

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Налбандян, В. В. Воеводский. Механизм окисления и горения водорода. М., Изд-во АН СССР, 1948.
2. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
3. Р. Р. Болдуин, Р. В. Уокер. В сб. «Химическая кинетика и цепные реакции». М., «Наука», 1966, стр. 243.
4. A. Egeron, D. R. Warren. Proc. Roy. Soc., 1951, A204, 465.
5. C. N. Hinshelwood, T. W. Williamson. The reactions between hydrogen and oxygen. Oxford, 1934.
6. В. И. Беденев, Ю. М. Гершензон, О. М. Саркисов. Арм. хим. журнал, 1967, 20, 968.
7. И. А. Вардынян, Г. А. Сомян, А. Б. Налбандян. Докл. АН СССР, 1970, 193, 123—125.
8. Дж. У. Линнет, Т. Д. Триббек. В сб. «Химическая кинетика и цепные реакции». М., «Наука», 1966, стр. 128.
9. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газозафазных реакций. М., «Наука», 1970.
10. R. H. Burgess, I. C. Robb. Spec. Bull. Chem. Soc., 1957, 9, 167.

УДК 662.217.7

НАГРЕВАНИЕ СЛОЯ ЖИДКОГО ВВ ПРИ УДАРЕ

Э. И. Андрианкин, В. К. Боболев, А. В. Дубовик

(Москва)

Одной из причин возбуждения взрыва в жидких взрывчатых веществах (ЖВВ) при достаточно интенсивном ударе является вязкий разогрев [1, 2]. Оценка нагревания при ударе тонкого слоя нетеплопроводной жидкости с постоянной вязкостью была впервые сделана Ю. Б. Харитоном [1], который указал также на возможность разделения процесса удара на две стадии: сдавливание с постоянной скоростью и течение при постоянной силе, соответствующей максимальному давлению p_x упругого удара без слоя жидкости («холостой» удар). Некоторые случаи нагревания тонкого слоя жидкости при ударе рассматривались также в работах [3—5]. Многочисленные эксперименты [6] показывают, что оценка [1] дает верхнюю границу разогрева, которая иногда оказывается выше порога чувствительности ЖВВ, хотя на опыте взрыва не происходит. Поэтому представляет интерес уточнить значение максимальной температуры при ударе.

Физические предпосылки

Очевидно, что при ударе по тонкому слою жидкости $h \ll R$, где h — толщина слоя и R — радиус основания ударника, максимальное давление не может превышать давления «холостого» удара [1], хотя оно стремится к p_x по мере сдавливания слоя, жесткость которого резко возрастает. Поэтому осциллограмма удара должна иметь два характерных участка: со степенным $\sim (h_0 - \omega_0 t)^{-3}$ и синусоидальным $\sim \sin \pi t/t_x$ ростом давления, где $\omega_0 < 0$ — скорость ударника и t_x — время «холостого» удара.

Положение границы раздела названных участков можно определить, исходя из следующих соображений. Кинетическая энергия ударника $E_0 = M\omega_0^2/2$ (M — масса груза) в процессе удара расходуется на повышение кинетической и тепловой энергии жидкости E_* и на упругое

сжатие системы ударника E_x (сжимаются в основном ролики, между которыми помещается слой исследуемой жидкости). Часть энергии затрачивается на пластические деформации ударника и на излучение звука. Однако эти процессы только немного изменяют характеристики «холостого» удара вблизи максимума давления.

На первой стадии процесса энергия быстрее всего передается жидкости, а на второй — системе ударника. Естественно поэтому положение характерной границы определить из условия

$$\begin{aligned} \frac{dE_{ж}}{dt} &= \frac{dE_x}{dt}, \quad \text{т. е.} \quad S \frac{dp}{dH} = -k, \\ \frac{dE_{ж}}{dt} &= -pS\omega, \quad E_x = \frac{p^2 S^2}{2k}, \quad S = \pi R^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где p — среднее давление и k — жесткость системы ударника ($1/k = \sum l_i / E_i S_i$; l_i , S_i и E_i — характерные размеры и модули Юнга элементов системы). Параметры, характеризующие положение границы, обозначим индексом 1.

