

УДК 536.33: 537.32

## Моделирование эффекта генерирования электрического сигнала в воде под действием лазерного излучения

С. Н. Андреев, Л. А. Кулевский

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*Разработана модель недавно открытого эффекта генерирования электрического сигнала в воде, нагреваемой лазерным излучением с интенсивностью ниже порога плазмообразования. Получено, что амплитуда электрического сигнала, обусловленного диффузионным разделением ионов  $H^+$  и  $OH^-$ , в отсутствие взрывного вскипания воды не превышает 10 мВ. В случае возникновения взрывного вскипания и формирования паровой полости, в которой напряженность электрического поля в десятки раз больше, чем в окружающей жидкости, амплитуда электрического сигнала достигает сотен милливольт.*

### Введение

Взаимодействию лазерного излучения с жидкой водой посвящено множество работ. Например, в [1] излучением рубинового лазера облучалась вода, подкрашенная медным купоросом для создания полосы поглощения. При этом наблюдался светогидравлический эффект, заключающийся в сильном увеличении давления за счет взрывного вскипания воды в области поглощения лазерной энергии, сопровождающийся выплескиванием воды из зоны облучения.

После создания твердотельных лазеров трехмикронного диапазона [2—4] появилась возможность обеспечить за достаточно короткое время (~100 нс) весьма высокий энергетический вклад в объем чистой воды благодаря сильной полосе поглощения в этой области длин волн (коэффициент поглощения  $\alpha \geq 10^4 \text{ см}^{-1}$ ). При взаимодействии интенсивного лазерного излучения трехмикронного диапазона с водой ее тонкий поверхностный слой оказывается перегретым значительно выше температуры кипения, распад которого сопровождается резким повышением давления вследствие взрывного вскипания. Свойства воды в перегретом метастабильном состоянии могут заметно отличаться от свойств в равновесном состоянии. В работах [5—13] исследовались проявления подобного метастабильного состояния при воздействии на воду трехмикронного излучения, при этом наблюдался ряд новых эффектов: увеличение пропускания воды с ростом мощности трехмикронного излучения; заметное уменьшение показателя преломления в области прозрачности; генерация звуковых импульсов, в том числе субнаносекундных.

Авторами работы [14] был обнаружен эффект генерирования электрического сигнала при воздействии на воду импульса гольмиевого YSGG:Cr<sup>3+</sup>:Yb<sup>3+</sup>:Ho<sup>3+</sup>-лазера на длине волны  $\lambda = 2,92 \text{ мкм}$  (энергия в импульсе ~10 мДж,

длительность  $\tau_l \sim 150 \text{ нс}$ , коэффициент поглощения в воде  $\alpha = 1,3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) с интенсивностью ниже порога плазмообразования. При экспериментах кюветы двух типов, наполненные дистиллированной водой, помещали между обкладками незаряженного конденсатора и облучали лазерными импульсами. Кювета первого типа была предназначена для облучения воды со свободной поверхностью, а второго типа — для облучения воды в замкнутом объеме, где процесс поверхностного испарения воды невозможен. При облучении воды в кюветах обоих типов на обкладках конденсатора регистрировалась разность потенциалов с амплитудой ~10 мВ.

Авторы работы [14] объясняли генерирование электрического сигнала следующим образом. При воздействии лазерного импульса на воду первоначальный ее нагрев происходит в тонком поверхностном слое (~1 мкм). Повышенная температура в перегретом слое сдвигает константу диссоциационного равновесия воды в сторону роста концентрации ионов  $H^+$  и  $OH^-$ . Продукты термической диссоциации диффундируют из зоны нагрева с разной скоростью, причем ион  $H^+$  движется с большей скоростью, чем ион  $OH^-$ , т. е. происходит разделение зарядов. В дальнейшем разделение зарядов тормозится возникшим электрическим полем, затем прекращается из-за остывания воды и, следовательно, рекомбинации ионов. Были получены оценочные значения амплитуды электрического сигнала, обусловленного диффузионным разделением заряда,  $U \sim 4 \text{ мВ}$ , при этом подчеркивался предварительный характер предложенной интерпретации. Однако возможности проведения более подробного изучения обнаруженного эффекта в этой работе были ограничены малыми амплитудами регистрируемого электрического сигнала, обусловленными низкой энергией применявшегося в экспериментах лазера.

В [15, 16] были представлены результаты исследований эффекта генерирования электрического сигнала при взаимодействии с водой и рядом других полярных жидкостей мощного нецепного электроразрядного HF-лазера, в спектре которого ( $\lambda = 2,6\text{—}3,1$  мкм) также присутствуют линии с экстремально большими ( $\alpha \geq 10^4$  см<sup>-1</sup>) коэффициентами поглощения в воде, а также CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм (коэффициент поглощения в воде  $\alpha = 980$  см<sup>-1</sup>) при интенсивностях излучения ниже порогов плазмообразования. Высокая энергия HF- и CO<sub>2</sub>-лазеров по сравнению с данными [14] позволила увеличить регистрируемый электрический сигнал более чем на два порядка, что существенно расширило возможности набора данных, необходимых для интерпретации наблюдаемого явления. При облучении импульсами HF- и CO<sub>2</sub>-лазеров свободной поверхности воды, а также импульсами HF-лазера воды, поверхность которой закрывалась прозрачной пластиной из плавленного кварца, были зарегистрированы электрические сигналы с амплитудами  $\sim 10$  В и длительностями  $\sim 1$  мс. Из других исследованных в [16] полярных гидроксилсодержащих жидкостей (спирты), заметный электрический сигнал наблюдался лишь в глицерине.

В результате проведенных экспериментов [15—17] были получены зависимости амплитуд электрического сигнала от энергии лазерного излучения, измерены пороги объемного взрывного вскипания воды при тех же условиях фокусировки излучения и установлена однозначная связь эффекта генерирования электрического сигнала с процессом объемного взрывного вскипания воды в случае как свободной, так и зажатой поверхности.

На качественном уровне наблюдаемое явление было интерпретировано следующим образом.

В случае облучения свободной поверхности электрический сигнал генерируется в результате объемного взрывного вскипания воды, сопровождающегося сбросом и разбрызгиванием ее перегретого поверхностного слоя, разрушением электрического слоя на поверхности и разлетом электризованной паракапельной смеси (баллоэлектрический эффект).

В случае облучения поверхности воды, закрытой прозрачной пластиной, генерирование электрического сигнала может происходить за счет разделения зарядов при отрыве поверхности воды от поверхности пластины паровым пузырем, образующимся в результате объемного взрывного вскипания, и перемещения заряженной поверхности воды при расширении и сжатии парового пузыря.

В настоящей работе предпринята попытка построения численной модели эффекта генерирова-

ния электрического сигнала в воде под действием лазерного излучения трехмикронного диапазона. Для простоты была выбрана геометрия, отвечающая закрытой поверхности воды. Это позволило не рассматривать такие процессы, как поверхностное испарение, взрывное вскипание и разбрызгивание перегретого поверхностного слоя, имеющие место при облучении свободной поверхности воды. В модель закладывались предположения о механизме генерирования электрического сигнала. В нагреваемом во время лазерного воздействия тонком слое воды происходят термическая диссоциация и первоначальное разделение зарядов вследствие разной скорости диффузии ионов H<sup>+</sup> и OH<sup>-</sup>. При достижении температуры предельного перегрева в максимуме температурного профиля происходит взрывное вскипание, и образуется паровая полость, границы которой оказываются заряженными. В дальнейшем процессы разделения зарядов и генерирования электрического сигнала происходят с учетом динамики расширения и сжатия паровой полости в ходе охлаждения жидкости.

