



не уходит, а воздух входит со скоростью  $u$ , составляющей <sup>(3)</sup> определенную часть  $\beta$  от скорости подъема облака  $w$ . Эти предположения равносильны тому, что, во-первых, свободная граница облака расширяется линейно (т. е. для сферы  $\beta = u/w = r_0/z_0 = r/z = \operatorname{tg} \varphi$ , рис. 1), а, во-вторых, подъемная сила облака сохраняется неизменной. Тогда (1) можно записать

$$\frac{d}{dt} (\rho V + \mu \rho_1 V) (1 - \beta) w = (\rho_1 - \rho_0) g V_0 \quad (2)$$

( $\rho_0, V_0$  — начальные плотность и объем легкого горючего газа).

Введем безразмерные переменные для расстояния, времени и скорости

$$\begin{aligned} z' &= \frac{z}{r_0}; & t' &= t \sqrt{\frac{r_0 \rho_1}{(\rho_1 - \rho_0) g}} = t \sqrt{\frac{r_0}{g \eta}}; & w' &= \\ & & & & &= w \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_1}} r_0 = \frac{w}{\sqrt{r_0 g \eta}}, \end{aligned} \quad (3)$$

$z, z_0$  — текущее и начальное расстояния от вершины облака до виртуального начала (0);  $r, r_0$  — текущий и начальный радиусы облака,  $w$  — скорость подъема вершины облака. Учитывая (3), преобразуем (2) к безразмерному виду:

$$\frac{d^2 z'}{dt'^2} [(1 + \mu) (\beta z')^3 - \eta] = \frac{1}{1 - \beta} - 3\beta (1 + \mu) (\beta z')^2 \left( \frac{dz'}{dt'} \right)^2 \quad (4)$$

с начальными условиями

$$z'(0) = \frac{1}{\beta}; \quad \left. \frac{dz'}{dt'} \right|_{t'=0} = \frac{w_0}{\sqrt{r_0 g \eta}} = w'_0, \quad (5)$$

$w_0$  — начальная скорость движения облака легкого горючего газа. Видим, что при одинаковых значениях  $\eta, \beta, \mu, w'_0$  — соотношения (4) и (5) не будут зависеть от размера облака и, следовательно, для моделирования рассматриваемого явления необходимо соблюдать равенство этих величин как на модели, так и на натуре. Но если легкий горючий газ и тут и там одинаков, то условие равенства  $\eta$  сразу выполняется, а поэтому требование равенства  $w'_0$ , как это следует из (5), приводит к необходимости соблюдения равенства чисел Фруда

$$\operatorname{Fr} = w_0^2 / g r_0. \quad (6)$$

Но при одинаковых  $\operatorname{Fr}$  равенства  $\beta$  и  $\mu$  выполняются для геометрически подобных облаков.

Интегрируя (4) с учетом (5), получаем зависимость  $w'$  от  $z'$ :

$$w' = \frac{\{2 [a^2 + b (z'^4 - 1/\beta^4) - \eta (z' - 1/\beta)]\}^{1/2}}{(4b z'^3 - \eta) (1 - \beta)^{1/2}}, \quad (7)$$

$$(a = w'_0 (1 + \mu - \eta) \sqrt{(1 - \beta)/2}; \quad b = 1/4 (1 + \mu) \beta^3).$$

В свою очередь, интегрирование этого соотношения дает зависимость  $z'$  от  $t'$ :

$$[b (z'^4 - 1/\beta^4) - \eta (z' - 1/\beta) + a^2]^{1/2} - a = t' / \sqrt{2(1 - \beta)}. \quad (8)$$

В частном случае, когда облако стартует из состояния покоя, то  $w'_0 = 0$  ( $a = 0$ ).

Итак, в общем случае моделирование движения облака заданного легкого горючего газа и перемешивание его с окружающим воздухом безграничной атмосферы возможно по числу Фруда и геометрическому подобию. В частном, наиболее важном случае, когда такие геометрически подобные облака стартуют из состояния покоя, критерия не существует — все рассматриваемые явления (подъем, перемешивание) подобны.

