

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182+551.510.42

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов

**ВЗРЫВНОЕ ВСКИПАНИЕ КРУПНЫХ ВОДНЫХ КАПЕЛЬ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Представлены результаты численных исследований процесса взрывного вскипания водных капель в поле излучения интенсивного CO₂-лазера. Теоретическая модель взрыва жидкой частицы основывается на совместном решении граничной задачи температуропроводности внутри неоднородно нагреваемой капли и кинетических уравнений процесса генерации паровой фазы в перегретой (метастабильной) жидкости. Исследованы основные характеристики процесса взрывного вскипания капли (степень взрывного испарения, время взрыва, энергетический порог взрыва), и установлена их зависимость от скорости нагрева жидкой частицы и ее радиуса. Представленные в статье результаты указывают на то, что с точки зрения характера протекания процесса взрывного вскипания капель можно выделить два режима – медленного и быстрого нагрева. Это разбиение отражает конкуренцию реальных физических процессов в облученной капле и позволяет выделить основные черты процесса взрыва.

Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с поглощающими жидкими частицами является предметом многих теоретических и экспериментальных исследований [1–9]. Известно, что под воздействием лазерного излучения поглощающие капли испаряются, а при определенных условиях (при превышении скорости их нагрева некоторой пороговой величины) испарение жидких частиц приобретает взрывной характер [1, 2, 10]. При этом, поскольку жидкость во внутренних областях частицы значительно перегрета [2], она вскипает практически мгновенно (по сравнению с общим временем нагрева капли до взрыва), а возникающие паровые пузыри приводят к разрушению капли с образованием двухфазной смеси паросколки. Такой режим испарения называют фазовым взрывом [1, 2], или взрывом-фрагментацией [1]. Необходимо отметить, что при скоростях нагрева поглощающих капель, больших 10¹¹ К/с, может реализоваться другой режим взрыва – закритический [1], когда жидкость в области перегрева капли переходит в газообразное состояние, минуя критическую точку.

Проведенные ранее исследования [4] по взрыву однородно поглощающих капель ($\alpha_{ab} a_0 < 1$, α_{ab} – коэффициент поглощения жидкости; a_0 – начальный радиус частицы) показали, что вся последующая послевзрывная эволюция области взаимодействия излучения с аэрозолем (и прежде всего ее оптические характеристики) в значительной степени определяются такими параметрами процесса взрывного вскипания капель, как степень взрывного испарения, время взрыва, дисперсный состав фрагментов разрушения. Была установлена существенная зависимость данных параметров прежде всего от скорости нагрева частицы. Однако вопрос о том, какова эта зависимость для крупных частиц, остался невыясненным. Ответу на этот вопрос и были посвящены наши исследования, результаты которых представлены ниже.

В [4] показано, что одним из основных интегральных критериев процесса взрыва является степень взрывного испарения капли X_{ex} , определяемая, как

$$X_{ex} = M_v/M_0,$$

где M_v – масса пара, образовавшегося в результате взрыва капли начальной массы M_0 .

Генерация паровой фазы в частице связана с появлением паровых пузырей в метастабильной жидкости и их последующим ростом. Таким образом,

$$X_{ex} = \frac{1}{M_0} \int_0^{t_{ex}} dt' \int_{V_L} J[T(\mathbf{r})] m_v(t_{ex} - t') dV, \quad (1)$$

где J – скорость гомогенной нуклеации [11]; m_v – масса пара в растущем пузыре, появившемся в момент времени t' ; V_L – объем метастабильной жидкости; t_{ex} – время взрывного вскипания (взрыва) капли.

Определим время взрывного вскипания капли t_{ex} как время с начала нагрева до момента реализации степени взрывного испарения X_{ex} . Время взрыва, таким образом, складывается из времени нагрева до температуры взрывного вскипания и времени образования паровой фазы до момента разрушения частицы.