Рассматриваемая нами модель описывает процесс генерирования электрического сигнала в период времени от начала воздействия лазерного импульса на воду до захлопывания паровой полости вследствие охлаждения жидкости, по расчетам, порядка 100 мкс. Последующие кавитационные процессы при захлопывании паровой полости, нередко сопровождающиеся явлениями электрического пробоя и сонолюминесценции (см. [18] и цитированную там литературу), могут приводить к генерированию электрического сигнала и на более поздних временах (длительность сигналов, зарегистрированных в экспериментах [15—17], превышала 1 мс). Однако на данном этапе в нашей модели подобные процессы не рассматриваются.

Отметим, что в настоящей работе подробно не обсуждаются процессы лазерного нагрева и кинетики термической диссоциации воды, протекающие в интервале времени  $t < \tau_l$ , где  $\tau_l \sim 100$  нс — длительность лазерного импульса. Они представляют самостоятельный вопрос и будут описаны более подробно в отдельной публикации.

Основная цель настоящей работы — показать, что в рамках предложенной модели возможно генерирование электрических сигналов с амплитудами до 1 В, а также выяснить особенности поведения электрического сигнала, связанные со взрывным вскипанием и динамикой паровой полости.

## Постановка задачи

### Тепловая часть модели

На рис. 1 схематически показана геометрия рассматриваемой модели. В левом полупростран-

стве ( $z < 0$ ) расположен кварц, прозрачный для лазерного излучения, а в правом ( $z > 0$ ) — вода, нагреваемая лазерным импульсом с интенсивностью  $I(t) = I_0 \exp(-(t - 2t_0)^2/t_0^2)$  при  $t \geq 0$  (с максимальным значением  $I_0$  при  $t = 2t_0$ ). Для нахождения температурных профилей  $T_1(z, t)$  и  $T_2(z, t)$  в кварце и воде, соответственно, будем использовать следующие одномерные уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \chi_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \quad z < 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \chi_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c_2 \rho_2} e^{-\alpha z}, \quad z > 0, \quad (2)$$

где  $\chi_1$  — температуропроводность кварца;  
 $\chi_2, c_2(T), \rho_2(T)$  — температуропроводность, теплоемкость и плотность воды, соответственно;  
 $\alpha$  — коэффициент поглощения лазерного излучения в воде.

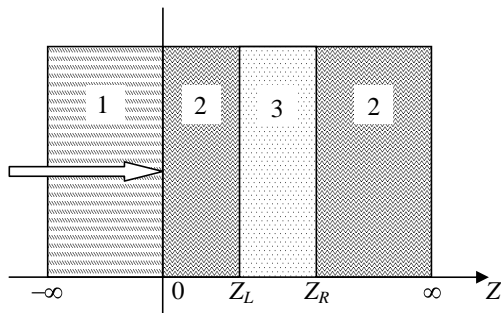


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии модели: 1 — кварц; 2 — вода; 3 — паровая полость;  $Z_L$  и  $Z_R$  — границы паровой полости. → — направление действия лазерного импульса

В начальный момент  $t = 0$  температуры воды и кварца считаются постоянными и равными  $T_1(z, 0) = T_2(z, 0) = T_0$ .

На границе раздела "кварц–вода" ( $z = 0$ ) формулируется условие постоянства теплового потока

$$\kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (3)$$

где  $\kappa_1 = \chi_1 c_1 \rho_1$  и  $\kappa_2 = \chi_2 c_2 \rho_2$  — теплопроводности кварца и воды, соответственно;  
 $c_1$  и  $\rho_1$  — теплоемкость и плотность кварца.

Граничные условия постоянства температур в глубине кварца и воды имеют вид

$$T_1(-\infty, t) = T_0; \quad (4)$$

$$T_2(\infty, t) = T_0. \quad (5)$$

В процессе нагрева воды лазерным импульсом в ней формируется температурный профиль с максимумом под поверхностью воды в точке  $z_{\max}(t) > 0$  из-за стока тепла через границу раздела. При достижении температуры предельного перегрева  $T_{th} \geq 0,9T_c$  [19], где  $T_c = 647$  К — критическая температура, в максимуме температурного профиля начинается процесс взрывного объемного вскипания, т. е. быстрого образования большого числа критических зародышей паровой фазы с размерами  $d_c \leq 10$  нм [19].

Предполагается, что за достаточно короткое время рост и слияние этих зародышей приводят к образованию в области первоначального температурного максимума полости с начальной шириной  $H_0 \propto d_c$ , ограниченной плоскими поверхностями  $z_L$  и  $z_R$  с температурами  $T_L$  и  $T_R$ , соответственно.

Под действием разности давления пара в полости и внешнего (атмосферного) давления происходит расширение (а после охлаждения — сжатие) паровой полости. Поглощение лазерного излучения в паровой полости в модели не учитывается, а распределение температуры и плотности пара в полости считается однородным.

После взрывного вскипания и образования новых границ раздела уравнения теплопроводности решаются в трех пространственных областях.

В левом полупространстве  $z < 0$  уравнение теплопроводности для кварца по-прежнему имеет вид (1) с граничными условиями (3) и (4). В области  $0 \leq z \leq z_L$  (между границей раздела  $z = 0$  и левой границей паровой полости) эволюция температурного профиля описывается уравнением (2) с граничным условием (3) и испарительным граничным условием в точке  $z = z_L$ :

$$\kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=z_L} = -L(T_L) g_m(T_L) - g_m^v(T_v) - g_E(T_L) - g_E^v(T_v), \quad (6)$$

где  $L(T)$  — равновесная теплота испарения воды;  
 $g_m(T)$  и  $g_E(T)$  — потоки массы и энергии из жидкости в паровую полость;

$g_m^v(T_v)$  и  $g_E^v(T_v)$  — потоки массы и энергии из паровой полости в жидкость;

$T_v$  — температура пара в полости.

Наконец, в области  $z = z_R$  уравнение теплопроводности модифицируется, т. е.

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \chi_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c_2 \rho_2} e^{-\alpha(z-H)}, \quad (7)$$

где  $H(t)$  — ширина паровой полости.

Граничное условие для уравнения (7) в точке  $z = z_R$  имеет вид

$$\kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=z_R} = L(T_R) g_m(T_R) - g_m^v(T_v) + g_E(T_R) - g_E^v(T_v). \quad (8)$$

В глубине жидкости граничное условие для уравнения (7) описывается формулой (5).

