

## НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЗАДАЧА ОБ ИСПАРЕНИИ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ В АТМОСФЕРЕ

Л. А. Дехтяренко, Н. И. Зверев  
(Москва)

В настоящее время накоплен определенный опыт использования криогенных жидкостей в экспериментальных исследованиях и различных областях техники. Требования безопасности при работе с ними в ядерной, криогенной и других областях техники обуславливают необходимость исследований физических и математических моделей при случайном проливе и последующем испарении жидкостей. Важна проблема формирования смеси при проливе и испарении криогенной жидкости как в помещении, так и на открытом воздухе.

В работах [1—3] изучался стационарный процесс испарения жидкого водорода в атмосферу без учета условий на поверхности фазового перехода в предположении постоянства плотности  $\rho$  смеси газов. Последнее предположение качественно не противоречит физическому смыслу в случае, когда пары жидкости легче воздуха, так как при постоянном давлении  $p$  уменьшение  $\rho$  из-за повышения температуры  $T$  в вертикальном направлении может быть компенсировано ростом плотности за счет снижения концентрации легких паров жидкости. Экспериментальные исследования [4] показали, что в некотором диапазоне высот, не примыкающем к поверхности испарения, величина  $\rho$  практически постоянна. Тем не менее вопрос о применимости предположения постоянной плотности в области больших градиентов температуры и концентрации вблизи поверхности испарения остался открытым. При испарении криогенных жидкостей, пары которых имеют  $\rho$ , близкую к плотности воздуха (азот, кислород) или более тяжелых, предположение постоянства  $\rho$  противоречит качественной картине явления.

В настоящей работе исследована нестационарная задача о распределении концентрации в смеси газов над поверхностью испаряющейся криогенной жидкости, пролитой в большом количестве на открытом воздухе, при отсутствии ветра и с учетом движения поверхности фазового перехода, а также влияния температуры и состава смеси на ее плотность.

Рассмотрим два полупространства, заполненных покоящимися в начальный момент времени криогенной жидкостью ( $y < 0$ ) и воздухом ( $y > 0$ ), где  $y$  — вертикальная ось координат. Процесс смешения паров испарившейся криогенной жидкости с воздухом ( $y > 0, t > 0$ ) опишем одномерными уравнениями сохранения потоков массы, энергии для смеси газов, массы испаряющегося компонента при отсутствии внешних массовых сил и градиентов давления:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} &= 0, \\ \rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right), \\ \rho \frac{\partial Y}{\partial t} + \rho v \frac{\partial Y}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D \frac{\partial Y}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $t$  — время;  $v$  — скорость движения смеси вдоль оси  $y$ ;  $h$  — энтальпия смеси;  $Y$  — концентрация паров испаряющейся жидкости;  $D, \lambda$  — коэффициенты диффузии и теплопроводности смеси. Систему (1) замыкает уравнение состояния для смеси газов

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^2 \frac{Y_i}{m_i} \quad (2)$$

( $m_i$  — молекулярная масса  $i$ -го компонента, индекс 1 соответствует испаряющемуся компоненту). Выражения (1), (2) записаны для случая

двухкомпонентной смеси газов. Система координат связана с границей раздела фаз.

Систему (1), (2) в газе решим совместно с уравнением энергии в жидкости, которое в выбранной системе координат имеет вид ( $y < 0$ ,  $t > 0$ )

$$\rho_l \frac{\partial T_l}{\partial t} + \rho_l v_l \frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\lambda_l}{c_{pl}} \frac{\partial T_l}{\partial y} \right) \quad (3)$$

( $c_p$  — удельная теплоемкость;  $l$  — индекс параметров жидкости) с начальными и граничными условиями:

$$t = 0: \quad y > 0, \quad v = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad T = T_0, \quad Y = Y_0, \\ y < 0, \quad v_l = 0, \quad T = T_n; \quad (4)$$

$$y \rightarrow +\infty: \quad Y = Y_0, \quad T = T_c. \\ y \rightarrow -\infty: \quad T = T_n. \quad (5)$$

Особый интерес представляют соотношения на границе раздела фаз, которые являются следствием уравнений сохранения потоков массы  $i$ -го компонента, энергии на поверхности фазового перехода.  $T$  на границе раздела фаз определим как температуру равновесного испарения, зависящую от парциального давления паров испаряющейся жидкости. Таким образом, на поверхности испарения имеют место следующие соотношения:

$$\dot{m} = \rho_l v_l = (\rho v)_w, \\ \dot{m} (1 - Y_w) = -(\rho D)_w \left( \frac{\partial Y}{\partial y} \right)_w, \\ \dot{m} h_L = \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w - \lambda_l \left( \frac{\partial T_l}{\partial y} \right)_w, \\ T_w = T(p_{Y_w}), \quad (6)$$

где  $p_Y$  — парциальное давление паров испаряющегося компонента;  $w$  — индекс параметров на границе раздела фаз;  $\dot{m}$  — массовый поток испарения;  $h_L$  — скрытая теплота испарения.