Термодинамическим пределом степени взрывного испарения X_{ex}^t является

$$X_{ex}^t = \frac{1}{Q_e M_0} \int_{V_L} \rho_L C_p [T(\mathbf{r}, t_{ex}) - T_B] dV, \quad (2)$$

где Q_e – удельная теплота испарения жидкости; T_B – температура нормальной точки кипения; ρ_L , C_p – плотность и удельная изобарная теплоемкость жидкости соответственно. Соотношение (2) означает, что все тепло, запасенное в метастабильных областях капли, расходуется только на испарение жидкости в паровые пузыри. Из (2) следует, что при П-образном профиле температуры внутри частицы $X_{ex}^t \cong 0,41$.

Температура, при которой протекает взрыв, как правило, находится в интервале $T_{ex} \cong 578 \div 593$ К при атмосферном давлении. Причем $T_{ex} \cong 578$ К соответствует случаю вскипания жидкости в относительно большом объеме, а $T_{ex} \cong 593$ К – температура спинодали, при которой происходит катастрофический рост числа паровых центров в жидкости.

Глубина захода жидкости в метастабильную область определяется прежде всего скоростью закачки световой энергии в каплю и размерами области энерговыделения, зависящими от размера самой частицы. Параметры взрыва (скорость разлета перегретых слоев, фазовый и дисперсный состав продуктов взрыва) зависят от степени перегрева жидкости.

В [2, 4] было показано, что условие наступления взрыва жидкой частицы соответствует выполнению равенства

$$\int_0^{t_{ex}} dt' \int_{V_L} J [T(\mathbf{r})] m_v(t_{ex} - t') dV = \frac{1}{Q_e} \int_{V_L} \rho_L C_p [T(\mathbf{r}, t_{ex}) - T_B] dV, \quad (3)$$

где левая часть – это масса пара M_v в паровых пузырях, накопившаяся к моменту взрыва, а правая – максимально возможное значение этой массы при взрывном испарении перегретой жидкости. Соотношение (3) определяет время взрыва капли t_{ex} и степень взрывного испарения X_{ex} ($X_{ex} = M_v(t_{ex})/M_0$).

Масса пара m_v в паровом пузыре с радиусом a_d может быть определена, как

$$m_v(t_{ex} - t') = 4/3 \pi \rho_v \left[\int_{t'}^{t_{ex}} v_v dt \right]^3,$$

где ρ_v – плотность пара. Скорость роста пузыря v_v зависит от температуры жидкости в его окрестности. Начальные значения v_v находятся в диапазоне $\sim 40 \div 20$ м/с. В модели Рэлея $v_v \cong 100$ м/с. В данной статье мы не проводили решения полной задачи роста парового пузыря в перегретой жидкости (см., например, [12]), а ограничились модельными представлениями, в которых $v_v = \text{const}$ [4].

Параметры, определяемые ниже, имеют важное значение для изучения динамики процесса взрыва:

– локальная степень испарения перегретых областей частицы

$$X_{loc} = M_v(t_{ex}) / M_m(t_{ex})$$

где $M_m = \int_{V_L(T > T_B)} \rho_L dV$ – масса метастабильной жидкости в капле;

– суммарное число паровых пузырей, появившихся к моменту взрыва,

$$N_v = \int_{V_L(T>T_B)}^{t_{ex}} dV \int_0^{t_{ex}} J dt,$$

средний размер пузыря \bar{a}_p , дающий представление о дисперсности конденсированной фазы продуктов взрыва [4].

Мы ограничимся рассмотрением только изобарных режимов нагрева. Условие изобарности означает, что за время, много меньшее времени взрыва капли t_{ex} , должен происходить сброс давления из вскипающих областей масштаба L , т.е. $t_{ex} \gg t_s = L/c_s$, где c_s – скорость звука в жидкости. Данное условие накладывает ограничения на максимальную скорость нагрева J_h . Оценки показывают, что при $J_h \leq 10^{10}$ К/с процесс нагрева каплю можно рассматривать как изобарный. Очевидно, что неизобарность нагрева должна привести к замедлению процесса взрывного вскипания, так как частота гомогенной нуклеации и скорость роста паровых пузырей уменьшаются с ростом давления в жидкости [11].

