Проблемы ускорения жидких тел взрывом

А.Н.Голубятников

Механико-математический факультет МГУ, Москва

Предложена теория устойчивого кумулятивного воздействия на твердые материалы, использующая волновые свойства метаемого элемента. Дано решение задачи об оптимальной нагрузке при ускорении вязкого несжимаемого тела.

Литература

1. Голубятников А.Н., Зоненко С.И., Черный Г.Г. Новые модели и задачи теории кумуляции. Успехи механики. 2005, том 3, № 1. С. 31-93.

2. Голубятников А.Н., Зоненко С.И., Черный Г.Г. Новые модели оболочек, метаемых взрывом. ПММ. 2007, том 71, вып. 5. С. 727-743.

3. Голубятников А.Н. К проблеме ускорения жидкого тела. Тезисы докладов Международной конференции по прикладной математике и информатике, посвящ. 100-летию акад. А.А.Дородницына. М.: ВЦ РАН, 2010. С. 101-103.

1. Метание конической оболочки

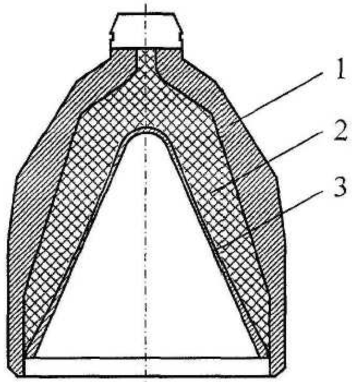
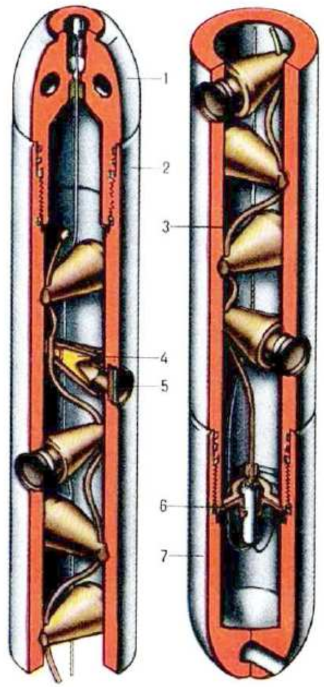
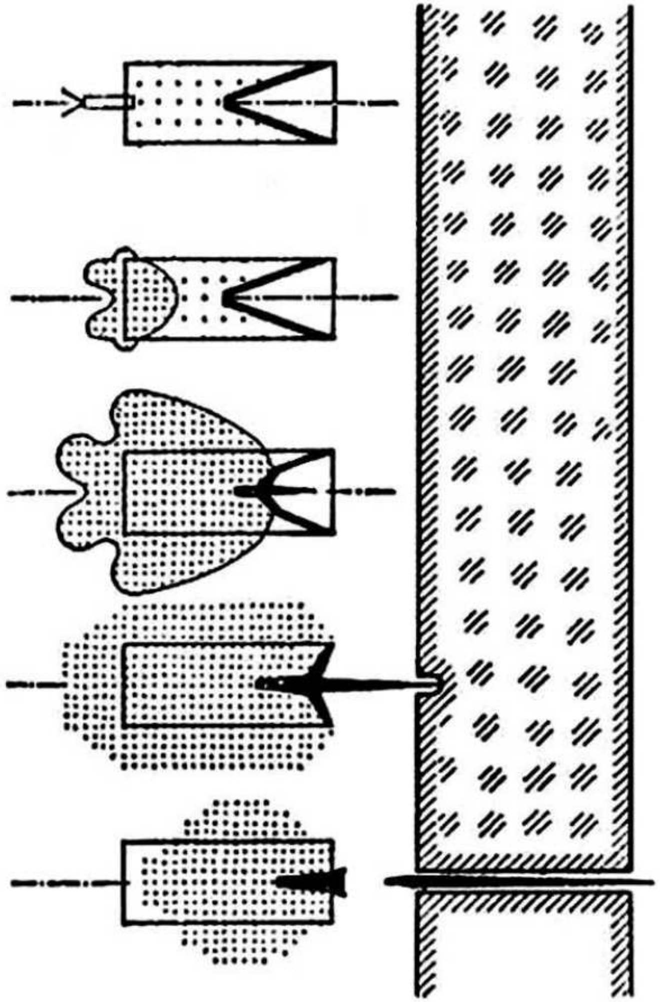
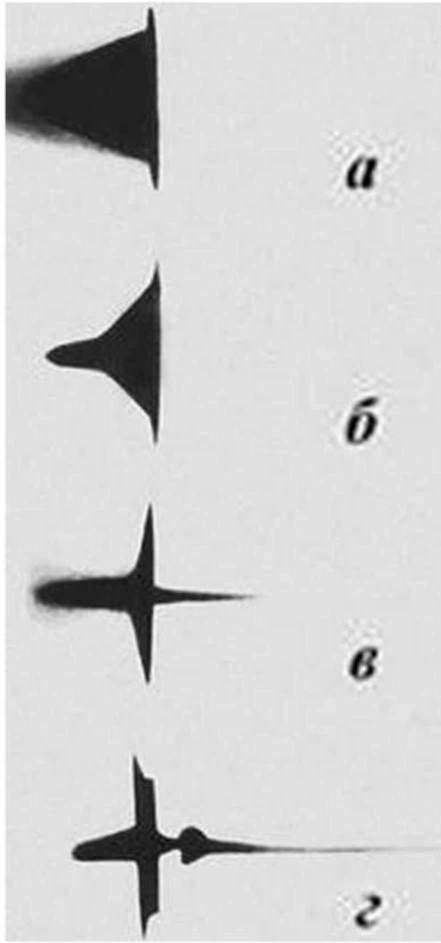