Уравнения (1)–(3) с начальными и граничными условиями (4)–(6) допускают автомодельное решение. Введя автомодельную переменную и функции

$$\xi = \frac{y}{2\sqrt{Dt}}, \quad \varphi(\xi) = \frac{Y}{Y_w}, \quad v = f(\xi) \frac{\sqrt{D}}{2\sqrt{t}}, \\ \psi(\xi) = \frac{T - T_c}{T_w - T_c}, \quad g(\xi) = \frac{T - T_n}{T_w - T_n}, \quad (7)$$

преобразуем (1), (3) с учетом (2) к виду

$\xi > 0$ :

$$\frac{(AY_w + B)(T_w - T_0)}{A[(T_w - T_0)\psi(\xi) + T_0]} \dot{\psi}(\xi) (2\xi - f(\xi)) + \\ + Y_w \dot{\varphi}(\xi) (2\xi - f(\xi)) + \frac{(AY_w \varphi(\xi) + B)}{A} \dot{f}(\xi) = 0, \\ \frac{\rho c_p \dot{\psi}(\xi) (f(\xi) - 2\xi)}{R[(T_w - T_0)\psi(\xi) + T_0](AY_w \varphi(\xi) + B)\lambda} = \ddot{\psi}(\xi), \quad (8)$$

$$\dot{\varphi}(\xi) (f(\xi) - 2\xi) + \frac{A}{(AY_w \varphi(\xi) + B)} Y_w \dot{\varphi}^2(\xi) + \frac{(T_w - T_0)}{[(T_w - T_0)\psi(\xi) + T_0]} \dot{\varphi}(\xi) \dot{\psi}(\xi) = \ddot{\varphi}(\xi); \\ \xi < 0:$$

$$\frac{\alpha_l}{D} \ddot{g}(\xi) - \frac{P}{RT_w (AY_w \varphi(\xi) + B) \rho_l} f(0) \dot{g}(\xi) + 2\xi \dot{g}(\xi) = 0. \quad (9)$$

Здесь  $B = 1/m_2$ ,  $A = 1/m_1 - B$ ;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности смеси.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \xi = 0: & \quad \varphi = 1, \quad \psi = 1, \quad f = f(0), \quad g = 1, \\ \xi \rightarrow +\infty: & \quad \varphi = 0, \quad \psi = 0, \\ \xi \rightarrow -\infty: & \quad g = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Система (6) с учетом (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{1 - Y_w}{Y_w} - \frac{\dot{\varphi}(0)}{f(0)}, \\ \dot{\psi}(0) = \frac{\frac{P}{RT_w(A\dot{Y}_w + B)} f(0) D^h_L + \dot{g}(0) \lambda_l (T_w - T_n)}{\lambda (T_w - T_0)}, \\ 1 + \frac{m_1}{m_2} \left( \frac{1 - Y_w}{Y_w} \right) = \exp \left[ A_1 \left( \frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_n} \right) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где  $A_1$ ,  $T_n$  — константы кривой равновесия испаряющегося компонента.

Уравнения (8) с граничными условиями (10) требуют численного решения, при этом для нахождения  $f(0)$ ,  $Y_w$ ,  $T_w$ , необходимых для перехода к физическим переменным, нужно решить систему (11), в которую наряду с неизвестными  $f(0)$ ,  $Y_w$ ,  $T_w$  входят значения производных искомым функций на границе раздела фаз  $\dot{\varphi}(0)$ ,  $\dot{\psi}(0)$  и производной  $\dot{g}(0)$ , которая определяется из решения (9):

$$\begin{aligned} g(\xi) = \frac{\int_0^{\xi} E(\xi) d\xi}{\int_0^{\infty} E(\xi) d\xi}, \\ E(\xi) = \exp \left[ \frac{\bar{D}}{\alpha_l} \left( \frac{\rho}{\rho_l} f(0) \xi - \xi^2 \right) \right]. \end{aligned}$$

Численное решение поставленной задачи на ЭВМ методом «пристрелки» позволило найти неизвестные значения функций на границе раздела фаз  $Y_w$ ,  $T_w$  и  $f(0)$ , а также распределения концентрации паров испаряющейся жидкости, скорости и плотности смеси над поверхностью испарения:

$$\begin{aligned} Y = Y_w \varphi(\xi), \quad T = T_0 + (T_w - T_0) \psi(\xi), \\ v = f(0) \frac{\sqrt{D}}{2\sqrt{t}}, \quad \rho = \frac{P}{RT(A\dot{Y} + B)}, \\ T_l = T_n + (T_w - T_n) g(\xi). \end{aligned}$$