Математическая постановка задачи о нагреве сферической частицы световым излучением включает в себя уравнение теплопроводности в капле (записанное в сферической системе координат) и соответствующие начальные и граничные условия [9]:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(a_L r^2 \frac{dT}{dr} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(a_L \sin \theta \frac{dT}{d\theta} \right) + Q(r, \theta, R), \quad (4)$$

где $0 < r < R(\theta, t)$, $0 < \theta < \pi$, $t > 0$.

На поверхности капли $r = R(\theta, t)$

$$\lambda_L \left(\frac{dT}{dr} - \frac{1}{r^2} \frac{dR}{d\theta} \frac{dT}{d\theta} \right) \left(1 + \left(\frac{dR}{d\theta} \right)^2 \right)^{-1/2} = \rho_L Q_e(T^*) \left(\frac{dR(\theta, t)}{dt} - \frac{dR(\theta, 0)}{dt} \right);$$

$$\frac{dR(\theta, t)}{dt} = -C \exp \left[-\frac{\rho_L Q_e(T^*)}{n_d k_B T^*} \right]; \quad T^* = T(R, \theta, t); \quad (5)$$

$$|T(0, \theta, t)| < \infty, \quad \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0; \quad \left. \frac{dT}{d\theta} \right|_{\theta=\pi} = \left. \frac{dT}{d\theta} \right|_{\theta=0} = 0.$$

Начальные условия:

$$T(r, \theta, 0) = T_0; \quad R(\theta, 0) = a_0.$$

Здесь $Q(r, \theta, R) = \frac{4\pi n k I B}{\lambda C_p \rho_L}$; $B = \frac{1}{E_0^2} (E_r E_r^* + E_\theta E_\theta^* + E_\phi E_\phi^*)$; $E_i (i = r, \theta, \phi)$; T – температура точки внутри капли; λ_L – коэффициент теплопроводности вещества частицы; I – интенсивность излучения; n_d, k_B – число молекул в единице объема капли и постоянная Больцмана соответственно; n, κ – действительная и мнимая части показателя преломления жидкости.

В правой части граничного условия отсутствуют слагаемые, ответственные за теплообмен поверхности капли с окружающим ее газом и конвективный отток тепла от частицы. Это обусловлено тем, что по порядку величины данные теплотери в рассматриваемом диапазоне скоростей нагрева частицы ($\geq 10^7$ К/с) существенно меньше энергетических потерь капли на испарение [9].

Вид уравнения испарения капли (5) соответствует газокинетическому режиму [10], когда противодавлением воздушной среды и конденсацией молекул пара на каплю можно пренебречь. Значение C , зависящее от коэффициента конденсации, было выбрано, как и в [9], равным 10^6 см/с.

Процедура численного решения краевой задачи (4), (5) подробно описана в [9]. Следует лишь отметить, что при высоких интенсивностях падающего на каплю излучения ($I = 10^7$ – 10^8 Вт/см²) используемая в [9] разностная схема становится неустойчивой из-за большого температурного градиента в приповерхностных областях капли. Для устранения этой неустойчивости мы заменяли обратную разностную производную в выражении (5) на центральную.

Численное решение задачи (3)–(5) проводилось нами для ситуации воздействия на капли воды с $m = 1,18 - 0,082i$ неполяризованного излучения CO₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) при $T_0 = 283$ К, $\rho_L = 10$ кг/м³, $C_p = 4,18 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $Q_c = 2496 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\lambda_L = 0,6$ Вт/(м·К), $n_0 = 1$, $v_v = 40$ м/с. При расчетах не учитывалась температурная зависимость теплофизических параметров жидкости (C_p , ρ_L , λ_L , κ), так как уточнение характеристик взрыва капли, получаемое в противном случае, составляет не более 10% [9], что, как правило, меньше погрешности эксперимента.

На каждом временном слое в каждой пространственной ячейке сетки с объемом ΔV проверялось условие вскипания, соответствующее условию малости среднего времени ожидания появления парового пузыря в объеме ΔV по сравнению со временем нагрева этого объема до температуры в ячейке T_i . При выполнении данного условия температура в ячейке фиксировалась, т. е. оставалась неизменной вплоть до момента прекращения счета – выполнение соотношения (3). В каждый момент времени отдельно для теневого и освещенного полушарий капли определялась конфигурация зоны парообразования внутри частицы, ее объем V_{ex} , масса пара M_p , общее число паровых пузырей N_p , их средний размер $\bar{a}_d = M_p/N_p$.