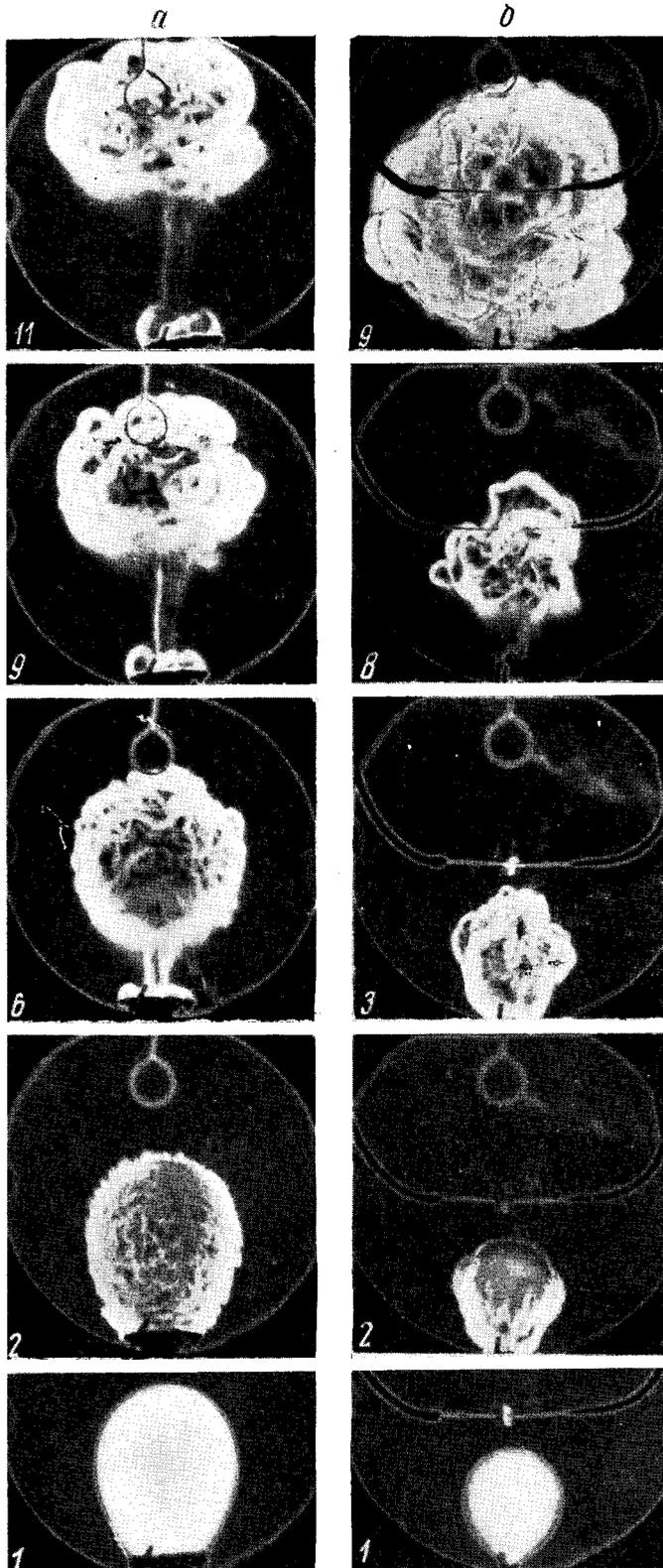


Рис. 2. Фоторегистрации подъема и зажигания облака. *a* — без поджигания, *б* — с поджиганием; цифры — номера кадров; время между данным кадром (*k*) и предшествующим (*i*) равно  $\sim 1,5 \cdot 10^{-2}$  (*k* — *i*) сек.

При опытах облако водорода в воздухе создавалось следующим образом. Через стеклянную трубочку с расширением сверху (через воронку) выдувался из водорода мыльный пузырь. На нижний конец воронки была одета эластичная резиновая трубочка с закрепленной стальной иглой; игла опускалась ниже края воронки и не мешала выдуванию пузыря, если трубочка была оттянута вниз. Когда натяжение трубочки снималось, игла, поднимаясь вверх и соприкасаясь с оболочкой мыльной пленки, вызывала разрушение пузыря и освобождение водородного облака.

Иногда пузыри разрушались устремленной вверх стальной иглой, помещенной внутри резиновой трубочки. Однако в этих опытах возмущения, возникающие от разрыва вершины оболочки, особенно для малых мыльных пузырей, были достаточно большими и сообщали водородному облаку начальный импульс вверх. Для сравнительно больших пузырей  $r_0 > 3,5$  см возмущения, возникающие при разрыве их оболочки, не оказывали заметного влияния на сравнительно большую массу водородного облака и поэтому в момент разрыва оно оставалось неподвижным.

Подъем водородного облака в окружающем воздухе и разбавление его этим воздухом визуализировались теневым методом посредством прибора ИАБ-451, а покадровая фоторегистрация велась кинокамерой «Конвас». Несколько таких фоторегистратий приведено на рис. 2. Так как поле зрения теневого прибора равно всего лишь 23 см, а основные опыты велись с достаточно большими пузырями  $r_0 \approx 5$  см, то при изучении поздних стадий движения облака приходилось мыльный пузырь опускать ниже поля зрения этого прибора. По фотографиям измерялись  $V_0$ ,  $V$ ,  $z$ ,  $\beta$ , а также  $w$  для заданного момента времени  $t$ .