Дополним критерий (1) следующим условием:

$$E_{ж} + p^2 S^2 / 2k \leq E_0. \quad (2)$$

Границей второй стадии удара будем считать большую из величин: $h_1^{(1)}$, определяемую по (1), или $h_1^{(2)}$, которую можно найти из баланса энергии

$$E_{ж}(h_1) + p(h_1) S^2 / 2k = E_0.$$

Заметим, что в некоторых случаях давление при ударе может определяться упругостью ударника ($\left| \frac{dp}{dh} \right| S$ в начальный момент удара превосходит k) или вязкими и инерционными характеристиками жидкости ($\left| \frac{dp}{dh} \right| S$ всегда меньше k). Первый случай осуществляется при ударе с большими скоростями, а второй — с малыми.

Поскольку в (1) входит зависимость $p(h)$, приведем выражения для давления в слое как при инерционном, когда $Re = \rho |\omega| h / 2\mu > 1$, так и при вязком ($Re < 1$) режиме течения. На начальной стадии удара обычно осуществляется инерционный режим, однако в дальнейшем ударник тормозится, слой утоньшается и число Рейнольдса сильно падает.

Для случая $Re \gg 1$ из [3] находим:

$$\begin{aligned} p &= \frac{9}{40} \frac{\rho \omega^2 R^2}{h^2 (1 + \delta)}, \quad \omega = \omega_0 \left[\frac{1 + \delta_0}{1 + \delta} \right]^{9/5}, \\ \delta &= \frac{\pi \rho R^4}{8Mh}, \quad \delta_0 = \frac{\pi \rho R^4}{8Mh_0}. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (1) с учетом (3) получаем

$$k = \frac{9\pi\rho R^4 \omega^2 (2 - 13\delta/5)}{40h^3 (1 + \delta)^2}.$$

При малых δ и δ_0 эта формула упрощается:

$$h_1 \approx \left[\frac{9\pi\rho\omega_0 R^4}{20k} \right]^{1/3} \quad (4)$$

и приводит к выводу о слабой зависимости положения характерной границы двух стадий удара от h_0 . Это объясняется резким возрастанием давления в жидкости только при малых толщинах слоя.

Формулу, аналогичную (4), можно получить для случая $Re < 1$, используя выражение для давления в виде

$$p = \frac{kh_0}{3\alpha S} \xi^{3/2} (1 + \beta - \xi), \quad \xi = (h_0/h)^2, \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{8\pi^2 M h_0^6 k}{27 S^4 \mu_0^2}, \quad \beta = \frac{4\pi M h_0^2 |\omega_0|}{3 \mu_0 S^3}.$$

Из (1) и (5) находим положение границы

$$\alpha = \xi_1^2 (1 + \beta - 5\xi_1/3). \quad (6)$$

По физическому смыслу $1 \leq \xi_1 \leq \xi_k$, где $\xi_k = 1 + \beta$ характеризует толщину слоя в момент остановки несжимаемого ударника ($k \rightarrow \infty$).

Заметим, что (1) и (2) не противоречат критерию Ю. Б. Харитона [1], который предполагал, что режим удара переходит с вязкого на упругий, когда $p(h_1) = p_x$. Поскольку $E_0 = p_x^2 S^2 / 2k$, то из (2) следует, что $p_1 < p_x$.

Приведем некоторые оценки. При ударе грузом $M = 5$ кг с $\omega_0 = 2,0$ м/сек по слою $h_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ см и $R = 1$ см нитроглицерина (НГЦ) с $\mu_0 = 0,3$ нз и $\rho = 1,6$ г/см³ вычисленные по формулам (3) и (4) значения h_1 и p_1 составили $3,5 \cdot 10^{-3}$ см и $1,16$ кбар. Течение жидкости было инерционным, так как $Re_1 = 2,35$. Поскольку оказалось, что $Re_1 \sim 1$, то расчет по формулам (5) и (6) дал близкие результаты: $h_1 = 4,4 \cdot 10^{-3}$ см и $p_1 = 1,02$ кбар.