Обратимся к результатам численных расчетов. На рис. 1, а,б показана конфигурация зон вскипания в каплях различного начального радиуса (главное сечение) при изменении скорости нагрева их излучением. Последнюю мы характеризовали параметром [3]

$$J_h = \frac{\alpha_{ab} w_p}{B_m \rho_L C_p t_p},$$

где w_p – плотность энергии в импульсе лазерного излучения, длительностью t_p ; B_m – максимальное по объему капли значение фактора неоднородности внутреннего оптического поля [9]. Для прямоугольного импульса

$$J_h = \frac{\alpha_{ab} I_0}{B_m \rho_L C_p t_p},$$

где I_0 – интенсивность излучения.

Как видно из рисунка, существует общая тенденция к расширению этой зоны с увеличением параметра J_h . Это связано с тем, что при малых скоростях нагрева скорость роста паровых пузырей, появившихся в местах максимума тепловыделения, сравнима или выше скорости образования новых паровых центров. Поэтому к моменту взрыва вскипанием охвачена лишь небольшая область внутри капли. При высоких скоростях нагрева $J_h > 10^9$ К/с наблюдается уже обратная ситуация: паровых пузырей становится много, и они не успевают существенно увеличить свои размеры, размер области вскипания увеличивается.

Интересная картина наблюдается для капли с $a_0 = 10$ мкм. При изменении J_h от 10^7 до 10^{10} К/с происходит перемещение зоны вскипания сначала из освещенной полусферы в теневую, а затем вскипает жидкость уже как в теневом полушарии, так и в освещенном (рис. 1, а).

Объяснение этому факту дает пространственная зависимость фактора B вдоль главного диаметра капель различного радиуса. Видно, что вблизи поверхности частицы ($a_0 = 10$ мкм) в теневой полусфере имеется узкий максимум B (см. кривые для B на рис. 2). При $J_h \cong 10^7$ К/с высокий температурный градиент, возникающий в этом месте, успевает «размазаться» за счет теплопроводности в холодные слои жидкости (рис. 2, а, кривая 1), и жидкость вскипает только в освещенной полусфере частицы, где градиент невысок. С ростом скорости нагрева профиль температуры в капле к моменту взрыва (рис. 2, а, кривая 3) практически повторяет профиль B , и поэтому условие (3) выполняется уже в обоих полушариях.

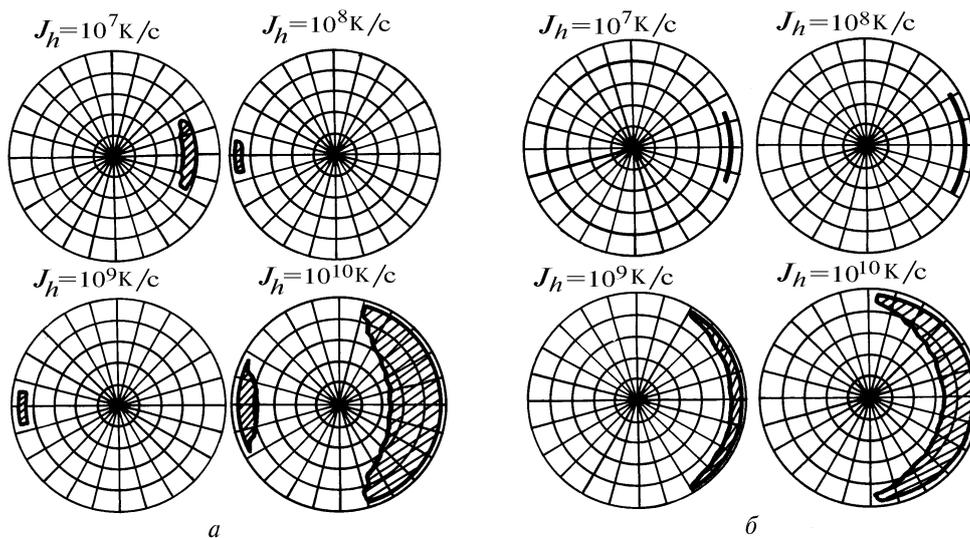


Рис. 1. Конфигурация зон взрывного вскипания (заштриховано) водных капель различного начального радиуса $a_0 = 10$ (а) и 25 мкм (б) при изменении скорости их нагрева излучением (направление распространения излучения справа налево)

