

Винницкий торгово-экономический институт Киевского национального торгово-экономического университета, г. Винница, Украина (1)  
Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия (2)

## ФРОНТ ИСПАРЕНИЯ И ЯВЛЕНИЯ ФЛЭШИНГ

### АННОТАЦИЯ

Показано, что явление флэшинг обусловлено возникновением фронтов испарения. Движение жидкости вдоль межфазной поверхности и выброс ее в паровую пространство в виде капель осуществляется термокапиллярными силами. Более низкие значения скорости распространения двухфазной области в метастабильную жидкость в сравнении с взрывным кипением в большом объеме обусловлены противодействием, создаваемым в жидкости фронтами испарения. Достоверность физической модели подтверждена сравнением расчетов с экспериментальными данными.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При высоких уровнях метастабильности жидкости переход в равновесное двухфазное состояние носит взрывной характер с выбросом капель в паровую область. Процесс такого взрывообразного фазового перехода при сбросе давления получил названия флэшинг (flashing). Практическая значимость исследований этого явления обусловлена необходимостью создания надежных систем защиты при аварийной разгерметизации устройств, содержащих жидкости при высоких давлениях и температурах (например, атомные и химические реакторы, емкости со сжиженным газом). Явление флэшинг наблюдается как при наличии, так и отсутствии в жидкости и на стенках емкости готовых центров парообразования. В данной работе рассматривается флэшинг при отсутствии готовых центров парообразования.

Тернер [1], проводя эксперименты с жидкостью в ударной трубе, обнаружил, что после прохождения волны разрежения в метастабильную жидкость распространялась двухфазная область со скоростью существенно меньшей скорости распространения звука в жидкости. Громлес и Фауске [2] установили, что явление флэшинг носит пороговый характер – для его инициирования и поддержания необходимо, чтобы перегрев жидкости превышал некоторое значение. Наряду с испарением происходил выброс капель в паровую область. Скорость распространения двухфазной области в метастабильную жидкость оставалась примерно постоянной [3] в течение всего процесса флэшинг.

К настоящему времени, физических моделей, с помощью которых приводились бы количественные описания динамических характеристик явления

флэшинг, в литературе нет. Остаются неизвестными механизмы, определяющие поток мелкодисперсных капель с межфазной поверхности в паровую область, и распространение двухфазной области в метастабильную жидкость, где давление выше, чем в паровой области.

Анализ результатов экспериментальных исследований взрывного кипения (гетерогенного [4] и гомогенного [5]) и явления флэшинг показал общность механизмов этих процессов: взрывной характер, мелкомасштабная шероховатость межфазной поверхности жидкость – пар, постоянная скорость распространения межфазной поверхности в метастабильную жидкость, отрыв мелкодисперсных капель с межфазной поверхности в паровую область, пороговый характер этих процессов.

Для описания динамики взрывного кипения при гетерогенном и гомогенном зародышеобразовании нами была разработана физическая модель [6], расчеты по которой согласуются с экспериментальными данными по динамике роста паровых образований при взрывном кипении. Цель настоящей работы – показать применимость этой модели для оценки динамических характеристик явления флэшинг.

### 2. МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ ФЛЭШИНГ

Рассматриваемое явление флэшинг чрезвычайно сложный неравновесный процесс. На рис. 1 схематично показан процесс флэшинг. Емкость 1, заполнена жидкостью 2. При резком сбросе давления в емкости до уровней меньших давления насыщения жидкость переходит в метастабильное состояние. При уровнях метастабильности

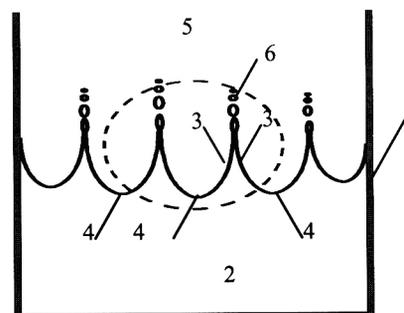


Рис. 1 Схема процесса флэшинг. 1 – емкость, 2 – метастабильная жидкость, 3 – межфазная поверхность жидкость – пар, 4 – фронт испарения, 5 – двухфазная область (пар и мелкодисперсные капли), 6 – капля.