При ударе по слою глицерина ($\mu_0 = 15$ нз, $\rho = 1,26$ г/см³) с $R = 0,75$ см и $h_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ см при $\omega_0 = 1,5$ м/сек по формулам (5) и (6) находим $h_1 = 1,75 \cdot 10^{-2}$ см и $p_1 = 350$ бар, причем $Re_1 = 0,11$.

В процессе растекания жидкости происходит ее вязкий разогрев. Если контактные поверхности с ударником (стенки) теплоизолированы, а жидкость нетеплопроводна, то температура оказывается максимальной вблизи стенок и с течением времени монотонно растет. Очевидно, теплоотдача к стенке и теплопроводность жидкости снижают температуру разогрева и отодвигают ее максимум внутрь слоя. Так как температуропроводность материала ударника $\kappa_x \sim 10^{-1}$ см²/сек много больше температуропроводности жидкости $\kappa_0 \sim 10^{-3}$ см²/сек, то можно считать, что температура на поверхности ударника остается постоянной.

На начальной стадии процесса удара тепловая волна от стенки распространяется на расстояние $\sim \sqrt{\kappa_0 t_1} \ll h_1$, и поэтому разогрев можно считать адиабатическим. По мере уменьшения толщины слоя теплопроводность становится все более существенной, и к моменту $t \sim h^2/\kappa_0$ температура начинает заметно повышаться даже в середине слоя, где нет источников тепла $\sim \mu (\partial u/\partial z)^2 = 0$. Так образуется характерный профиль температур с максимумом в середине слоя. Затем максимум сглаживается из-за сильной теплоотдачи к стенкам, которая при $h \rightarrow 0$ отбирает все тепло из жидкости. Поэтому максимальные значения температуры следует ожидать не в конце сжатия, а в промежуточные моменты времени. Эти моменты времени оказываются наиболее опасными для взрыва ЖВВ.

Однако важной причиной понижения максимальной температуры является зависимость вязкости жидкости от температуры. Эта зависимость, например, для НГЦ хорошо описывается степенной функцией [7]:

$$\mu = \mu_0 / (1 + \gamma T)^n, \quad (7)$$

где $\mu_0 = 0,36$ нз (при 20° С), $\gamma = 2,38 \cdot 10^{-2}$ град⁻¹, $n = 2,5$ и $T \equiv \Delta T$ — повышение температуры.

Зависимость вязкости ЖВВ от давления не столь существенна при оценке максимальной температуры, поскольку последняя достигается на периферии ударника, где давление близко к нормальному.

Эксперимент

Необходимые сведения о характере нагружения и разогрева жидкости при ударе можно получить из простого эксперимента, который схематически представлен на рис. 1. Слой исследуемой жидкости 3 помещался между двумя соосными стальными роликами 2 и 4 диаметром 15 мм. На нижний ролик 4 наматывался проволочный тензодатчик 5. Для увеличения чувствительности датчика жесткость ролика уменьшалась путем высверливания осевой полости (см. рис. 1). Тарировка датчика и обсчет осциллограмм производились по аналогии с методом, предложенным Л. Г. Болховитиновым [8]. Груз 1 массой $M=5\text{ кг}$ наносил по верхнему ролику 2 удар со скоростью $1\div 2\text{ м/сек}$. Жесткость системы ударника составляла $k=5,76\cdot 10^{10}\text{ дн/см}$.

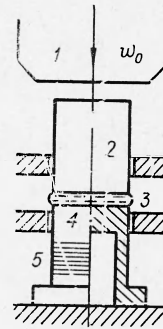


Рис. 1.