Потоки массы  $g_m(T)$ , импульса  $g_p(T)$  и энергии  $g_E(T)$  из жидкости в паровую полость определяют в рамках модели кнудсеновского слоя [13] и равны, соответственно:

$$g_m(T) = \frac{P_s(T)}{\sqrt{2\pi kT/m}} (1 - \lambda^{14}); \quad (9)$$

$$g_p(T) = \frac{P_s(T)}{2} (1 + \lambda^{15}); \quad (10)$$

$$g_E(T) = \frac{7}{4} \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} P_s(T) (1 - \lambda^{16}), \quad (11)$$

где  $P_s(T)$  — давление насыщенного пара при температуре  $T$ ;

$m$  — масса молекулы воды;

$k$  — постоянная Больцмана;  $\lambda = 0,89$  при числе Маха  $M = 1$  в потоке испаренного вещества не зависит от температуры [13].

Потоки из паровой полости  $g_m^v(T_v)$ ,  $g_p^v(T_v)$  и  $g_E^v(T_v)$  определяются выражениями (9)—(11), в которых вместо  $P_s(T)$  стоит давление пара  $P = (N/S)kT_v$ , где  $N$  — число частиц пара;  $S$  — площадь поперечного сечения паровой полости.

Для вывода уравнения эволюции температуры  $T_v$  пара в полости будем считать его идеальным газом и воспользуемся первым началом термодинамики

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt}, \quad (12)$$

где  $U = Nc_vT_v$  — внутренняя энергия;

$c_v$  — теплоемкость пара при постоянном объеме;

$Q$  — количество теплоты, подводимое к пару;

$W$  — работа, совершаемая паром при расширении.

Изменения во времени величин  $U$ ,  $Q$ ,  $N$  и  $W$  определяются формулами:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= c_v T_v \frac{dN}{dt} + c_v N \frac{dT_v}{dt} = \\ &= c_v T_v \frac{S}{m} g_m^\Sigma + c_v N \frac{dT_v}{dt}; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{dQ}{dt} = S g_E^\Sigma; \quad \frac{dN}{dt} = S g_m^\Sigma / m; \quad (14)$$

$$\frac{dW}{dt} = PS \frac{dH}{dt} = \frac{mT_v}{H} \frac{dH}{dt}, \quad (15)$$

где  $g_m^\Sigma = g_m(T_L) + g_m(T_R) - 2g_m(T_v)$ ;

$g_E^\Sigma = g_E(T_L) + g_E(T_R) - 2g_E(T_v)$ ;

$\rho_v = mN/S$  — плотность пара в полости.

Подставляя формулы (13)—(15) в соотношение (12), после несложных преобразований получим уравнение, описывающее эволюцию температуры пара в полости

$$\frac{dT_v}{dt} = \frac{m g_E^\Sigma}{c_v \rho_v H} - T_v \left( \frac{1}{c_v H} \frac{dH}{dt} - \frac{g_m^\Sigma}{\rho_v H} \right). \quad (16)$$

Для полного описания эволюции паровой полости уравнение (16) должно быть дополнено уравнением динамики расширения полости, которое следует из соотношения между давлением  $P$  и скоростью жидкости  $v$  в звуковой волне  $P = \rho_l v_s v$ :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{(g_p^v(T_v) + g_p(T_R) - P_0)}{v_s \rho_2(T_R)}, \quad (17)$$

где  $v_s$  — скорость звука в воде;

$P_0 = 1$  атм — внешнее давление.

Таким образом, система уравнений и граничных условий (1)—(17) составляет тепловую часть рассматриваемой модели. Вычисляемые в этой части модели температурные профили и параметры паровой полости используются далее для нахождения динамики разделения зарядов в воде в рамках электрической части модели.

### Электрическая часть модели

Наличие резких температурных градиентов, возникающих в воде в процессе импульсного лазерного нагрева, приводит к появлению градиентов концентраций и диффузионных потоков ионов  $H^+$  и  $OH^-$ , образующихся в ходе реакции диссоциации  $H_2O \leftrightarrow H^+ + OH^-$  и всегда присутствующих в жидкой воде. Из-за различия ( $\approx 1,8$  раза) коэффициентов диффузии  $D_H(T)$  и  $D_{OH}(T)$  ионов  $H^+$  и  $OH^-$  в воде происходит первоначальное разделение зарядов, которое затем усиливается в ходе взрывного вскипания и расширения паровой полости. Именно процессы диффузии и взрывного вскипания определяют форму электрического сигнала, возникающего в воде при импульсном лазерном воздействии.

Будем считать, что характерные времена рассматриваемых процессов много больше периода столкновений ионов с молекулами воды  $\tau = \lambda/v_T \propto 10^{-11}$  с, где  $\lambda$  и  $v_T$  — длина свободного пробега и тепловая скорость иона. Тогда система уравнений, описывающих формирование и изменение во времени и пространстве концентраций  $n_H(z, t)$  и  $n_{OH}(z, t)$  ионов  $H^+$  и  $OH^-$ , соответственно, в период времени до взрывного вскипания запишется в виде:

$$\frac{\partial n_H}{\partial t} + \frac{\partial j_H}{\partial z} = \alpha_d - \beta n_H n_{OH}, \quad (18)$$

$$j_H = \mu_H n_H E - D_H \frac{\partial n_H}{\partial z};$$

$$\frac{\partial n_{OH}}{\partial t} + \frac{\partial j_{OH}}{\partial z} = \alpha_d - \beta n_H n_{OH}, \quad (19)$$

$$j_{OH} = -\mu_{OH} n_{OH} E - D_{OH} \frac{\partial n_{OH}}{\partial z};$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_2 E)}{\partial z} = 4\pi e (n_H - n_{OH}), \quad (20)$$

где  $j_H$  и  $j_{OH}$  — потоки ионов  $H^+$  и  $OH^-$ ;

$\mu_H(T) = \frac{e}{kT} D_H(T)$ , и  $\mu_{OH}(T) = \frac{e}{kT} D_{OH}(T)$  — подвижности ионов;

$E(z, t)$  — напряженность электрического поля в воде,

$\alpha_d(T)$  — константа скорости реакции диссоциации  $H_2O \rightarrow H^+ + OH^-$ ;

$\beta = \alpha_d / n_s^2(T)$  — константа реакции рекомбинации;

$n_s(T)$  — равновесная концентрация ионов  $H^+$  и  $OH^-$  при температуре  $T$ ;

$e$  — элементарный (положительный) заряд;

$\varepsilon_2(T)$  — диэлектрическая проницаемость воды.

Система уравнений (18)—(20) дополняется начальными условиями в момент времени  $t = 0$ ,

$$n_H(z, 0) = n_{OH}(z, 0) = n_s(T_0),$$

$$E(z, 0) = 0, \quad z > 0,$$

условиями отсутствия потоков ионов на границе "кварц—вода" ( $z = 0$ ) и в глубине воды ( $z \rightarrow \infty$ ):

$$j_H(z, t)|_{z=0} = j_H(z, t)|_{z \rightarrow \infty} = 0; \quad (21)$$

$$j_{OH}(z, t)|_{z=0} = j_{OH}(z, t)|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (22)$$

а также граничным условием для напряженности электрического поля:

$$E(z, t) = 0, \quad z \rightarrow \infty. \quad (23)$$

После взрывного вскипания и образования паровой полости уравнения (18)—(20) решаются в двух пространственных областях ( $0 \leq z < z_L$  и  $z > z_R$ ) с граничными условиями (21)—(23) и дополнительными условиями на новых границах раздела  $z_L$  и  $z_R$ :

$$j_H|_{z=z_L} = - \left( n_H(z_L) \frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} - n_H^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right); \quad (24)$$

$$j_{OH}|_{z=z_L} = - \left( n_{OH}(z_L) \frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} - n_{OH}^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right); \quad (25)$$

$$j_H|_{z=z_R} = \left( n_H(z_R) \frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - n_H^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right); \quad (26)$$

$$j_{OH}|_{z=z_R} = \left( n_{OH}(z_R) \frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - n_{OH}^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right), \quad (27)$$

где  $n_H^v$  и  $n_{OH}^v$  — концентрации ионов  $H^+$  и  $OH^-$  в паровой полости (распределение ионов в полости считается однородным).