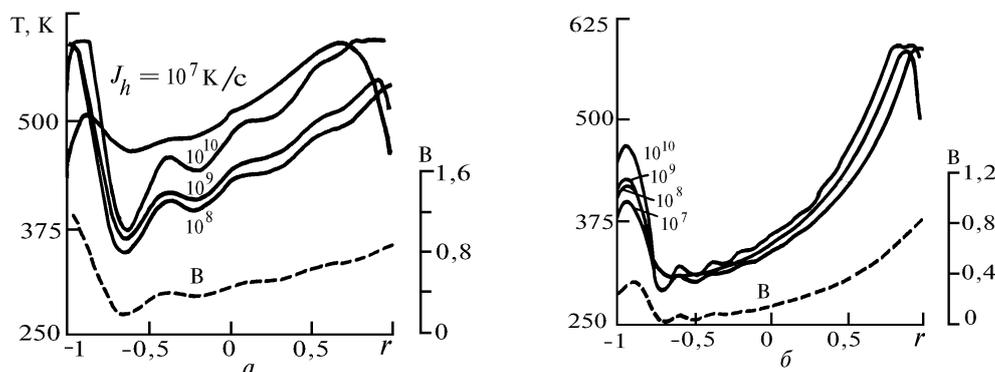


Рис. 2. Профиль температуры (главное сечение) внутри капель с $a_0 = 10$ (а) и 25 мкм (б) к моменту их взрыва для различных значений скорости нагрева (штриховая линия – профиль B)

На рис. 3 приведена зависимость степени взрывного испарения X_{ex} от скорости нагрева капль различного начального радиуса. Из рисунка следует, что вид зависимости $X_{ex}(J_h)$ определяется характером поглощения излучения в капле (однородное, неоднородное). Действительно, для однородно поглощающих частиц $a_0 < (2\alpha_{ab})^{-1}$, начиная с некоторого значения J_h (соответствующего пороговой скорости нагрева J_h^*), наблюдается монотонное возрастание степени испарения, а затем быстрое ее насыщение. Когда поглощение излучения в капле существенно неоднородно [$a_0 \approx (2\alpha_{ab})^{-1}$], X_{ex} сначала падает при увеличении J_h , а впоследствии также резко растет, стремясь к предельному значению на спинодали: $X_{ex}^l = 0,41$. Наличие минимума в зависимости $X_{ex}(J_h)$ для $a_0 = 10$ мкм объясняется упомянутым выше переходом зоны вскипания из освещенной полусферы капли в теньную, что приводит к уменьшению вскипающего объема V_{ex} (рис. 4). С увеличением радиуса частиц $a_0 > (2\alpha_{ab})^{-1}$ провал в зависимости $X_{ex}(J_h)$ практически исчезает. Степень взрывного испарения слабо зависит от скорости нагрева в пределах большей части рассматриваемого интервала J_h , и лишь при $J_h \sim 10^{10}$ К/с начинается ее увеличение.

Поведение локальной степени испарения X_{loc} практически повторяет зависимость X_{ex} для однородного случая (рис. 3, кривая 1), т.е. X_{loc} варьирует в диапазоне $0,10 \div 0,4$ при изменении J_h от 10^7 до 10^{10} К/с.