На рис. 2, а приведена осциллограмма давления «холостого» удара при $\omega_0=1,5\text{ м/сек}$, а на рис. 2, б и в — осциллограммы давлений удара по слою глицерина толщиной 0,25 и 0,53 мм. Нижний луч осциллографа записывал время контакта груза с роликом 2 (метки времени следуют через интервал 200 мксек).

Анализ осциллограмм, полученных при различных скоростях удара, позволяет заключить, что максимальное давление при ударе по жидкости p_{\max} весьма близко к p_x при «холостом» ударе и мало зависит от начальной толщины слоя h_0 (см. таблицу). Кроме того, форма кривой давление — время, начиная с некоторого момента t_1 , зависящего от h_0 и ω_0 , практически совпадает с соответствующей кривой «холостого» удара. Для скоростей 1,0; 1,5 и 2,0 м/сек измеренные значения t_x составили соответственно 760, 730 и 710 мксек.

Как видно из рис. 2, давления в жидкости в момент t_1 составляют $400\div 500\text{ бар}$, что находится в соответствии со значением $p_1=350\text{ бар}$, вычисленным по формулам (5) и (6). Медленное нарастание давления на начальном участке осциллограмм свидетельствует о малой силе торможения ударника и постоянстве скорости сдвигания $\omega \simeq \omega_0$.

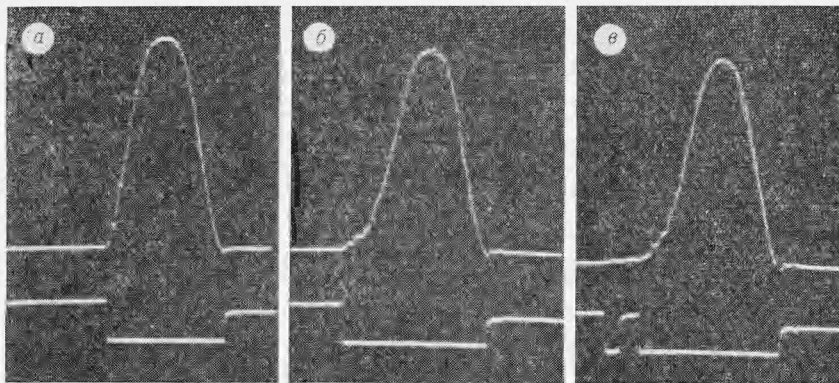


Рис. 2.

Измеренные значения ρ_{\max} ,
бар

h_0 , мм	ω , м/сек		
	1,0	1,5	2,0
0	1310	1940	2530
0,25	1070	1860	2500
0,53	1050	1870	2500

Для качественной проверки физических предположений о характере разогрева ЖВВ при ударе была проведена серия опытов с НГЦ. Слой жидкости толщиной 0,25 и 0,5 мм помещался между двумя соосными металлическими или плексигласовыми роликами диаметром $2R=19$ мм. Скорость удара груза $M=5$ кг варьировалась от 1 до 4 м/сек. Во всех случаях взрыва НГЦ не наблюдалось, а следовательно, максимальная температура разогрева не превышала некоторой критической T_b . Для адиабатического периода индукции $\tau_a \approx R/u = 2h_{\max}/\omega \approx 10^{-5}$ сек, где h_{\max} — толщина слоя жидкости в момент достижения максимальной температуры, T_b в случае НГЦ составляет 600°K , что соответствует разогреву $\sim 300^\circ\text{K}$.

Распределение температуры

Уравнение баланса тепла в тонком слое $\frac{h}{R} \ll 1$ запишется так:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\mu}{\rho c_p} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{\lambda_0}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (8)$$

Начальными и граничными условиями для (8) будут

$$T(0, r, z) = 0, \quad T(t, r, z) \Big|_{z=0, h} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h/2} = 0.$$

Поле скоростей предполагается известным из решения гидродинамической задачи [3]

$$u = \frac{3\omega r}{4h} \eta(\eta - 2), \quad v = \frac{\omega \eta^2 (3 - \eta)}{4}, \quad \eta = \frac{2z}{h}. \quad (9)$$