Правые части выражений (24)—(27) содержат разность потока ионов с поверхности испарения в паровую полость и потока, направленного из паровой полости на поверхность испарения. Считается, что поток ионов с поверхности испарения равен произведению концентрации ионов на этой поверхности на скорость фронта испарения  $g_m(T)/\rho_2$ , а поток ионов из паровой полости — произведению концентрации ионов в паровой полости на скорость потока пара в направлении поверхности испарения  $g_m^v(T_v)/\rho_v$ . Эти потоки, а также расширение (сужение) полости, начиная с момента взрывного вскипания, определяют изменение концентраций ионов  $H^+$  и  $OH^-$  в паровой полости в соответствии со следующими уравнениями:

$$n_H^v \frac{dH}{dt} + H \frac{dn_H^v}{dt} = n_H(z_L) \frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} + n_H(z_R) \frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - 2n_H^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v}; \quad (28)$$

$$n_{OH}^v \frac{dH}{dt} + H \frac{dn_{OH}^v}{dt} = n_{OH}(z_L) \frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} + n_{OH}(z_R) \frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - 2n_{OH}^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v}. \quad (29)$$

В момент взрывного вскипания (28)—(29) концентрации ионов в паровой полости полагаются равными  $n_{\text{H}}^{\text{v}} = n_{\text{OH}}^{\text{v}} = n_{\text{s}}(T_{\text{th}})\rho_{\text{v}}^{\text{s}}(T_{\text{th}})/\rho_2(T_{\text{th}})$ , где  $\rho_{\text{v}}^{\text{s}}(T_{\text{th}})$  — плотность насыщенного пара при температуре  $T_{\text{th}}$ .

Поскольку распределение плотности ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$  в паровой полости считается однородным, то уравнение (20) для напряженности электрического поля в ней легко интегрируется

$$E(z, t) = \frac{4\pi e}{\epsilon_{\text{v}}} n_{\text{H}}^{\text{v}} - n_{\text{OH}}^{\text{v}} z + \text{const}, \quad z_L < z < z_R, \quad (30)$$

где  $\epsilon_{\text{v}}(\rho_{\text{v}}, T_{\text{v}})$  — диэлектрическая проницаемость водяного пара.

Определяя константу интегрирования const из условия непрерывности вектора электрической индукции  $\epsilon E$  на правой границе полости  $z = z_R$

$$\epsilon_{\text{v}}(\rho_{\text{v}}, T_{\text{v}})E(z_R - 0) = \epsilon_2(T_R)E(z_R + 0), \quad (31)$$

и подставляя ее в выражение (30), получим

$$E(z, t) = \frac{\epsilon_2(T_R)}{\epsilon_{\text{v}}} E(z_R + 0) - \frac{4\pi e}{\epsilon_{\text{v}}} n_{\text{H}}^{\text{v}} - n_{\text{OH}}^{\text{v}} (z_R - z), \quad z_L < z < z_R. \quad (32)$$

Условие, аналогичное (31), должно выполняться и на левой границе полости  $z = z_L$ :

$$\epsilon_2(T_L)E(z_L - 0) = \epsilon_{\text{v}}(\rho_{\text{v}}, T_{\text{v}})E(z_L + 0). \quad (33)$$

Из формулы (33), используя (32), получим

$$E(z_L - 0) = \frac{\epsilon_2(T_R)}{\epsilon_2(T_L)} E(z_R + 0) - \frac{4\pi e}{\epsilon_2(T_L)} n_{\text{H}}^{\text{v}} - n_{\text{OH}}^{\text{v}} H(t). \quad (34)$$

Формула (34) является граничным условием для уравнения (20) в области  $0 \leq z < z_L$ .

Разность потенциалов  $\Delta\phi(t)$  между точками  $z = 0$  и  $z \rightarrow \infty$  (электрический сигнал) определяется интегрированием величины  $(-E(z, t))$  по  $z$  в интервале между этими точками:

$$\Delta\phi(t) = - \int_0^{\infty} E(z) dz = - \int_0^{z_L-0} E(z) dz - \int_{z_R+0}^{\infty} E(z) dz + \Delta\phi_c(t),$$

где 
$$\Delta\phi_c(t) = - \frac{\epsilon_2(T_R)}{\epsilon_{\text{v}}} E(z_R + 0)H(t) + \frac{4\pi e}{\epsilon_{\text{v}}} n_{\text{H}}^{\text{v}} - n_{\text{OH}}^{\text{v}} \frac{H(t)^2}{2} \quad (35)$$

разность потенциалов между границами паровой полости.

Поскольку диэлектрическая проницаемость воды  $\epsilon_2$  в десятки раз превосходит диэлектрическую проницаемость пара  $\epsilon_{\text{v}} \approx 1$ , то величина напряженности электрического поля в паровой полости (32) оказывается более чем на порядок больше напряженности в окружающей жидкости. Поэтому разность потенциалов между границами паровой полости (35) вносит определяющий вклад в полный электрический сигнал  $\Delta\phi(t)$ , что подтверждают численные расчеты, результаты которых представлены ниже.

### Результаты численного моделирования и их обсуждение

#### Численные значения параметров задачи

В численных расчетах были использованы следующие значения теплофизических параметров для кварца и воды:  $\chi_1 = 8,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ ;  $c_1 = 0,74 \text{ Дж}/(\text{г}\cdot\text{К})$ ;  $\rho_1 = 2,2 \text{ г}/\text{см}^3$ ;  $\chi_2 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ ;  $\nu_s = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}/\text{с}$ ;  $c_v = 1,8 \text{ Дж}/(\text{г}\cdot\text{К})$ ;  $m = 3 \cdot 10^{-23} \text{ г}$ .

Зависимости величин  $\rho_2$ ,  $c_2$  и  $L$  от температуры для воды задавались в виде таблиц по данным [20], а зависимости  $\epsilon_2(T)$  и  $\epsilon_{\text{v}}(T)$  взяты из обзора [21]. Начальная температура кварца и воды выбиралась равной  $T_0 = 300 \text{ К}$ , температура предельного перегрева воды  $T_{\text{th}} = 583 \text{ К}$ .

Температурная зависимость  $n_{\text{s}}(T)$  ( $\text{см}^{-3}$ ) равновесных концентраций ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$  в воде определялась по аппроксимационной формуле [22]

$$n_{\text{s}}(T) = 6,022 \cdot 10^{20} \times 10^{-6013,79/T - 23,6521 \cdot \lg T + 64,7013} / 2.$$

Параметр скорости диссоциации  $\alpha_d(T)$  описывался активационной формулой [23]

$$\alpha_d(T) = AT \exp(-E_A / RT) n_2(T),$$

где  $A = 5,7 \cdot 10^{10} \text{ 1}/(\text{с}\cdot\text{К})$  — константа;

$E_A = 1,0 \cdot 10^5 \text{ Дж}/\text{моль}$  — энергия активации;

$R = 8,3 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$  — универсальная газовая постоянная;

$n_2(T) = \rho_2(T)/m$  — концентрация молекул воды.

