

## ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО НАГРЕВА НА КИНЕТИКУ РАЗВИТОГО ИСПАРЕНИЯ

В.И. Мажукин, А.А. Самохин

УДК 535.211:536.4

*Показано, что в широком диапазоне вариаций скоростей нагрева поверхности конденсированной среды степень неравновесности фазового перехода при испарении в вакуум может оставаться практически постоянной.*

Поток вещества через границу раздела фаз при заданной температуре поверхности конденсированной среды  $T_s$  зависит от степени неравновесности и достигает максимума в режиме развитого испарения, когда в потоке пара число Маха  $M = 1$ . Давление отдачи испаряемого вещества имеет при этом минимум, равный примерно половине давления насыщенного пара  $p_s$ .

Необходимым условием для реализации такого режима является малость давления окружающего газа по сравнению с  $p_s$ . Стационарный испарительный процесс при различных давлениях окружающего газа исследовался во многих работах (см., напр., [1-4]). При испарении в вакуум изменение кинетики испарительного процесса может быть связано с подогревом потока испаряемого вещества [5-7] или с быстрыми вариациями  $T_s$  при переменной интенсивности нагрева. Эти вопросы требуют дальнейших исследований. В частности, нуждается в пересмотре вывод работы [8] о поведении  $M$  в условиях нестационарного нагрева при испарении в вакуум.

Важность этого вопроса определяется той особой ролью, которую играет параметр  $M$  в процессе развитого испарения. Для экстремального случая  $M = 1$  поведение конденсированной среды можно рассматривать независимо от газодинамической задачи разлета пара, в то время как при  $M < 1$  такое разделение оказывается невозможным. От величины  $M$  существенно зави-

сит также поведение возмущений на поверхности испаряющейся жидкости /9/.

Значение  $M$  может уменьшаться при уменьшении  $T_s$  если  $p_s(T_s)$  будет падать быстрее, чем давление со стороны ранее испаренного вещества. Для оценки характерного времени изменения этого давления рассмотрим реакцию стационарного одномерного газодинамического потока на "мгновенное" прекращение испарения. Такой случай допускает близкую аналогию с известной автомоделной задачей о выдвигении поршня из покоящейся газовой среды с постоянной скоростью  $u$ , равной скорости звука  $u_c$ . В этой задаче отсутствует характерный параметр с размерностью времени, и давление на поршне "мгновенно" падает от начального уровня  $p$  до значения  $p_1$

$$p_1 = p \left[ 1 - (\gamma - 1) u / 2u_c \right]^{2\gamma / (\gamma - 1)}. \quad (1)$$

При показателе адиабаты  $\gamma = 5/3$  и  $u = u_c$  из (1) имеем для остаточного давления  $p_1 = 0,13p$ . Поскольку испарительное давление отдачи  $p_r = (1 + \gamma)p$ , то  $p_1 = 0,05p_r = 0,027p_s$ . Отсюда следует, что при достаточно быстром уменьшении давления насыщенного пара величина  $M$  также будет уменьшаться и может обратиться в нуль, если  $p_s$  упадет до уровня  $p_1$ . При  $p_s < p_1$  на поверхности раздела фаз начнется процесс конденсации, которому формально соответствуют отрицательные значения  $M$ .

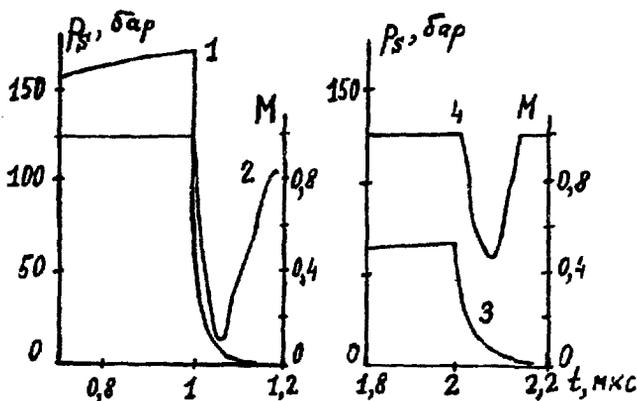
"Мгновенность" газодинамической реакции со стороны потока испаренного вещества позволяет предположить, с другой стороны, что при не слишком больших и быстрых перепадах испарительного давления величина  $M$  будет меняться незначительно или вообще оставаться постоянной. Зависимость поведения  $M$  от режима нагрева поверхности конденсированной среды до настоящего времени не исследовалась.