Если сдавливание происходит при постоянной силе $p_x S$, действующей в течение времени $t_x - t_1$, то $\omega(h)$ и конечная толщина слоя h_k определяются по формулам:

$$\omega = -\frac{2p_x h^3}{3\mu_0 R^2}, \quad \left(\frac{h_1}{h_k} \right)^2 = 1 + \frac{4p_x h_1^2}{3\mu_0 R^2} (t_x - t_1). \quad (10)$$

Пусть $\mu = \mu_0$, тогда можно считать

$$T(t, r, z) = T_x \left(\frac{r}{R} \right)^2 Q(x, \eta), \quad x = \left(\frac{h_1}{h} \right)^4, \quad T_x = \frac{4}{5} \frac{p_x}{\rho c_p},$$

где Q удовлетворяет уравнению

$$\frac{5}{3} \varepsilon x \frac{\partial^2 Q}{\partial \eta^2} - \frac{\eta(1-\eta)(2-\eta)}{2} \frac{\partial Q}{\partial \eta} - 4x \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{3}{2} Q \eta (2-\eta) + \frac{15}{2} (1-\eta)^2 = 0; \quad (11)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} = 0, \quad Q(1, \eta) = 0, \quad Q(x, 0) = 0.$$

Найдем приближенное решение этого уравнения, пользуясь методом моментов.

Представим Q в виде ряда

$$Q = \eta [A(x) + B(x)(1-\eta) + C(x)(1-\eta)^2 + \dots]. \quad (12)$$

Подставляя (12) в уравнение (11), умноженное на η^n ($n=0, 1, 2, \dots$), и интегрируя его по η от 0 до 1, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, в пределе $n \rightarrow \infty$ эквивалентную (11).

Из условия $\partial Q / \partial \eta|_{\eta=1} = 0$ следует, что $A(x) = B(x)$. Коэффициент A определяет температуру в середине слоя $Q(x, 1) = A(x)$. Пока профиль температур имеет характерный максимум, а нагревание середины слоя еще мало, основным членом в разложении (12) является $C\eta(1-\eta)^2$, поэтому можно считать $Q \approx C(x)\eta(1-\eta)^2$.

Вычисляя нулевой момент, соответствующий балансу энергии, найдем

$$\frac{dC}{dx} + C\left(\frac{1}{5x} + 5\epsilon\right) = \frac{15}{2x}, \quad C(1) = 0. \quad (13)$$

Решением (13) является

$$C(x)M(x) = \frac{15}{2} \int_1^x x^{-4/5} e^{5\epsilon x} dx = \frac{75}{2} [x^{1/5} {}_1F_1(1/5, 6/5, 5\epsilon x) - {}_1F_1(1/5, 6/5, 5\epsilon)], \quad M(x) = x^{1/5} e^{5\epsilon x}, \quad (14)$$

где ${}_1F_1$ — функция Похгаммера [9]. При $\epsilon x \ll 1$ экспоненту под знаком интеграла (14) можно разложить в ряд, тогда получим

$$C(x)M(x) \approx \frac{75}{2} (x^{1/5} e^{5\epsilon x} - e^{5\epsilon}) - \frac{375}{2} \epsilon \left[\frac{5}{6} (x^{6/5} - 1) + \frac{25}{11} \epsilon (x^{11/5} - 1) + \frac{125}{32} \epsilon^2 (x^{16/5} - 1) + \dots \right]. \quad (15)$$

Максимальная температура в слое достигается при $\eta = 1/3$ и таком значении $x_* = (h_1/h_*)^4$, когда $dC/dx = 0$. Зависимость $C(x)$, рассчитанная по (14) для случая удара по слою НГЦ ($\lambda_0 = 5,85 \cdot 10^{-4}$ кал/см·сек·град) при $\epsilon = 1,34 \cdot 10^{-3}$, приведена на рис. 3, из которого видим, что $C(x)$ имеет максимум, равный 16,2 при $x_* = 40$, т. е. $h_1/h_* = 2,52$.