Зависимость коэффициентов диффузии ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$  в воде от температуры определялась в рамках модели твердых сфер  $D \propto \sqrt{T} / n(T)$  [24]:

$$D_{\text{H}}(T) = \frac{D_{\text{H}}(T_0)n_2(T_0)}{\sqrt{T_0}} \frac{\sqrt{T}}{n_2(T)},$$

$$D_{\text{OH}}(T) = \frac{D_{\text{OH}}(T_0)n_2(T_0)}{\sqrt{T_0}} \frac{\sqrt{T}}{n_2(T)},$$

где  $D_{\text{H}}(T_0) = 9,3 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с и  $D_{\text{OH}}(T_0) = 5,3 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с – коэффициенты диффузии  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$ , соответственно, в воде при  $T_0 = 300$  К.

Коэффициент поглощения лазерного излучения выбирался равным  $\alpha = 10^4$  см<sup>-1</sup>, что соответствует поглощению эрбиевого лазера в воде [14], длительность лазерного импульса выбиралась равной  $2t_0 = 150$  нс, а интенсивность  $I_0$  варьировалась в широком диапазоне.

### Электрический сигнал при интенсивностях ниже порога взрывного вскипания

Рассмотрим вначале динамику разделения зарядов в воде под действием лазерного импульса с интенсивностью  $I_0 < I_{th}$ , где  $I_{th} = 1,9$  МВт/см<sup>2</sup> – пороговая интенсивность, определяемая из условия достижения в максимуме температурного профиля температуры предельного перегрева  $T_{th} = 582$  К.

На рис. 2 приведены температурные профили  $T_2(z)$  в воде ( $z > 0$ ) в различные моменты времени  $t$  при облучении ее лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 0,5$  МВт/см<sup>2</sup>:  $t = 0,75t_1$  (кривая 1),  $t = t_1$  (кривая 2),  $t = 2t_1$  (кривая 3) и  $t = 4t_1$  (кривая 4), где  $t_1 = 267$  нс – момент достижения максимальной температуры в воде  $T_{max} = 417$  К при данной интенсивности.

Как видно из рис. 2, максимум температурного профиля находится вблизи границы раздела "кварц–вода", который с течением времени смещается в глубь жидкости.

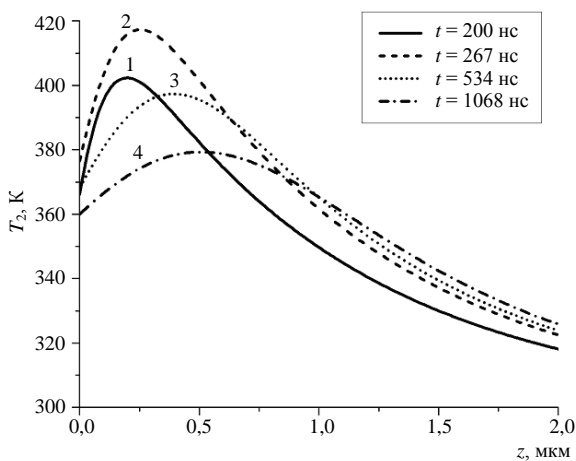


Рис. 2. Температурные профили  $T_2(z)$  в различные моменты времени  $t$  при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 0,5$  МВт/см<sup>2</sup>

В момент времени  $t_1$  максимум температурного профиля находится на расстоянии  $z = 0,25$  мкм от поверхности раздела. Разность температур в максимуме температурного профиля и на поверхности раздела сначала растет, достигая наибольшей величины  $\Delta T_2 = 40$  К при  $t \approx t_1$ , а затем начинает уменьшаться.

Столь резкое изменение температуры на расстояниях меньше 1 мкм приводит к формированию значительных перепадов концентраций и диффузионных потоков ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$ , направленных из области максимума температурного профиля в сторону границы раздела "кварц–вода" и в глубь жидкости.

Поскольку коэффициент диффузии ионов  $\text{H}^+$  превосходит коэффициент диффузии ионов  $\text{OH}^-$  почти вдвое, то область вблизи температурного максимума оказывается обедненной ионами  $\text{H}^+$ , т. е. заряженной отрицательно, а области вблизи границы раздела и в глубине жидкости – положительно.

На рис. 3 показано распределение плотности объемного заряда  $\rho_c = e(n_{\text{H}}(z) - n_{\text{OH}}(z))$  в моменты времени  $t = 0,75t_1$  (кривая 1),  $t = t_1$  (кривая 2),  $t = 2t_1$  (кривая 3) и  $t = 4t_1$  (кривая 4). С течением времени эти области расширяются и смещаются в глубь жидкости.

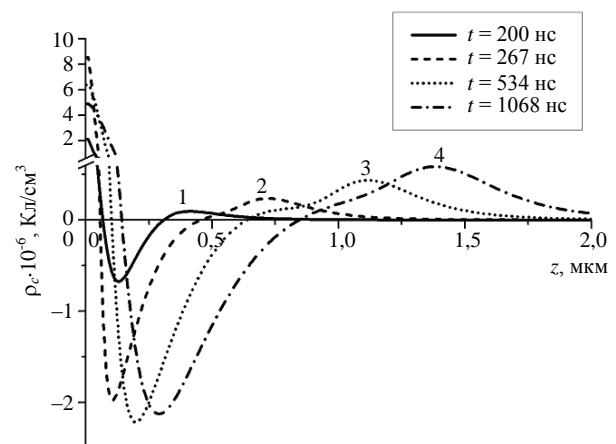


Рис. 3. Распределение плотности объемного заряда  $\rho_c$  в различные моменты времени  $t$  при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 0,5$  МВт/см<sup>2</sup>

Диффузионное разделение зарядов создает в воде электрическое поле, профили которого в различные моменты времени  $t$  приведены на рис. 4:  $t = 0,75t_1$  (кривая 1),  $t = t_1$  (кривая 2),  $t = 2t_1$  (кривая 3) и  $t = 4t_1$  (кривая 4). Вблизи границы раздела "кварц–вода" электрическое поле оказывается положительным, а в глубине жидкости – отрицательным.

Скорость расширения  $v_{E+}$  области, в которой электрическое поле положительно, при  $t = 0,75t_1$

равна  $v_{E+} = 40$  см/с, и достигает значения  $v_{E+} = 8$  см/с при  $t = 4t_1$ .