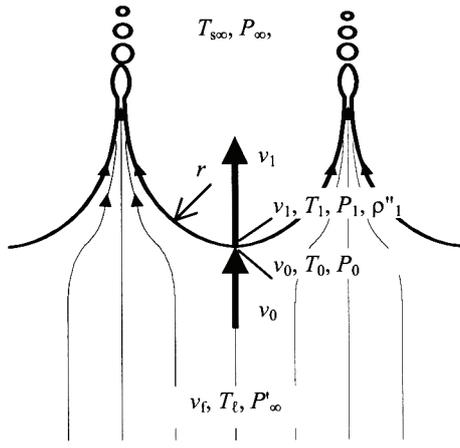


Рис. 2 Контрольный объем, окружающий фронт испарения, при процессе флэшинг.

жидкости выше пороговых значений испарение на начальной стадии процесса флэшинг настолько интенсивно, что на поверхности жидкости развивается неустойчивость. Околоскритическую область лобовой части парового образования 4, растущего в метастабильной жидкости, будем называть фронтом испарения, как и в случае взрывного кипения. 5 - двухфазная область, состоящая из пара и мелкодисперсных капель.

Контрольный объем, окружающий фронт испарения в системе координат, прикрепленной к фронту испарения показан на рис. 2. В этой системе координат перегретая жидкость подтекает к фронту испарения снизу, а пар движется от поверхности испарения вверх. Скорость жидкости на бесконечности равна скорости распространения фронта испарения  $v_f$ . Давление жидкости на бесконечности  $P'_\infty$ . Температура жидкости  $T_t$  на бесконечности равна температуре жидкости перед сбросом давления. В паровой области давление на бесконечности равно  $P_\infty$ .  $T_{\infty}$  - температура насыщения, соответствующая этому давлению. В критической точке на фронте испарения скорость жидкости равна скорости ее испарения  $v_0$ . Здесь давление со стороны жидкости достигает наибольшего значения  $P_0$ . Температуру жидкости на фронте испарения обозначим  $T_0$ . В паровой области на внешней стороне слоя Кнудсена скорость, давление, температуру, плотность пара обозначим через  $v_1, P_1, T_1, \rho''_1$ , а главные радиусы кривизны межфазной поверхности на фронте испарения - через  $r_a, r_b$ .

Поверхность жидкости при испарении есть поверхность разрыва, проходя через которую нормальная компонента скорости, давление, плотность, энтальпия претерпевают разрыв. Законы сохранения потоков массы, импульса и энергии через фронт испарения имеют следующий вид:

$$j = \rho'_0 \cdot v_0 = \rho''_1 \cdot v_1,$$

$$P_0 + \rho'_0 \cdot v_0^2 = P_1 + \rho''_1 \cdot v_1^2 - \sigma_0 \cdot (1/r_a + 1/r_b),$$

$$j \cdot H_* + j^2 \cdot (1/\rho_1''^2 - 1/\rho_0'^2) = \sqrt{0,75 \cdot v_f \cdot \lambda'_0 \cdot c'_{p0} \cdot \rho_0' / r} \times$$

$$\times (T_t - T_0) \cdot \exp(-b) / \int_{\sqrt{b}}^{\infty} \exp(-\eta^2) d\eta$$

Здесь  $b = v_0^2 \cdot r / (3 \cdot a'_0 \cdot v_f)$ ;  $j$  - поток массы вещества,  $a'$  - температуропроводность жидкости,  $\lambda$  - теплопроводность,  $\sigma$  - поверхностное натяжение; индексами ', '' обозначены свойства жидкости и пара, соответственно; индексом 0 - значения величин на поверхности разрыва со стороны жидкости; индексом 1 - на поверхности разрыва со стороны пара (на внешней стороне слоя Кнудсена).

В невязком приближении уравнение для стационарного движения жидкости сводится к уравнению Бернулли. Для центральной линии тока это уравнение имеет вид

$$P'_\infty + \rho'_l \cdot v_f^2 / 2 = P_0 + \rho'_0 \cdot v_0^2 / 2,$$

где  $\rho'_l$  - плотность жидкости при температуре  $T_t$ .