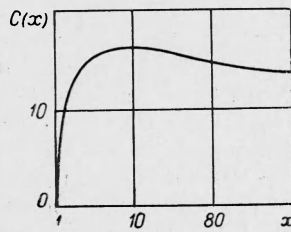


Рис. 3.

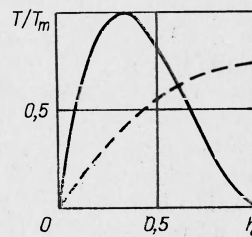


Рис. 4.

На рис. 4 приведено распределение T/T_m по толщине слоя при $r=R$, $\eta = 1/3$ и $T_m = \frac{4}{27} T_x C(x_*) = 625^\circ$, $T_x = 260^\circ$ при $c_p = 0,3$ кал/г·град.

Наблюдается характерный максимум температуры по толщине слоя.

Когда толщина слоя становится значительно меньше h_* , т. е. $x \gg x_*$, теплопроводность сглаживает максимум температуры, и тогда профиль температуры напоминает параболу $Q \approx A(x)\eta(2-\eta)$. Осредняя уравнение (11), найдем:

$$\frac{dA}{dx} + A\left(\frac{7}{20x} + \frac{5\epsilon}{4}\right) = \frac{15}{16x}, \quad A(1) = 0,$$

$$A(x)N(x) = \frac{15}{16} \int_1^x x^{-18/20} e^{5\epsilon x/4} dx = \frac{75}{28} [x^{7/20} {}_1F_1(7/20, 27/20, 5\epsilon x/4) -$$

$$-{}_1F_1(7/20, 27/20, 5\epsilon x/4), \quad (16)$$

$$N(x) = x^{7/20} \Gamma^{5\epsilon x/4}.$$

Для больших значений ϵx найдем [10] асимптотическую формулу

$$A(x) \approx \frac{75}{28(1 + 25\epsilon x/7)}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что при больших сжатиях $\epsilon x \gg 1$ температура в середине слоя монотонно падает.

На рис. 4 пунктиром нанесено распределение температуры $10T/T_m$, $T_m = 625^\circ$ в конце удара при $\epsilon x = 4,05$. Видно, что максимум температуры смещается к центру слоя, а его величина убывает до $T_k = 46^\circ$.

Учесть влияние на разогрев слоя и теплопроводности и зависимости вязкости от температуры $\mu(T)$ весьма затруднительно. Приближенный способ, аналогичный изложенному выше, удобен только в случае разделения переменных по r . Сложность задачи состоит еще и в том, что поле скоростей зависит от распределения температуры. Если допустить, что профиль скоростей параболический и определяется значением вязкости μ_0 на поверхности ударника, то оценка максимальной температуры может быть получена простым пересчетом. Пусть $\mu = \mu_0/(1 + \gamma T)^n$, тогда, умножая уравнение (8) на $(1 + \gamma T)^n$ и вводя функцию температуры

$$\Theta = [(1 + \gamma T)^{n+1} - 1]/\gamma(n+1), \quad (18)$$

приведем (8) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial r} + v \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \mu_0 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \lambda_0 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} - \lambda_0 \Phi \\ \Phi = \frac{\gamma^n}{1 + \gamma(n+1)\Theta} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)^2 > 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Членом $\Phi(\Theta)$, который играет роль стока тепла, можно пренебречь по сравнению с $\partial^2 \Theta / \partial z^2$ в той области, где Θ мало, например, при $z=0, h$ и в середине слоя. В максимуме температуры $\partial \Theta / \partial z = 0$ и поэтому также $\Phi = 0$. Пренебрежение Φ в других точках эквивалентно добавлению источников тепла, что приводит к дополнительному разогреву. Если положить $\Phi \approx 0$, то уравнение (19) перейдет в (8), где T заменено на Θ . Поэтому для верхней оценки Θ справедлива формула (14). Пересчет по (18) максимального разогрева НГЦ $\Theta_m = 625^\circ$ (см. рис. 4) дает $T_m = 88^\circ$ К.