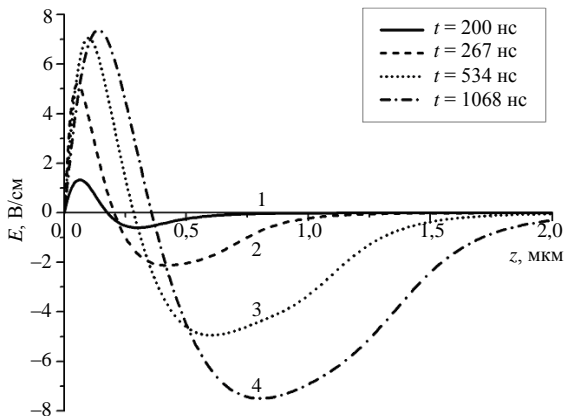


Рис. 4. Распределение электрического поля  $E$  в различные моменты времени  $t$  при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 0,5$  МВт/см<sup>2</sup>

Зависимость разности потенциалов  $\Delta\phi(t)$  между точками  $z = 0$  и  $z \rightarrow \infty$  (электрического сигнала) от времени при интенсивности лазерного импульса  $I_0 = 0,5$  МВт/см<sup>2</sup> показана на рис. 5 (кривая 1). После резкого роста в первые микросекунды сигнал выходит на насыщение, достигает максимума  $\Delta\phi_{\max} = 3,27$  мВ при  $t = 65$  мкс, а затем медленно уменьшается. Такое поведение обусловлено тем, что электрическое поле, возникающее в воде вследствие диффузионного разделения зарядов, противодействует их дальнейшему разделению, а на больших временах обеспечивает сближение и рекомбинацию этих зарядов.

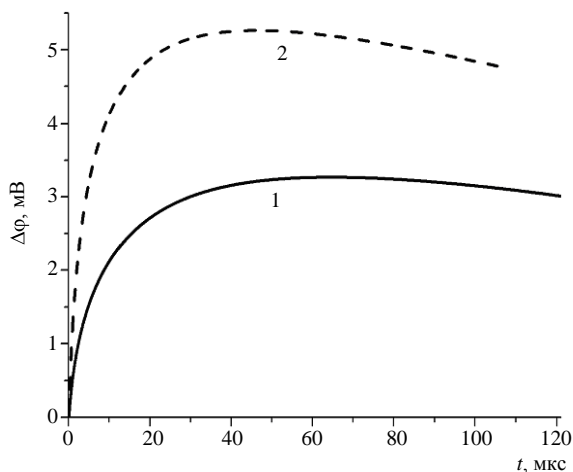


Рис. 5. Зависимости разности потенциалов  $\Delta\phi(t)$  между точками  $z = 0$  и  $z \rightarrow \infty$  (электрического сигнала) от времени  $t$  при облучении воды лазерными импульсами с интенсивностями  $I_0 = 0,5$  и  $1$  МВт/см<sup>2</sup> (кривые 1 и 2, соответственно)

С ростом интенсивности лазерного излучения максимум электрического сигнала увеличивается,

а время его достижения уменьшается. Так, при интенсивности  $I_0 = 1$  МВт/см<sup>2</sup> (см. рис. 5, кривая 2) максимальное значение  $\Delta\phi_{\max} = 5,26$  мВ достигается за время  $t = 46$  мкс.

Таким образом, в диапазоне интенсивностей лазерного излучения  $0 < I_0 < I_{th}$  (ниже порога взрывного вскипания) электрический сигнал определяется диффузионным разделением зарядов, при этом его амплитуда не превышает 8 мВ.

### Электрический сигнал при интенсивностях выше порога взрывного вскипания

При воздействии на воду лазерного импульса с интенсивностью  $I_0 = I_{th} = 1,19$  МВт/см<sup>2</sup> в момент времени  $t_2 = 253$  нс в максимуме температурного профиля (в точке  $z_{\text{exp}} = 0,24$  мкм) происходит взрывное вскипание и формируется паровая полость.

Температурные профили в воде в различные моменты времени  $t$  приведены на рис. 6:  $t = t_2$  (кривая 1),  $t = 2t_2$  (кривая 2) и  $t = 4t_2$  (кривая 3).

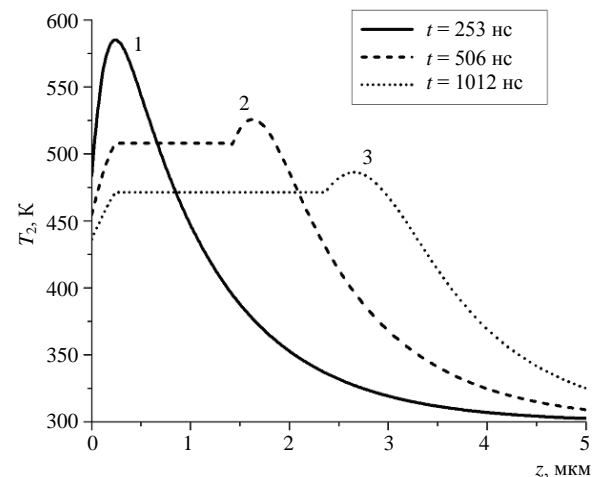


Рис. 6. Температурные профили  $T_2(z)$  в различные моменты времени  $t$  при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 1,19$  МВт/см<sup>2</sup>

Поскольку распределение температуры в паровой полости в нашей модели является однородным, области постоянной температуры на кривых 2 и 3 показывают ширину паровой полости. В момент взрывного вскипания  $t_2$  скорость расширения этой полости максимальна и составляет 1000 см/с, в дальнейшем она резко уменьшается, достигая величины 130 см/с в момент  $t = 1$  мкс.

На рис. 7 приведены профили электрического поля в воде в моменты времени  $t$  после взрывного вскипания:  $t = t_2$  (кривая 1),  $t = 2t_2$  (кривая 2) и  $t = 4t_2$  (кривая 3).

Распределение электрического поля в момент взрывного вскипания (см. кривую 1) определяется

процессом диффузионного разделения зарядов, происшедшим до взрывного вскипания, и имеет форму, аналогичную профилям поля на рис. 4. После взрывного вскипания и образования паровой полости форма электрического поля резко изменяется (см. кривые 2 и 3), поскольку на границах паровой полости поле скачком изменяется в  $\epsilon_l$  раз, т. е. более чем на порядок (см. (32)).

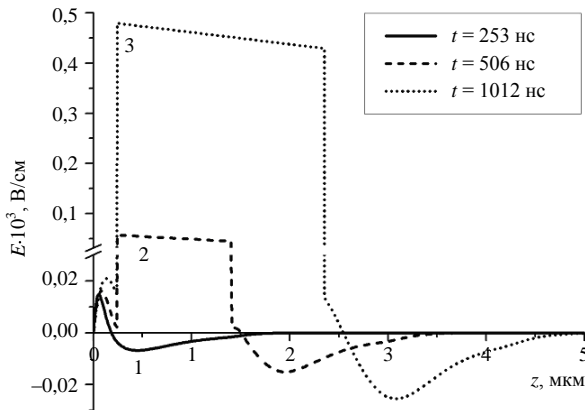


Рис. 7. Распределение электрического поля  $E$  в различные моменты времени  $t$  при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 1,19 \text{ МВт/см}^2$

Как видно из рис. 7, основной вклад в полный электрический сигнал  $\Delta\phi(t)$  после взрывного вскипания вносит электрическое поле в паровой полости. При этом в выражении (35) для разности потенциалов  $\Delta\phi_c(t)$  между границами паровой полости слагаемое  $-\frac{\epsilon_2(T_R)}{\epsilon_v} E(z_R+0)H(t)$  оказывается определяющим. Поскольку величины  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_v$  и  $H(t)$  — всегда положительны, знак  $E(z_R+0)$  определяет и знак электрического сигнала  $\Delta\phi(t)$  (за исключением тех моментов, когда  $E(z_R+0)$  обращается в нуль и когда  $E(z_R+0)$  стремится к нулю при  $t \rightarrow \infty$ ).