На рис. 3, во-первых приводится зависимость  $w'$  от  $t'$ : сплошная линия — расчет по (7) и (8) (при  $w_0' = 0$ ,  $\beta = 0,2$ ), точки (а) — опытные данные ( $r_0 = 4,75$  см,  $w_0' = 0$ ,  $\beta = 0,2$ ). Видно, что сначала облако разгоняется и скорость его подъема достигает максимального значения, а затем оно поднимается все медленнее и медленнее. Во-вторых, на этом же рисунке (для тех же значений  $w_0'$ ,  $\beta$ ) дана зависимость  $z'^2$  от  $t'$ . Пунктирная и сплошная линии — расчет по (8) соответственно для сферического облака ( $\mu = 0,5$ ) и для сплющенного эллипсоида вращения, у которого каждая из горизонтальных осей большей вертикальной в 1,4 раза ( $\mu = 0,75$ ). Точки (б) — опытные данные ( $r_0 = 4,75$  см).

Как видим, теоретические расчеты удовлетворительно согласуются с результатами опытов, а величина  $\mu$  не сильно влияет на зависимость  $z'$  от  $t'$ . Из графика  $z' = f(t')$  можно непосредственно определить ту степень разбавления облака воздухом  $\sigma$ , которая достигается к заданному моменту времени его подъема, поскольку

$$\sigma = V/V_0 = (r/r_0)^3 = (\beta z/r_0)^3 = (\beta z')^3. \quad (9)$$

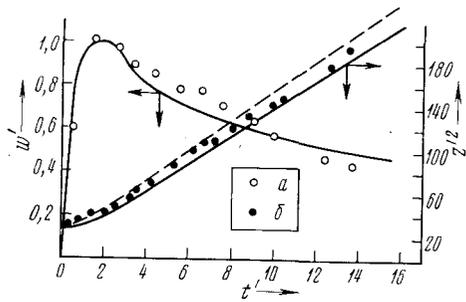


Рис. 3. Зависимости скорости подъема облака и расстояния вершины облака до виртуального начала от времени

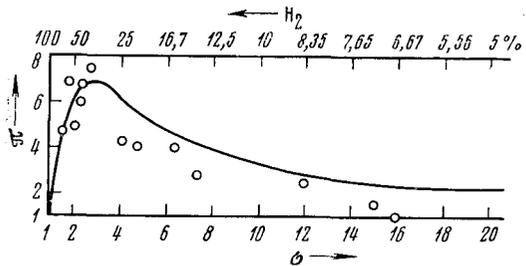


Рис. 4. Зависимость степени расширения при горении от степени разбавления водорода воздухом

В опытах, когда облако поджигалось, зажигающее устройство (искра или накаленная спираль) располагалось выше мыльного пузыря на некотором расстоянии  $z$  и обеспечивало до 5 искр за то время, когда облако, поднимаясь, пересекало его. Если облако поджигалось, то на фотографии фиксировался не только объем облака горючей смеси  $V$  перед самым поджиганием, но и объем продуктов реакции  $V_1$  сразу же после сгорания. Так была получена экспериментальная зависимость степени расширения облака при сгорании  $\pi$  от степени его разбавления воздухом  $\sigma$ , которая представлена на рис. 4 в виде точек.

Сплошная линия здесь выражает теоретическую зависимость  $\pi$  от содержания водорода в смеси с воздухом, когда продукты сгорания смеси расширяются до атмосферного давления и когда, следовательно, можно записать:

$$\pi = V_1/V = (n_1/n) (T_1/T). \quad (10)$$

При построении теоретической зависимости учитывалось (10) и то, что определенному содержанию водорода в смеси с воздухом (фиксированной точке абсциссы) соответствует, во-первых, определенное изменение числа молей при сгорании ( $n_1/n$ ), которое вычислялось по уравнению реакции и, во-вторых, определенное изменение температуры при сгорании ( $T_1/T$ ), которое для хорошо перемешанной водородно-воздушной смеси бралось из работы (4).

Пределам нормального горения для богатой и бедной смеси водорода с воздухом (4) отвечают  $\sigma \approx 1,6$  и  $\sigma \approx 25$  соответственно;  $\sigma = 3,38$  — стехиометрическая смесь, а  $\sigma \approx 18$  — та степень разбавления, при которой в наших опытах облако уже не поджигалось.

Авторы выражают благодарность акад. Я. Б. Зельдовичу и проф. Г. И. Таганову за внимание к работе и обсуждение результатов.

Институт химической физики  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
5 I 1972

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, «Наука», 1970. <sup>2</sup> Л. И. Седов, Механика сплошной среды, 2, «Наука», 1970. <sup>3</sup> A. A. Townsend, J. Fluid Mech., 26, 4 (1966). <sup>4</sup> I. L. Drell, F. E. Belles, Survey of Hydrogen Combustion Properties, Report NACA № 1383, 1957. <sup>5</sup> Я. Б. Зельдович, Теория горения и детонации газов, Изд. АН СССР, 1944.