Для оценки разогрева жидкости на первой стадии удара, как показано выше, можно ограничиться адиабатическим приближением. Считая профиль скоростей заданным (9), положив в (19) $\lambda_0 = 0$ и переходя к лагранжевым координатам r_0, z_0 [3], получим общую формулу для адиабатического разогрева жидкости

$$\begin{aligned} \Theta = \frac{9\mu_0 r_0^2}{\rho c_p} \left(\frac{h_0}{h_0 + l_0} \right)^{3/2} \int_{h_0}^h \frac{w(h)}{h^4} \sqrt{\frac{h + l_0}{h}} dh, \\ l_0 = \frac{z_0 h_0 (h_0 - z_0)}{(0,5h_0 - z_0)^2}, \quad r_0 = r \left[\frac{h_0 (h + l_0)^{3/4}}{h (h_0 + l_0)} \right], \quad \frac{l_0}{h} = \left(\frac{h}{2z - h} \right)^2 - 1. \end{aligned} \quad (20)$$

На начальной стадии удара $w \approx \omega_0$ и получаем распределение температуры

$$\Theta = \frac{18\mu_0 r^2 \xi_1^{3/2}}{\rho c_p h_0^3 y^3 (y^2 - 1)^3} \left\{ \frac{[1 + (y^2 - 1) \xi_1^{-1/2}]^7 - y^7}{7} + \right. \\ \left. + \frac{[1 + (y^2 - 1) \xi_1^{-1/2}]^3 - y^3}{3} - \frac{2[1 + (y^2 - 1) \xi_1^{-1/2}]^5 - y^5}{5} \right\}. \quad (21)$$

$$y = h/(h - 2z), \quad \xi_1 = (h_0/h_1)^2 \geq 1.$$

В пределе при $z \rightarrow 0$ из (21) найдем температуру на теплоизолированной стенке

$$\Theta_{m/z=0} = \frac{3\mu_0 r^2 \omega_0}{\rho c_p h_0^3} (1 - \xi_1^{3/2}). \quad (22)$$

При ударе по слою НГЦ $h_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ см, $R = 1$ см с $\omega_0 = 2$ м/сек для случая $\xi_1 = 204$ находим $\Theta_m = 3,8^\circ$ К и $T_m = 3,7^\circ$ К.

Иногда представляет интерес найти адиабатическую температуру при сдавливании слоя по закону

$$p = p_x \sin \pi t/t_x, \quad p_x = -\omega_0 \sqrt{\frac{kM}{S^2}}, \quad t_x = \pi \sqrt{\frac{M}{k}}.$$

В этом случае

$$\omega = -\frac{2h^3 p_x}{3\mu_0 R^2} \sin \pi t/t_x, \\ \zeta^2 = \frac{4t_x p_x h_1^2}{3\mu_0 \pi R^2} (\cos \pi t_1/t_x - \cos \pi t/t_x) + 1, \quad (23) \\ \zeta = h_1/h.$$

Используя (23) и переходя в (20) к интегрированию по ζ , а также отмечая лагранжевы координаты в момент $t = t_1$ индексом 1, найдем:

$$\Theta = \frac{15T_x}{2} \left(\frac{r_1}{R}\right)^2 \left(\frac{h_1}{h_1 + l_1}\right)^{3/2} \int_1^{\zeta} \left[\left(1 + \frac{l_1}{h_1} \zeta\right) (1 - b^2) \right]^{1/2} \frac{d\zeta}{\zeta}, \\ b = \cos \pi t_1/t_x + v(1 - \zeta^2), \quad (24) \\ v = \frac{3\mu_0 \pi R^2}{4p_x t_x h_1^2}, \quad \frac{l_1}{h_1} = \left(\frac{h}{h - 2z}\right)^2 - 1,$$