Анализ фотографий процесса флэшинг, приведенных в литературе, показал, что главные радиусы кривизны межфазной поверхности на фронте испарения, в первом приближении, можно считать равными

$$r = r_a = r_b = 2 \cdot \sigma_0 / (P_1 - P_\infty).$$

Теплота парообразования определена с учетом метастабильности жидкости на поверхности разрыва:

$$H_* = H_{s1} - (c'_{p0} \cdot T_0 - c'_{ps1} \cdot T_{s1}),$$

где  $H_{s1}, c'_{ps1}$  - теплота парообразования и теплоемкость жидкости при температуре насыщения  $T_{s1}$ , соответствующей давлению пара  $P_1$  на внешней стороне слоя Кнудсена.

Параметры пара на внешней стороне слоя Кнудсена рассчитывались по неравновесной теории испарения для многоатомного пара, приведенной в [7]

$$\sqrt{T_1/T_0} = \left\{ \sqrt{\pi M_*^2 + 4(m+4)^2} - \sqrt{\pi} M_* \right\} / (2m+8),$$

$$P_0/P_1 = 2 \cdot \exp(-M_*^2) / [E + G\sqrt{T_1/T_0}],$$

$$M_* = v_1 / \sqrt{2RT_1/\varepsilon} = M_1 \sqrt{(m+5)/(2m+6)},$$

$$E = \exp(-M_*^2) - \sqrt{\pi} M_* \operatorname{erfc}(M_*),$$

$$G = (2M_*^2 + 1) \operatorname{erfc}(M_*) - 2M_* \exp(-M_*^2) / \sqrt{\pi},$$

$$m = (5 - 3\gamma_1) / (\gamma_1 - 1),$$

где  $\varepsilon$  - молекулярная масса;  $R$  - универсальная газовая постоянная;  $\gamma$  - показатель адиабаты,  $M$  - число Маха. Для определения плотности пара на внешней стороне слоя Кнудсена использовалось уравнение состояния для реального газа. Это уравнение использовалось так же для определения местной скорости звука на внешней стороне слоя Кнудсена по формуле

$$u_1 = \sqrt{\gamma_1 (\partial P / \partial \rho''_1)_T}$$

Недостающая связь между параметрами  $v_1, \rho''_1$  и  $T_1$  определялась соотношениями [8]

$$v_1 = u_1 \text{ при } u_1 \leq W; \quad v_1 = W \text{ при } u_1 > W, \text{ где}$$

$$W = (P_1 - P_\infty) \cdot \sqrt{2 / \left\{ \rho_\infty'' \left[ P_1 (\gamma_\infty + 1) + P_\infty (\gamma_\infty - 1) \right] \right\}}.$$

Исследования гетерогенного и гомогенного взрывного кипения проводились в условиях большого объема, когда динамическое воздействие фронтов испарения на метастабильную жидкость несущественно. При расчетах по изложенной выше модели давление в метастабильной жидкости при взрывном кипении  $P'_\infty$  принималось равным давлению в метастабильной жидкости до вскипания. Было получено выражение для скорости распространения фронта испарения при взрывном кипении

$$v_{f'} = j \cdot \sqrt{2 \cdot \left[ 1 / \rho_1'' - 1 / (2 \cdot \rho_0') \right] / \rho_1'}.$$

Согласно модели высокие скорости роста возмущений на межфазной поверхности, на порядок превышающие скорость испарения жидкости на фронте, обусловлены действием реактивных силы на межфазную поверхность при интенсивном испарении. Расчеты по модели согласуются с имеющимися в литературе данными по динамике гетерогенного и гомогенного взрывного кипения. В модели содержится информация о пороговом характере возникновения фронтов испарения.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты по изложенной выше модели показали, что температура жидкости на фронте испарения существенно превышает температуру насыщения на внешней стороне слоя Кнудсена и температуру насыщения в паровой области. Этим обусловлена высокая интенсивность парообразования, его взрывообразный характер.

Вследствие неоднородного распределения температуры на межфазной поверхности возникает тангенциальная сила, направленная от мест с меньшим поверхностным натяжением к местам с большим поверхностным натяжением. Это приводит к движению жидкости от фронта испарения к основанию возмущения, растущего в метастабильной жидкости. Жидкость под действием термокапиллярных сил выбрасывается в виде капель в паровую область.

Экспериментальные исследования флэшинга проводят обычно в вертикальных трубах, заглушенных снизу. Это обстоятельство обуславливает некоторые особенности распространения фронтов испарения при этом явлении. После прохождения волны разряжения, обусловленной сбросом давления, в жидкости устанавливается давление, равное давлению над поверхностью жидкости  $P_\infty$ . Затем на поверхности метастабильной жидкости происходит интенсивное испарение, приводящее к потере устойчивости межфазной поверхности и возникновению фронтов испарения.