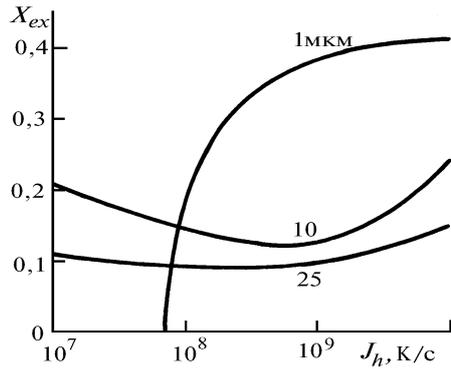


Рис. 3. Зависимость степени взрывного испарения капель различного радиуса от скорости их нагрева

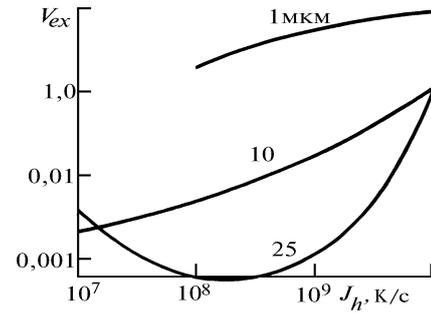


Рис. 4. Зависимость нормированного объема вскипающих зон от параметра J_h

Численные исследования пороговой плотности энергии излучения w_{ex} , необходимой для взрыва водной капли, показали, что в рассматриваемом диапазоне скоростей тепловой накачки $J_h < 10^{10}$ К/с параметр w_{ex} слабо зависит как от J_h , так и от начального размера частицы (рис. 5). Что касается времени взрыва, то, как видно из рис. 6, $t_{ex} \sim 1/J_h$ и практически не зависит от a_0 . Это свидетельствует о том, что основные параметры процесса инициирования фазового взрыва поглощающих капель произвольного радиуса (время взрыва t_{ex} , пороговая плотность энергии w_{ex}) достаточно универсально могут быть описаны соответствующими соотношениями для однородно поглощающих частиц:

$$t_{ex} \cong \frac{(T_s - T_0)}{J_h}; \quad w_{ex} \cong \frac{\rho_L C_p (T_s - T_0)}{a_{ab}}.$$

Скорость роста парового пузыря v_v , используемая в модели, как показывают расчеты, влияет лишь на общее число пузырей и их средний размер и практически не оказывает влияния на остальные интегральные характеристики процесса: – степень испарения X_{ex} и пороговую плотность энергии взрыва w_{ex} . Так, расчеты, проведенные при меньшем значении скорости роста $v_v = 20$ м/с, выявили, что N_v увеличивается примерно в 2 раза, в то время как изменение X_{ex} и w_{ex} составляет не более 5%.

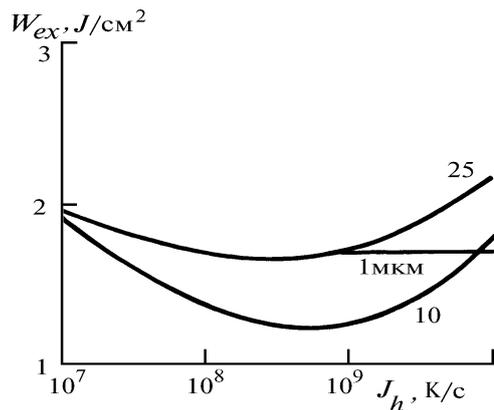


Рис. 5. Зависимость плотности лазерной энергии, необходимой для взрыва капли от скорости нагрева

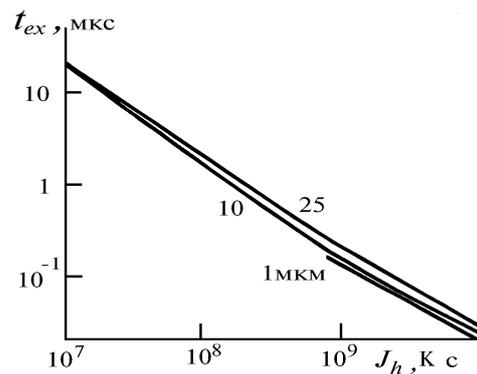


Рис. 6. Время взрыва капли в зависимости от скорости нагрева

Представленные результаты указывают на то, что, с точки зрения характера протекания процесса взрывного вскипания крупных капель, можно выделить два режима: режим медленного и быстрого нагрева. Хотя это разбиение достаточно условно, оно отражает конкуренцию

реальных физических процессов в облученной капле и позволяет выделить основные, характерные для данного режима черты.