Зависимость электрического сигнала  $\Delta\phi(t)$  от времени приведена на рис. 8 (кривая 1). В промежутке времени от  $t = 0$  до момента взрывного вскипания  $t = t_2$  электрический сигнал возрастает подобно сигналу на рис. 5. Поскольку в момент взрывного вскипания паровая полость образуется в области отрицательного электрического поля ( $z_{\text{exp}} = 0,24 \text{ мкм}$ ), сигнал  $\Delta\phi(t)$  в течение 193 нс после взрывного вскипания (до момента времени  $t = 446 \text{ нс}$ ) остается положительным. Однако в дальнейшем процесс разделения зарядов приводит к тому, что паровая полость оказывается в области положительного поля, и электрический сигнал становится отрицательным.

Отметим, что паровая полость слабо влияет на динамику разделения зарядов в ограничивающих

ее слоях жидкости. Потоки ионов, проходящие через паровую полость, обеспечивают темп разделения зарядов, соответствующий диффузионному разделению при отсутствии паровой полости.

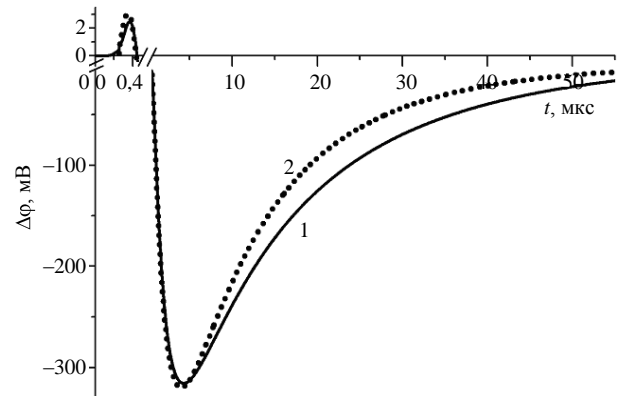


Рис. 8. Зависимость электрического сигнала  $\Delta\phi(t)$  (кривая 1) и величины  $-(\epsilon_2 E(t)) \Big|_{z_{\text{exp}}} H(t)$  (кривая 2) от времени  $t$  при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью  $I_0 = 1,19 \text{ МВт/см}^2$

На рис. 8 (кривая 2) приведена зависимость от времени величины  $-(\epsilon_2 E(t)) \Big|_{z_{\text{exp}}} H(t)$ , где  $-(\epsilon_2 E(t)) \Big|_{z_{\text{exp}}}$  — значение функции  $-\epsilon_2 E(t)$  в точке  $z = z_{\text{exp}}$ , вычисленное при условии, что взрывное вскипание не происходит и паровая полость не образуется. Из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 8 видно, что величина  $-(\epsilon_2 E(t)) \Big|_{z_{\text{exp}}} H(t)$  хорошо описывает положения и значения экстремумов сигнала  $\Delta\phi(t)$ , заметно отклоняясь от него только при  $t > 10 \text{ мкс}$ .

Таким образом, после взрывного вскипания и образования паровой полости основной вклад в полный электрический сигнал  $\Delta\phi(t)$  вносит электрическое поле в паровой полости.

#### Зависимость электрических сигналов от интенсивности лазерного импульса

На рис. 9 приведены зависимости амплитуд электрических сигналов от интенсивности лазерного импульса  $I_0$ : кривая 1 — максимальное положительное значение  $\Delta\phi(t)$  (см. рис. 5) в интервале интенсивностей ниже порога взрывного вскипания  $I_0 < I_{th} = 1,19 \text{ МВт/см}^2$ ; кривая 2 — минимальное отрицательное значение  $\Delta\phi(t)$  (см. рис. 8) в интервале интенсивностей выше порога взрывного вскипания  $I_{th} \leq I_0 \leq 1,4 \text{ МВт/см}^2$  (интервал ограничен интенсивностью  $I_0 = 1,4 \text{ МВт/см}^2$ , поскольку при дальнейшем увеличении интенсивности мак-

симальная температура воды начинает превосходить критическую температуру  $T_c$  и рассматриваемая модель становится, вообще говоря, не применимой). Вертикальной штриховой линией (см. рис. 9) показана пороговая интенсивность  $I_{th}$ . Видно, что зависимости 1 и 2 являются линейными функциями от  $I_0$  несмотря на нелинейность процессов, приводящих к возникновению разности потенциалов  $\Delta\varphi(t)$ .

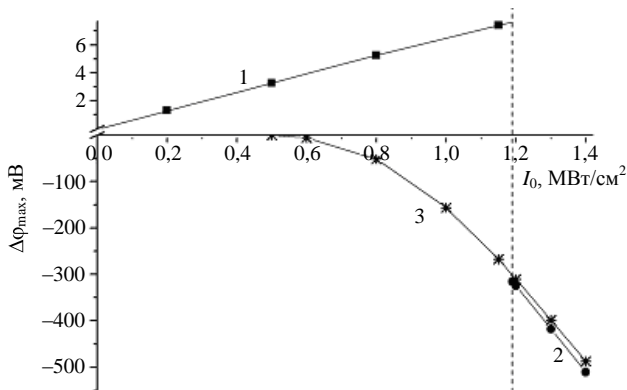


Рис. 9. Зависимости амплитуд электрических сигналов от интенсивности лазерного импульса  $I_0$ :

1 — максимальное положительное значение  $\Delta\varphi(t)$  при  $I_0 \leq I_{th} = 1,19$  МВт/см<sup>2</sup>; 2 — минимальное отрицательное значение  $\Delta\varphi(t)$  при  $I_{th} \leq I_0 \leq 1,4$  МВт/см<sup>2</sup>; 3 — минимальное отрицательное значение сигнала  $\Delta\varphi(t)$  от  $I_0$  в случае вскипания воды на бинодали

Отметим, что при превышении интенсивности лазерного импульса порога взрывного вскипания минимальная величина отрицательного сигнала  $\Delta\varphi(t)$  скачком изменяется от нуля до величины  $-316$  мВ. Подобный скачок электрического сигнала связан с аналогичным поведением зависимости максимальной ширины паровой полости от интенсивности  $I_0$ : при интенсивности  $I_0 < I_{th}$  паровая полость не возникает, а при  $I_0 = I_{th}$  максимальная ширина паровой полости составляет  $4,4$  мкм. Поскольку взрывное вскипание происходит при достижении температуры  $T_{th}$ , жидкость оказывается сильно перегретой относительно бинодали  $T_c(P)$  (температуры, при которой возможно формирование паровой полости в условиях квазистатического нагрева), при этом тепловая энергия, запасенная в перегретой жидкости, обеспечивает расширение паровой полости.

