_3 \neq 0$ ($c \neq 0$), перейдем к новой переменной ξ , положив

$$\xi = \sqrt{e^{bh}(V_0^2 + c) - c}. \quad (34)$$

Дифференцируя новую переменную ξ по h , получим

$$\frac{d\xi}{dh} = \frac{b \cdot e^{bh}(V_0^2 + c)}{2\sqrt{e^{bh}(V_0^2 + c) - c}} = \frac{b(\xi^2 + c)}{2\xi},$$

откуда
$$dh = \frac{2\xi d\xi}{b(\xi^2 + c)}. \quad (35)$$

В новых переменных равенство (32) принимает вид

$$\frac{2d\xi}{b(\xi^2 + c)} = dt. \quad (36)$$

Интегрируя обе части последнего равенства, получаем

$$t = \frac{2}{b\sqrt{c}} \operatorname{arctg} \frac{\xi}{\sqrt{c}} + \operatorname{const}. \quad (37)$$

Неизвестную постоянную const находим из начальных условий: $h(0) = 0$; $\dot{h}(0) = V_0$ ($\xi = V_0$), откуда

$$\operatorname{const} = -\frac{2}{b\sqrt{c}} \operatorname{arctg} \frac{V_0}{\sqrt{c}}.$$

Подставив найденное значение произвольной постоянной в уравнение (37), получим

$$t = \frac{2}{b\sqrt{c}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{e^{bh}(V_0^2 + c) - c}{c}} - \operatorname{arctg} \frac{V_0}{\sqrt{c}} \right]. \quad (38)$$

После замены постоянных b и c их значениями, взятыми из (33), формула (38) принимает вид

$$t = -\frac{\kappa_1}{\sqrt{\kappa_2\kappa_3}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{-1 + \left(\frac{\kappa_2}{\kappa_3} V_0^2 + 1 \right) \exp \left(-\frac{2\kappa_2}{\kappa_1} h \right)} - \operatorname{arctg} \left(V_0 \sqrt{\frac{\kappa_2}{\kappa_3}} \right) \right], \quad (39)$$

где коэффициенты $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ определены соотношениями (21)-(23).

Если в (32) $c = 0$, уравнение принимает вид

$$\frac{dh}{V_0 \sqrt{e^{bh}}} = dt,$$

интегрируя обе части которого, получим

$$\operatorname{const} - \frac{2}{V_0 b} e^{-\frac{b}{2}h} = t. \quad (40)$$

Неизвестную постоянную const находим из начального условия $h(0) = 0$, откуда

$$\operatorname{const} = \frac{2}{V_0 b} = -\frac{\kappa_1}{V_0 \kappa_2},$$

а после подстановки const в (38) и замены постоянной b ее значением из (33), формула (39) для определения времени проникания ПЭ на глубину h примет вид

$$t = \frac{\kappa_1}{V_0 \kappa_2} e^{\frac{\kappa_2}{\kappa_1} h} - \frac{\kappa_1}{V_0 \kappa_2}, \quad (41)$$

где коэффициенты κ_1 и κ_2 определены соотношениями (21), (22):

$$\kappa_1 = m + \pi R^3 B \frac{2(1+\mu)}{3}; \quad \kappa_2 = \pi R^2 C \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi\mu}{8} \right).$$

Таким образом, совместное использование уравнений (20), (30), (31) и (39) с обозначениями (21)-(23) позволяет проследить изменение во времени глубины проникания, скорости и ускорения поражающего элемента с полусферической передней частью. Постоянные κ_1, κ_2 и κ_3 в этих уравнениях являются алгебраическими функциями характеристик поражающего элемента и констант упругопластической модели среды. Полученные зависимости, являющиеся соотношениями между параметрами движения, представляют собой решение задачи о проникании недеформируемого твердого цилиндрического тела с полусферической формой головной части радиуса R в полубесконечную преграду.

Литература

1. Лебедев В.В. Влияние инновационного развития сил и средств вооруженного противоборства на характер войн XXI века. // «Совершенствование гражданской обороны в Российской Федерации». Материалы VIII научно-практической конференции. - М.: МЧС России. - 2011.- С. 63-73.
2. Шушканов В.В. Характер войн и вооруженных конфликтов первой четверти XXI века // «Совершенствование гражданской обороны в Российской Федерации». Материалы VI научно-практической конференции.- М.:МЧС России. - 2009. - С. 30-37.
3. Громкие силовые операции США за последние 15 лет// Аргументы и факты, № 47, 2013, URL: <http://www.aif.ru/politics/world/1026207> (дата обращения 17.06.2019).
4. Физика взрыва. Под ред. Л.П. Орленко. Изд. 3-е, переработанное. В 2 томах. Т.1. – М.: Физматлит. - 2002. – 832 с. Т.2. – М.: Физматлит. - 2002. – 656 с.
5. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. - 2-е изд. - М.: Наука. - 1978. - 408 с.
6. Средства поражения и боеприпасы/ Бабкин А.А., Велданов В.А., Грязнов Е.Ф. и др. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. - 2008. – 984 с.
7. Велданов В.А. Закон сопротивления прониканию ударников в грунт// Оборонная техника. - 1995, №4. – С. 32-34.
8. Линник Е.Ю. Моделирование нестационарных процессов удара и проникания тел вращения в мягкие грунтовые среды. Дисс. канд. физ.-матем. наук. - Нижний Новгород: НГУ им. Н. И. Лобачевского. - 2014. – 145 с.
9. Жемочкин Б.Н. Теория проникания снарядов и авиабомб в грунты.- М: ВИА им. Куйбышева. - 1945. – 37 с.
10. Сеницын А.П. Приближенное определение глубины проникания при сверхзвуковых скоростях. Сб. трудов ВИА им. Куйбышева №143. - М.: ВИА им. Куйбышева. - 1959. – С. 18-25.
11. Седнев В.А., Копнышев С.Л. Теоретические основы обоснования требований к физической стойкости гидротехнических сооружений и других объектов энергетики при внешнем динамическом воздействии// Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций. - 2018, № 6. - С. 43–62.

Сведения об авторах

Седнев Владимир Анатольевич, профессор, профессор кафедры защиты населения и территорий учебно-научного комплекса гражданской защиты Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Академия государственной противопожарной службы Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий» (129366, г. Москва, ул. Бориса Галушкина, д.4), 8 (495) 617-26-83, e-mail: sednev70@yandex.ru

Копнышев Сергей Львович, доцент, доцент кафедры защиты населения и территорий, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Академия государственной противопожарной службы Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий», 129366, г. Москва, ул. Б. Галушкина, 4, тел. (495) 617-26-59, (916) 582-83-47, Serkopn@mail.ru.