В первом режиме процесс теплообмена между слоями жидкости играет решающую роль в формировании температурного профиля внутри капли. В результате этого вскипание происходит, в первую очередь, там, где температурный градиент был первоначально низок, т. е. в освещенной полусфере частицы. Начинаясь здесь бурная нуклеация паровой фазы приводит к взрыву капли прежде, чем вскипают другие, первоначально более холодные области жидкости. Данный режим нагрева характеризуется небольшой степенью испарения X_{ex} и относительно большими временами взрыва t_{ex} . Число паровых пузырей N_v при этом невелико (рис. 7).

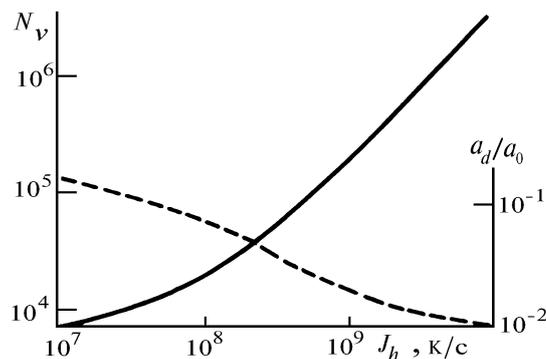


Рис. 7. Число паровых пузырей (сплошная линия), образовавшихся к моменту взрыва капли с $a_0 = 10$ мкм, и их средний размер (штриховая линия) в зависимости от параметра J_h

В режиме быстрого нагрева теплопроводность уже не успевает заметно сгладить профиль температуры в капле, и поэтому в отличие от предыдущего режима вскипание начинается в областях с максимальным значением фактора B . Скорость нагрева жидкости излучением становится сравнимой со скоростью процесса генерации пара во вскипающих зонах, что приводит к вовлечению в процесс нуклеации все новых и новых областей капли. Число паровых центров N_v при этом растет, а их средний размер \bar{a}_d уменьшается. Для данного режима характерны большие, близкие к предельным значениям степени взрывного испарения X_{loc} и короткие времена взрыва t_{ex} .

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 224 с.
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 256 с.
3. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М. и др. //Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. С. 45–49.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 5. С. 33–39.
5. Autric M., Caressa J.P. et al. //Proceed. of the fifth GCL Symp. Oxford, 1984. P. 105–109.
6. Pinnick R.G., Biswas A., Armstrong R.L. et al. // Appl. Optics. 1990. V. 29. N 7. P. 918.
7. Xie J.G., Ruekgauer T.E., Armstrong R.L. //Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. N 23. P. 2988.
8. Park B.-S., Biswas A., Armstrong R.L., Pinnick R.G. //Opt. Lett. 1990. V. 15. N 4. P. 206.
9. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
10. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 312 с.
11. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник /Скрипов В.П., Синицын Е.Н., Павлов П.А. и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
12. Лоскутов В.С., Стрелков Г.М. //Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 53. Вып. 5. С. 888–892.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
29 июля 1993 г.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Explosive Boiling-up of Large Water Droplets Irradiated by an Intense Laser Radiation.

This paper presents some results of numerical calculations concerning the water droplet explosion process by an intense CO₂-laser radiation. The theoretical model of a droplet explosion was constructed based on solution of the boundary problem of thermal conductivity within an inhomogeneously heated droplet and of the kinetic equation of vapor generation in a superheated (metastable) liquid. The main characteristics of droplet boiling up process (degree of explosive vaporization, time of explosion, energy threshold) were investigated. It was established that these characteristics depend on the heating rate of a droplet and its radius. The results presented are indicative of the fact that the droplet heating regimes can be distinguished from the point of view of the behavior of the process of explosive boiling up of large droplets, namely, slow heating regime and rapid heating regime. This division represents the competition of real physical processes in an irradiated droplet and makes it possible to separate out the basic specific features of the explosion process.