Схема перфоратора (1 — корпус, 2 — ВВ, 3 — облицовка)



Устройство для перфорирования призабойной зоны



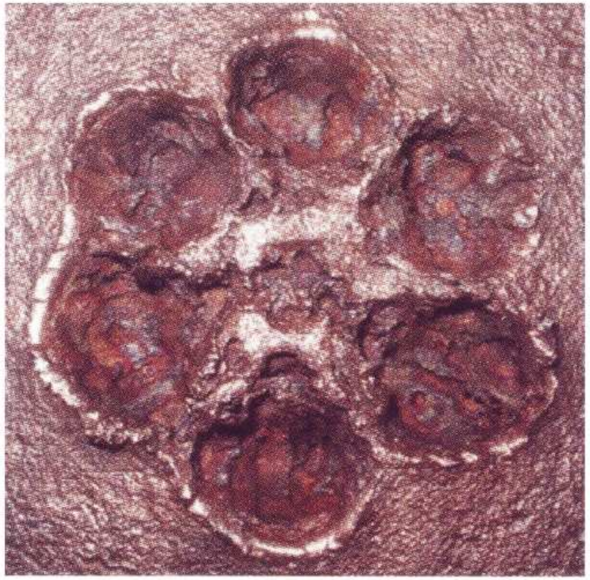


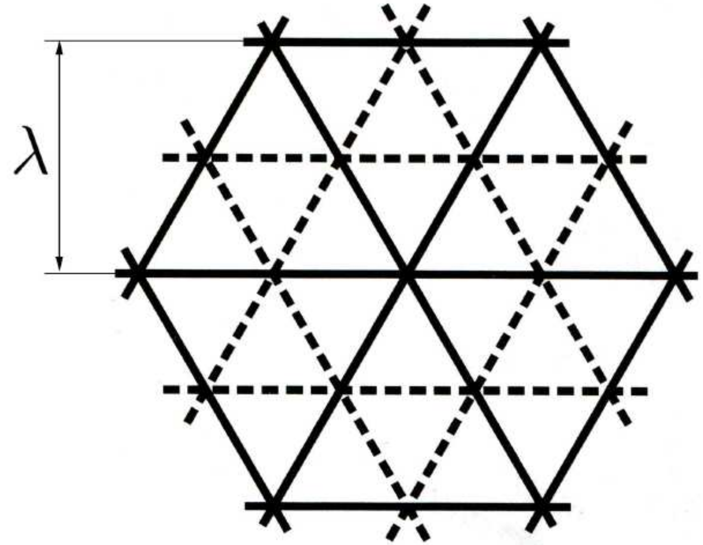
Действие традиционного кумулятивного заряда с гладкой облицовкой (слева — схема, справа — рентгеновские фотографии)

Ускорение $a \sim 10^7 g$, что приводит к неустойчивости Рэлея — Тейлора.

Механизм получения кумулятивной струи

Сзади остается неиспользованный «пест»





Слева: кратеры в броневой мишени от струй, образовавшихся при метании пластины с рельефом.
Справа: схема расположения линий экстремумов составляющих высоты оболочки.