В недавней работе /8/ приводятся результаты решения испарительной задачи для двухфазной системы в случае нагрева поверхности конденсированной среды прямоугольным импульсом излучения микросекундной длительности. Число Маха при этом сохраняет постоянное значение  $M = 1$  вплоть до момента выключения интенсивности внешнего источника нагрева, после чего начинается быстрое уменьшение  $M$ . При падении давления насыщенного

пара примерно в 37 раз величина  $M$  обращается в нуль, что не противоречит приведенным выше аналитическим оценкам. Однако вывод об уменьшении  $M$  при уменьшении интенсивности нагрева, который сформулирован в работе /8/ без каких-либо ограничений, представляется необоснованным уже хотя бы по той причине, что результаты, полученные для данного режима нагрева, не могут быть перенесены на другие случаи изменения интенсивности.

В настоящей работе проведено численное моделирование испарительного процесса в двухфазной системе и показано, что поведение  $M$  в более общем случае качественно отличается от описанного в /8/. При анализе этого процесса использовалась та же постановка задачи, что и в работе /8/. Уравнение теплопроводности в конденсированной среде решалось совместно с уравнениями газовой динамики при учете кинетики фазового перехода на поверхности раздела конденсированной и газовой среды.

На рис. 1 показано поведение  $p_s$  и  $M$  (кривые 1 и 2) для такого же режима воздействия, как и на рис. 4 из работы /8/. После выключения излучения



Р и с . 1. Изменение давления насыщения (1,3) и числа Маха (2,4) после выключения излучения с интенсивностью  $I = 10 \text{ МВт/см}^2$  при  $\Delta t = 1 \mu\text{с}$  (1,2) и  $I = 5 \text{ МВт/см}^2$  при  $\Delta t = 2 \mu\text{с}$  (3,4)

с интенсивностью  $I = 10 \text{ МВт/см}^2$  в момент  $t = 1 \text{ мкс}$  происходит быстрое падение  $p_s$  и  $M$ . При этом  $M$  не достигает нулевого уровня и после прохождения минимального значения  $M = 0,087$  при  $t = 1,06 \text{ мкс}$  начинает снова возрастать, в отличие от работы /8/, где  $M$  падает до нулевого уровня и остается затем постоянным.

Немонотонное поведение  $M$  после выключения интенсивности имеет место также при других амплитудах и длительностях  $\Delta t$  прямоугольного импульса излучения. Кривые 3 и 4 для  $p_s$  и  $M$  на рис. 1 получены при  $I = 5 \text{ МВт/см}^2$  и  $\Delta t = 2 \text{ мкс}$ .

Амплитуда изменения  $M$  резко уменьшается при уменьшении перепада интенсивности. Если в момент  $t = 2 \text{ мкс}$  интенсивность  $I = 5 \text{ МВт/см}^2$  уменьшается скачком на 20%, то  $M$  снижается до величины 0,990 в момент  $t = 2,03 \text{ мкс}$  и возвращается на постоянный уровень  $M = 1,000$  к моменту  $t = 2,05 \text{ мкс}$ . При плавном убывании интенсивности амплитуда изменения  $M$  также резко уменьшается. Если после  $t = t_1 = 2 \text{ мкс}$  интенсивность  $I = 5 \text{ МВт/см}^2$  убывает по закону  $I(t) = \exp[a(t_1 - t)/t_1]$ , где  $a \leq 4$ , то величина  $M$  остается постоянной с точностью  $10^{-3}$ .

Приведенные выше результаты показывают, что кинетика испарительного процесса существенно зависит от режима нагрева поверхности конденсированного вещества, однако большие изменения  $M$  являются при этом скорее исключением, чем правилом. Значительное падение  $M$  имеет место, по-видимому, только для режимов типа "мгновенного" выключения интенсивности нагрева. Во многих других случаях можно считать, что условие  $M = 1$  выполняется с хорошей точностью, и рассматривать поведение конденсированной среды независимо от газодинамической задачи разлета пара.

При больших интенсивностях излучения необходимо учитывать образование плазмы в потоке испаренного вещества. Быстрый разогрев эрозивной плазмы приводит к уменьшению величины  $M$  и степени неравновесности испарительного процесса /5-7/. Кинетика испарения при таком режиме воздействия требует специального рассмотрения.

Поступила в редакцию 15 августа 1983 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С. Романов, В.К. Пустовалов, *Изв. АН БССР, сер. физ.-мат.*, № 4, 84 (1967).
2. D.A. Labuntsov, A.P. Krukov, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22, 989 (1979).
3. C.J. Knight, *AIAA J.*, 17, 519 (1979).
4. А.А. Абрамов, М.Н. Коган, Н.К. Макашев, *Изв. АН СССР, МЖГ*, № 3, 72 (1981).
5. В.Д. Лохныгин, А.А. Самохин, *ТВТ*, 15, 1152 (1977).
6. Б.Я. Мойжес, В.А. Немчинский, *ЖТФ*, 52, 684 (1982).
7. А.А. Самохин, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, № 6, 3 (1982); № 2, 46 (1983).
8. C.J. Knight, *AIAA J.*, 20, 950 (1982).
9. А.А. Самохин, *Квантовая электроника*, 10, № 10, 2022 (1983).