Θ выражается через эллиптические функции [10]. Однако максимальная температура выражается простой формулой, которая следует из (24), если положить $l_1 = 0$, $r_1 = R$ и сделать подстановку $b = \cos \varphi$:

$$\Theta_m = \frac{15T_x}{4} \left[\pi \lambda - \pi \sqrt{\lambda^2 - 1} - \left(\lambda \varphi_1 + \sin \varphi_1 - \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \sqrt{\lambda^2 - 1} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda - 1}} \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2} \right) \right], \\ \lambda = v + \cos \varphi_1, \quad \varphi_1 = \pi t_1/t_x.$$

Если φ_1 мало, то формула принимает вид

$$\Theta_m = \frac{15\pi}{4} T_x (\lambda - \sqrt{\lambda^2 - 1}). \quad (25)$$

Подставляя в (20) зависимость $\omega(h)$ (10), аналогично изложенному

найдем

$$\Theta = \frac{15}{2} T_x \left(\frac{r}{R} \right)^2 \left(\frac{h-2z}{h} \right)^3 \left[2(q-q_1) + \ln \frac{(q_1+1)(q-1)}{(q+1)(q_1-1)} \right],$$
$$q = (1 + l_1/h_1)^{1/2}, \quad q_1 = (1 + l_1/h_1)^{1/2},$$
$$\Theta_m = \frac{15}{2} T_x \ln h/h_1.$$
(26)

Проведем сравнение величин максимальных температур, рассчитанных в различных предположениях о механизме разогрева ЖВВ для случая удара по слою НГЦ при $h_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ см, $R = 1$ см, $M = 5$ кг, $\omega_0 = 2$ м/сек. Слой НГЦ помещен между наковальней и стальным роликом: $p_x = 6,52$ кбар, $t_x = 1,54 \cdot 10^{-4}$ сек.

Если $\lambda_0 = 0$ и $\mu_0 = 0,3$ нз, то $T_x = 260^\circ$ К, $h_1/h_k = 7,42$ и по (26) для максимального разогрева находим $\Theta_m \equiv T_m = 3330^\circ$ К. Когда $\lambda_0 = 5,85 \cdot 10^{-10}$ кал/см·сек·град и $\mu_0 = 0,3$ нз, то расчет по (14) дает $\Theta_m \equiv T_m = 625^\circ$ К. При $\lambda_0 = 0$ и $\mu = \mu(T)$ по (7) получаем $T_m = 168^\circ$ К. Одновременный учет λ_0 и $\mu(T)$ по формулам (14) и (18) дает $T_m = 88^\circ$ К.

В начальной стадии удара разогрев НГЦ в тех условиях составляет $3,7^\circ$ К.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

Экспериментальные результаты и теоретические оценки показали, что при расчете максимальной температуры в слое ЖВВ при ударе необходимо учитывать не только теплопроводность, но и зависимость вязкости жидкости от температуры. Для типичных условий лабораторного эксперимента вычисленные значения максимальной температуры оказались на порядок ниже, чем при адиабатическом разогреве и не превосходили характерной температуры воспламенения нитроглицерина. Хотя вязкость ЖВВ зависит также и от давления, однако максимальная температура достигается на периферии ударника, где давление близко к нормальному. Поэтому учет зависимости вязкости от давления, по-видимому, не должен привести к заметному увеличению максимальной температуры.

Поступила в редакцию
16/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Б. Харитон. Сб. статей по теории взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1940, стр. 177—196.
2. Ф. П. Боуден, А. Д. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., ИЛ, 1955.
3. Э. И. Андрианкин. ПМТФ, 1966, 5.
4. F. R. Eirich, D. Tabor. Proc. Cambr. Phil. Soc., 1948, 44, 4, 566.
5. M. I. Booth, W. Hirst. Proc. Roy. Soc. Lond., 1970, Ser. A, 316, 391.
6. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черногловка, 1971.
7. I. Peterson. I. Amer. Chem. Soc., 1930, 52, 3669.
8. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев и др. Сб. «Взрывное дело», № 63/20, «Недра», 1967, стр. 86.
9. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., «Наука», 1968, стр. 808.
10. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. М., Физматгиз, 1958, стр. 446.