На рис. 1, 2 представлены результаты расчетов массовой концентрации паров криогенной жидкости, температуры и плотности смеси в случаях испарения водорода и кислорода. Расчеты проведены при  $T_0 = -293$  К, для водорода  $T_n = 14$  К,  $Y_0 = 0$ , для кислорода  $T_n = 64$  К,  $Y_0 = 0,21$ . При испарении кислорода получено, что изменение  $Y$  и  $T$  от их значений на границе до близких к атмосферным происходит в достаточно узкой области вблизи поверхности испарения, что качественно согласуется с результатами процесса испарения при проливах жидкого кислорода. Из графиков зависимости  $\rho(y)$  (рис. 1, в; 2, в) при испарении водорода и кислорода соответственно видно, что значение плотности смеси газов в большом диапазоне высот остается практически постоянным ( $\rho_* \approx 1,2$  кг/м<sup>3</sup>). В этом диапазоне  $\rho(y)$  и по характеру, и по величине согласуется с имеющимися экспериментальными данными для

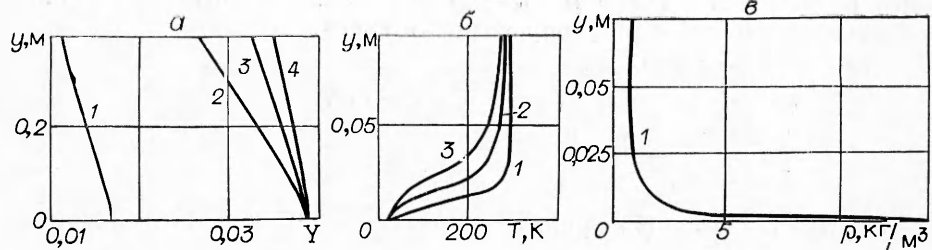


Рис. 1. Распределение концентрации паров испаряющегося жидкого водорода, температуры, плотности газовой смеси вдоль оси  $y$  в различные моменты времени;  $D = 0,01 \text{ м}^2/\text{с}$ .

$t$ , с: а) 1 — 60,  $\rho = \rho_*$ , 2 — 60, 3 — 300, 4 — 900, б) 1 — 60, 2 — 300, 3 — 900, в) 1 — 60.

жидкого водорода [1]. Вблизи поверхности испарения заметно значительное увеличение плотности за счет преобладающего влияния большого температурного градиента (рис. 1, б; 2, б).

Градиент плотности не входит в условия на границе раздела фаз (6) и поэтому не оказывает прямого влияния на параметры фазового перехода. Однако эти параметры и, в частности, значение  $Y_w$  существенно зависят от плотности на границе. Так, соответствующее решение (6) для  $\rho_* \approx 1,2 \text{ кг/м}^3$  дает  $Y_w(\rho_*) = 0,016$ , что в свою очередь ведет к существенному изменению всего распределения концентраций  $Y(y, t, \rho_*)$  (рис. 1, а, кривая 1) по сравнению с полученным решением (рис. 1, а, кривая 2), где  $\rho_w = 13,09 \text{ кг/м}^3$ ,  $Y_w(\rho_w) = 0,039$ .

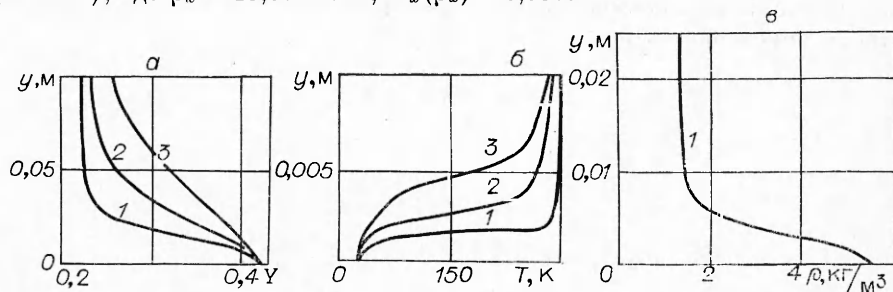


Рис. 2. Распределение концентрации паров кислорода, температуры, плотности смеси газов вдоль оси  $y$  в различные моменты времени;  $D = 0,0217 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ .

$t$ , с: а, б) 1 — 60, 2 — 300, 3 — 900, в) 1 — 60.

Таким образом, проведенное решение задачи об испарении криогенной жидкости в атмосферу показало необходимость учета зависимости плотности смеси от температуры и состава как для относительно тяжелых, так и легких паров жидкости, а также учета зависимости температуры от парциального давления паров на подвижной границе раздела фаз.

Следует отметить, что наличие градиентов плотности в узкой зоне вблизи поверхности указывает на необходимость учета внешних массовых сил в этой зоне, что может привести к некоторому изменению распределения параметров над поверхностью. Качественно это изменение приведет к сужению зоны, содержащей существенные градиенты параметров. Более глубокое изучение этого вопроса выходит за рамки авторской постановки задачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. и др. ФГВ, 1981, 17, 5.
2. Макеев В. И., Плешаков В. Ф.— В кн.: Пожарная профилактика. № 13.— М.: ВНИИПО, 1977.
3. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. и др.— В кн.: Пожарная наука и техника.— М., 1977.

Поступила в редакцию 21/VI 1986,  
после доработки — 14/1 1987