Поскольку скорость фронтов испарения при  $P'_\infty = P_\infty$  на порядок превышает скорость испарения

жидкости на фронте и поскольку труба, в которой находится метастабильная жидкость, снизу заглушена, распространение фронтов испарения вызывает рост давления  $P'_\infty$  в метастабильной жидкости. Это приводит к снижению скорости распространения фронтов испарения. Снижение скорости фронтов испарения происходит до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между силами, действующими на межфазную поверхность жидкость - пар со стороны метастабильной жидкости и паровой области. Образно говоря, фронты испарения действуют как поршни, создавая в метастабильной жидкости противодействие. Такое равновесие неустойчиво, поскольку распределение сил, действующих на межфазную поверхность со стороны паровой области неравномерно. Из-за прорыва жидкости между фронтами испарения в паровую область происходит снижение давления в метастабильной жидкости. Это приводит к увеличению скорости фронтов испарения и, следовательно, к росту давления в жидкости, пока снова не установится равновесие сил, действующих на межфазную поверхность. Такой цикл повторяется в течение всего процесса флэшинг. Этим объясняются пульсации давления в жидкости и скорости распространения двухфазной области (фронтов испарения), наблюдаемые в опытах.

При уменьшении скорости распространения фронта испарения в результате действия противодействия и даже при его остановке (когда противодействие становится равным по величине импульсу отдачи пара и видимая скорость распространения межфазной поверхности жидкость - пар в этом случае равна скорости испарения жидкости на фронте) распределение температуры на фронте испарения остается неизменными, поскольку поступление метастабильной жидкости к фронту испарения обеспечивается термокапиллярными силами.

Оценкой сверху скорости распространения двухфазной области в метастабильную жидкость при явлении флэшинг могут служить расчеты по модели скорости фронта испарения при  $P'_\infty = P_\infty$  (для большого объема). Для оценки снизу можно взять расчеты для предельного случая, когда давление в жидкости устанавливается равным по величине импульсу отдачи пара на фронте испарения  $P'_\infty = j^2 / \rho_1''$  (когда фронты испарения из-за действия на них противодействия останавливаются). В этом случае скорость распространения двухфазной области в метастабильную жидкость равна скорости испарения жидкости на фронте испарения  $v_0 = j / \rho_0'$ .

На рисунке 3 представлены результаты расчетов для пропана (а) и бутана (б). Здесь же приведены экспериментальные данные Рейнке и Ядигароглу [9] по скорости распространения двухфазной области при явлении флэшинг для этих жидкостей. Можно видеть, что расчетные значения пороговых

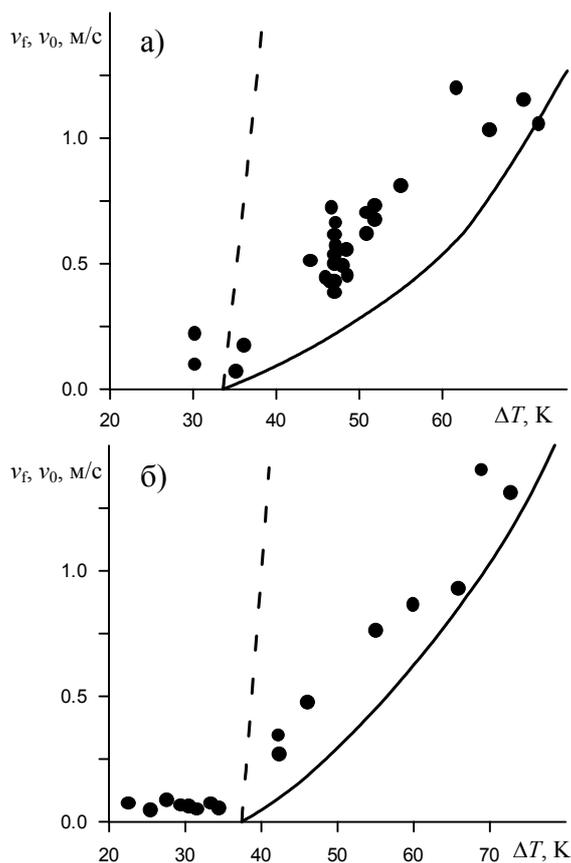


Рис. 3 Сопоставление данных работы [9] по скорости распространения двухфазной области в метастабильном пропане (а) и бутане (б) при процессе флэшинг с расчетными значениями  $v_f$  (штриховая линия) и  $v_0$  (сплошная линия) по модели.