Кривая 3 на рис. 9 описывает минимальное отрицательное значение сигнала  $\Delta\varphi(t)$  от  $I_0$  в случае вскипания воды при достижении температуры  $T_c(P)$ . Поскольку эта температура зависит от давления в жидкости, то ее вскипание происходит на заднем фронте лазерного импульса, когда давление в воде, обусловленное ее тепловым расширением, начинает снижаться (в первом приближении

импульс давления на границе "кварц–вода" пропорционален форме лазерного импульса  $I(t)$ ; точные формулы для импульса давления, используемые в расчете  $T_c(P)$ , приводятся в работе [13]).

При интенсивностях  $I_0 \leq I_{th}^*$ , где  $I_{th}^* = 0,31$  МВт/см<sup>2</sup> — пороговая интенсивность достижения бинодали, вскипания воды не происходит, поскольку ее температура в этом диапазоне интенсивностей не превышает температуру кипения воды  $373$  К.

При  $I_0 > I_{th}^*$  минимальное отрицательное значение сигнала  $\Delta\varphi(t)$  плавно увеличивается от нуля до величины  $-487$  мВ при  $I_0 = 1,4$  МВт/см<sup>2</sup>. Кривые 2 и 3 (см. рис. 9) на интервале  $I_{th} \leq I_0 \leq 1,4$  МВт/см<sup>2</sup> практически совпадают.

Итак, по форме зависимости амплитуды электрического сигнала от интенсивности лазерного импульса можно судить о степени перегрева жидкости относительно бинодали в момент ее взрывного вскипания.

### Заключение

В работе построена и численно исследована модель эффекта генерирования электрического сигнала при импульсном лазерном нагреве воды с закрытой поверхностью.

Существующие в процессе лазерного нагрева воды резкие перепады температуры, градиенты концентраций и диффузионные потоки ионов  $H^+$  и  $OH^-$  приводят к разделению зарядов, появлению в жидкости электрического поля и генерированию электрического сигнала. При возникновении паровой полости в результате взрывного вскипания перегретого поверхностного слоя воды основной вклад в электрический сигнал дает разность потенциалов на границах полости, поскольку электрическое поле в полости в десятки раз превышает электрическое поле в окружающей жидкости.

В диапазоне интенсивностей лазерного излучения, не превышающих порога взрывного вскипания, электрический сигнал оказывается знакопостоянным и имеет монополярную форму, при этом его амплитуда не превышает  $10$  мВ.

Электрический сигнал при интенсивностях выше порога взрывного вскипания знакопеременный, имеет биполярную форму, а его максимальная величина достигает сотен милливольт. При превышении порога взрывного вскипания форма и амплитуда электрического сигнала изменяются скачком. Поэтому резкое изменение этих характеристик в ходе эксперимента может быть признаком достижения порога взрывного вскипания.

Отметим, что рассмотренная выше модель может быть использована (с небольшими изменениями) и для описания эффекта генерирования

электрического сигнала при импульсном лазерном воздействии на свободную поверхность воды, по крайней мере, до тех пор, пока сбрасываемый в результате взрывного вскипания перегретый слой воды не распадется на отдельные капли. Такое исследование предполагается провести в будущем.

Авторы выражают благодарность В. П. Макарову, А. А. Рухадзе и К. Н. Фирсову за внимание к работе и ценные замечания.

Работа поддержана грантами РФФИ  
№ 06-02-16779, № 06-02-08032, № 07-02-12209.

#### Литература

1. Аскаръян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 2180.
2. Багдасаров Х. С., Жеков В. И., Кулевский Л. А., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М. // КЭ. 1980. Т. 7. № 9. С. 1959.
3. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Пашинин П. П., Умысков А. Ф., Щербаков И. А. // Там же. 1987. Т. 14. № 6. С. 1219.
4. Заварцев Ю. Д., Загуменный А. И., Кулевский Л. А. и др. // Там же. 1999. Т. 27. № 1. С. 13.
5. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Пашинин П. П., Прохоров А. М. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1820.
6. Бункин Ф. В., Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Ляхов Г. А., Михалевич В. Г., Родин А. М. // Известия Академии наук СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 3. С. 558.
7. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Михалевич В. Г., Родин А. М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 114.
8. Михалевич В. Г., Родин А. М. // Судостроительная промышленность. Сер. Акустика. 1987. Вып. 2. С. 105.
9. Витиас А. Ф., Дорожжкин Л. М., Дорошенко В. С., Корнеев В. В., Менахин Л. П., Терентьев А. П. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. С. 437.
10. Водопьянов К. Л., Карасев М. Е., Кулевский Л. А., Лукашев А. В., Токер Г. Р. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 324.
11. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Лукашев А. В. // Известия сибирского отделения Академии наук СССР. Сер. технических наук. 1990. Вып. 4. С. 73.
12. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Лукашев А. В., Пашинин П. П. // КЭ. 2000. Т. 30. № 11. С. 975.
13. Андреев С. Н., Карташов И. Н., Самохин А. А. // Труды ИОФ РАН. 2004. Т. 60. С. 127.
14. Ильичев Н. Н., Кулевский Л. А., Пашинин П. П. // КЭ. 2005. Т. 35. № 10. С. 959.
15. Андреев С. Н., Ильичев Н. Н., Казанцев С. Ю., Кононов И. Г., Кулевский Л. А., Пашинин П. П., Фирсов К. Н. // Электронный журнал "Исследовано в России". 2006. № 094. С. 892; <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/094.pdf>
16. Andreev S. N., Ilichev N. N., Firsov K. N., Kazantsev S. Yu., Kononov I. G., Kulevsky L. A., Pashinin P. P. // Laser Physics. 2007. V. 17. № 7. P. 1.
17. Andreev S. N., Ilichev N. N., Firsov K. N., Kazantsev S. Yu., Kononov I. G., Kulevsky L. A., Pashinin P. P. // Abstracts Conf. ICONO-LAT 2007. L02/II-5. P. 12; L02 -15. P. 40.
18. Маргулис М. А., Маргулис И. М. // ЖФХ. 2007. Т. 81. № 1. С. 136.
19. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. — М.: Наука. 1972.
20. Ривкин С. Л., Александров А. А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. — М.: Энергия. 1980.
21. Fernandez D. P., Goodwin A. R. H., Lemmon E. W., Levelt Sengers J. M. H., Williams R. C. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1997. V. 26. № 4. P. 1125.
22. Стерман Л. С., Покровский В. Н. Физические и химические методы обработки воды на ТЭС: Учебник для вузов. — М.: Энергоатомиздат. 1991.
23. Мелвин-Хьюз Е. А. Равновесие и кинетика реакций в растворах. — М.: Химия. 1975.
24. Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Физическая кинетика. — М.: Наука. 1979.

Статья поступила в редакцию 17 января 2008 г.

## Modeling of an electric signal generation upon the interaction of laser radiation with water

S. N. Andreev, L. A. Kulevsky

A. M. Prokhorov's General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

*The numerical model of the recently discovered new physical effect lying in the generation of an electrical signal upon the interaction of laser radiation with the water at a laser flux density lower than the plasma formation threshold is developed. It is demonstrated that in the case of absence of laser induced explosive boiling of water the amplitude of an electric signal, which is due to diffusion separation of ions  $H^+$  and  $OH^-$ , does not exceed ten millivolts. In the case of explosive boiling of water and formation of vapor cavity, where the electric field strength is much larger than in the surroundings, the electric signal amplitude reaches hundreds of millivolts.*