Теория движения оболочки с учетом конечных деформаций

$$\rho h \boldsymbol{r}_{tt} = p\boldsymbol{n} + (ph\varkappa \boldsymbol{r}_\alpha)_\alpha, \quad \varkappa \approx 1{,}03$$

ρ — плотность материала оболочки
h — начальная толщина оболочки
p — внешнее давление
$\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор элементов оболочки, $\boldsymbol{n}$ — вектор нормали

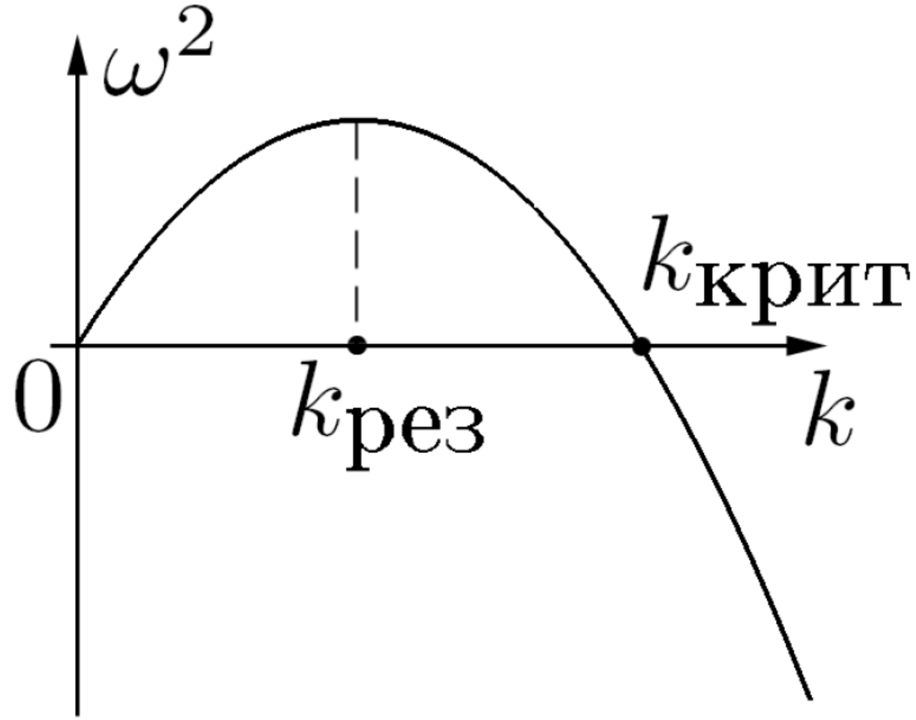
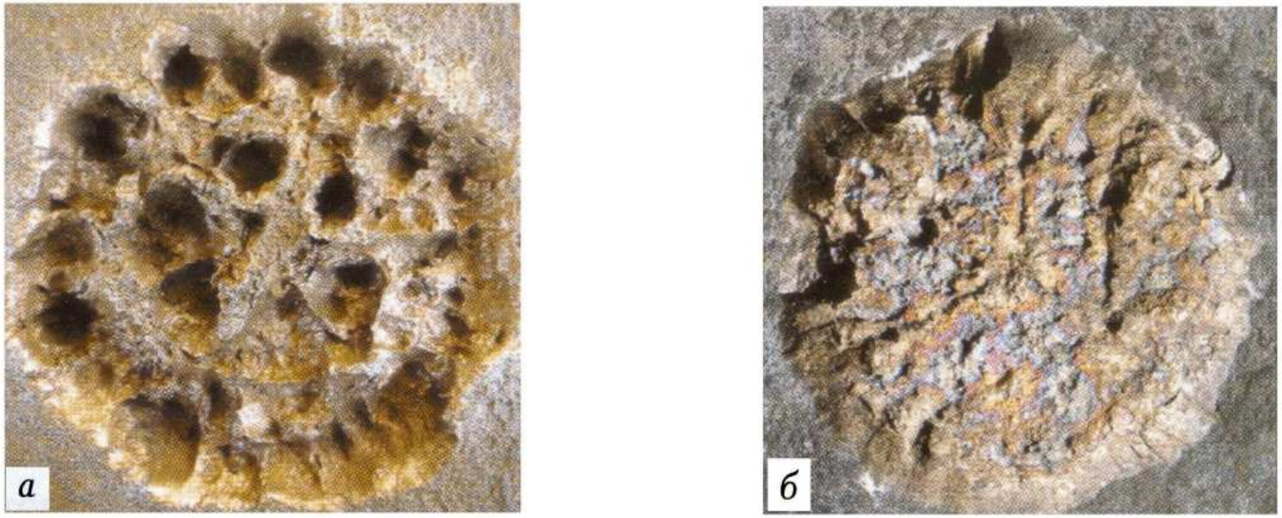


График дисперсионного соотношения для плоской волны

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_0(t) + \boldsymbol{A}\exp(\omega t - ik\xi)$$

$$\lambda_{\text{крит}} = 2\pi h, \quad \lambda_{\text{рез}} = 2\lambda_{\text{крит}}$$

Проверка теории



Следы на мишени при метании неоднородной пластины с резонансной (а) и критической (б) длиной волны возмущений

Образование широкого цилиндрического канала

Разрез мишени с кратером почти цилиндрической формы

Корпус перфоратора, коническая облицовка и обжатая облицовка, остающаяся в конце канала

Сравнение эффективности традиционной и новой технологий пробития отверстий в обсадной трубе и призабойной зоне