перегрева, выше которых наблюдается явление флэшинг, довольно близки к экспериментальным значениям. При низких уровнях метастабильности жидкости (вблизи пороговых значений) экспериментальные данные по скорости распространения двухфазной области близки к расчетным значениям для скорости фронта испарения для большого объема. В этих случаях давление в жидкости, создаваемое фронтами испарения не столь велико, чтобы оказывать влияние на скорость их распространения. По мере увеличения перегрева жидкости значения экспериментальных данных приближаются к расчетным значениям для скорости испарения на фронте испарения и при перегревах более 60 К их значения становятся близкими для рассматриваемых жидкостей. Фактически при высоких уровнях метастабильности жидкости фронты испарения из-за действия на них противодавления останавливаются.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-5234.2006.1

### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$a$  температуропроводность,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  
 $c_p$  удельная теплоёмкость,  $\text{Дж}/\text{кг}$ ;  
 $H$  теплота парообразования,  $\text{Дж}/\text{кг}$ ;

$j$  поток массы вещества,  $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  
 $P$  давление, Па;  
 $R$  универсальная газовая постоянная,  $\text{Дж}/(\text{К} \cdot \text{кмоль})$ ;  
 $T$  температура, К;  
 $v$  скорость, м/с;  
 $v_0$  скорость испарения жидкости на фронте испарения, м/с;  
 $v_1$  скорость пара на внешней стороне слоя Кнудсена, м/с;  
 $v_f$  скорость фронта испарения, м/с;  
 $\Delta T$  перегрев жидкости относительно температуры насыщения, К;  
 $\lambda$  теплопроводность,  $\text{Вт}/(\text{К} \cdot \text{м})$ ;  
 $\rho$  плотность,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  
 $\sigma$  поверхностное натяжение, Н/м.

Индексы:

" жидкость;  
 " пар;  
 $\infty$  бесконечность;  
 0 на фронте испарения со стороны жидкой фазы;  
 1 на фронте испарения со стороны пара (на внешней стороне слоя Кнудсена);  
 f фронт;  
 s насыщение.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Turner E.** Shock tube experiments involving phase changes. // *Ind. Engng. Chem. Process Design and Development*. 1962. V. 1. N 2. P. 84 - 89.
2. **Grolmes M.A., Fauske H.K.** Axial propagation of free surface boiling into superheated liquids in vertical tubes. // *Fifth Intern. Heat Transfer Conf. London*, 1974. V. 4. P. 30 - 34.
3. **Hill L.G., Sturtevant B.** An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid. // *Adiabatic Waves in Liquid - Vapor Systems* (eds. G.E.A. Meier, P.A. Thompson). JUTAM Symposium Gottingen 28.8. - 1.9.1989. Springer - Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Kong Kong, 1990. P. 26 - 37.
4. **Авксентюк Б.П. Овчинников В.В., Плотников В.Я.** Динамика вскипания жидкости в области высоких перегревов. // *Теплообмен в парогенераторах. Материалы Всесоюзной конф. Новосибирск*, 1988. С. 304 - 308.
5. **Shepherd J.E., Sturtevant B.** Rapid evaporation at the superheat limit. // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 121. P. 379 - 402.
6. **Avksentyuk B.P. Ovchinnikov V.V.** Dynamics of an explosive boiling of drops at the limit superheat. // *CD "Third International Conference on Multiphase Flow, "ICMF'98". Lyon, France, June 8 - 12, 1998. file P152.pdf.*
7. **Cercignani C.** Strong evaporation of polyatomic gas. // *Rarefied Gas Dynamics*. Ed. Fisher S.S., AIAA, N.Y.. 1981. Part 1. P. 305 - 320.
8. **Корнеев В.В.** О возможности определения коэффициента конденсации воды из экспериментов по лазерному испарению. // *ТВТ*. 1990. Т. 28. № 3. С. 536 - 539.
9. **Reinke P., Yadigaroglu G.** Surface boiling of superheated liquid. // *Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*, G.P. Celata and R.K. Shah (Editors). Edizioni ETS. 1995. P.1155 - 1162.