Традиционный заряд

Заряд с рельефной облицовкой

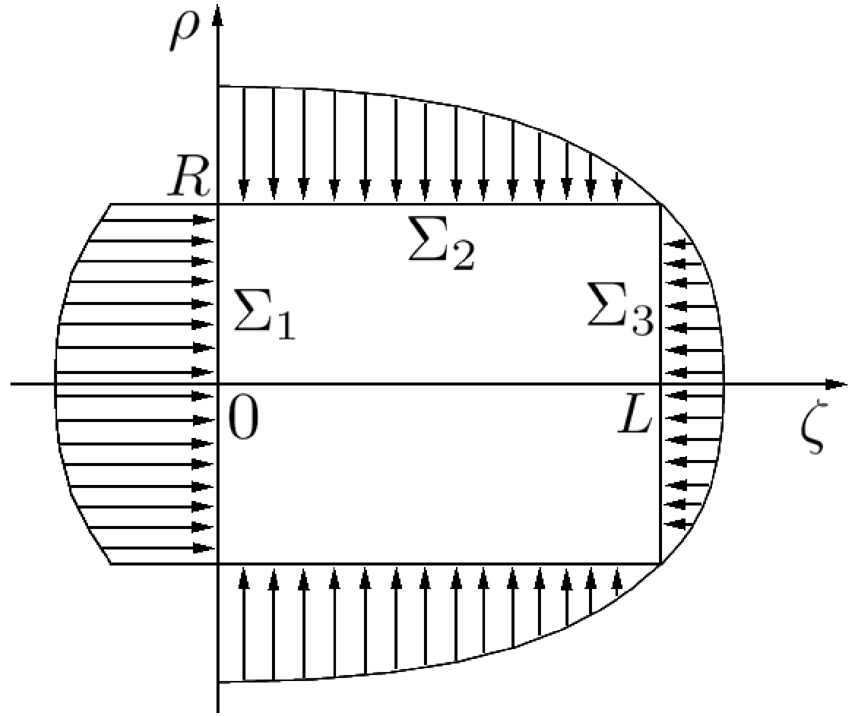
2. Оптимизация ускорения жидкого тела

Рассмотрим задачу оптимизации метания заданной массы M жидкости с плотностью ρ_0 некоторым распределением поверхностного давления p_Σ. Пусть заданы начальные продольный L и поперечный R габариты, так что $\pi R^2 L\rho_0 \geqslant M$, конечный поперечный габарит $R_1 < R$, который реализуется за время t_1 при заданном конечном импульсе I_1. Требуется найти начальную форму и эволюцию распределения p_Σ при минимальном вкладе энергии как за счет работы внешнего давления A, так и энергии K_0 возможного удара для создания начального поля скоростей $\mathbf{v}_0$.

Рассмотрим интегральное уравнение живых сил в конечный момент времени t_1

$$K_0 + A = K_1 + D \equiv \int\limits_M v_1^2/2\, dm + \int\limits_0^{t_1}\int\limits_M 2\nu e_{ij}e^{ij}\, dm\, dt.$$

В диссипацию D входит интеграл по времени, который независимо может быть оценен снизу: $D \geqslant 12\nu M \ln^2 a_1/t_1$. Равенство реализуется на движениях с однородной деформацией. В цилиндрических координатах $r = a(t)\rho$, $z = \zeta/a^2(t) + b(t)$, где $a = a_1^{t/t_1}$, $a_1 = R_1/R$. Вращение опускаем. Течение потенциально, но требуется, во всяком случае, поперечный начальный удар.



Далее минимизируется кинетическая энергия по начальной форме тела. Ограничимся случаем равенства $L = M/(\pi\rho_0 R^2)$, или прямым круговым цилиндром. При этом конечные кинетическая энергия и импульс равны

$$K_1 = M\left(\frac{R^2}{4} + \frac{L^2}{6a_1^6}\right)\frac{a_1^2 \ln^2 a_1}{t_1^2} + \frac{I_1^2}{2M}, \quad I_1 = M\left(\dot{b}_1 - \frac{L \ln a_1}{a_1^2 t_1}\right).$$

Ясно, что K_1 можно также минимизировать по параметру R, используя формулу для L. Тогда получим $R/L = 2/(\sqrt{3}a_1^3)$, т.е. действительно, тонкую оболочку (обычно $a_1 \sim 1/2$).

Найденное решение с однородной деформацией полностью удовлетворяет уравнениям Навье–Стокса, из которых определяется распределение давления. Тензор напряжений диагонален, что позволяет удовлетворить краевым условиям и найти необходимое распределение давления p_Σ. При этом еще остается произвол в одну функцию от времени $p(t)$, который может быть использован для определения $b(t)$: $\rho_0 \ddot{b} = a_1^{2t/t_1} p(t)$.