АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 2

УДК 534.232

© 1990 г.

В. Н. Алексеев

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ВОДЕ ПРИ ЕЕ ПОВЕРХНОСТНОМ ИСПАРЕНИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРА

В работе рассматривается возбуждение звука в воде под действием падающего на ее поверхность лазерного излучения. В условиях поверхностного испарения жидкости на основе приближенного кинетического уравнения Герца – Кнудсена находится давление, возникающее в жидкости на границе раздела фаз. Показана сильная зависимость искомого давления от коэффициента конденсации.

Известно [1], что при падении лазерного луча инфракрасного света с длиной волны в 10,6 мкм на воду электромагнитная энергия поглощается в очень тонком слое жидкости $\sim 10^{-3}$ см. Выделившаяся в виде тепла поглощенная энергия приводит к возрастанию энтропии приповерхностного слоя жидкости согласно уравнению

$$\rho T \frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\varkappa \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \mu I(t) e^{-\mu(x-x_0)}. \tag{1}$$

Здесь ρ – плотность жидкости, T – ее температура, s – энтропия, приходящаяся на единицу массы, $\varkappa$ – коэффициент теплопроводности, а μ – коэффициент поглощения электромагнитной энергии, равный для воды 870 см$^{-1}$ (λ=10,6 мкм). Интенсивность лазерного излучения $I(t)$ берется здесь на поверхности жидкости при $x-x_0$; считается, что работает модель одномерного приближения.

Возрастание энтропии и температуры в приповерхностном слое жидкости приводит к образованию в нем источника звука. При условии, что расстояние $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ от любой точки $\mathbf{r}'$ освещенного пятна на поверхности жидкости до точки наблюдения $\mathbf{r}$ много больше длины поглощения $1/\mu$, давление звука в точке $\mathbf{r}$ равно

$$p(\mathbf{r}) = \frac{\cos\theta}{2\pi}\left(\frac{\partial}{c\,\partial t}\int\limits_S \frac{\tilde{p}\,dS}{|r-r'|} + \int\limits_S \frac{\tilde{p}\,dS}{|r-r'|^2}\right). \tag{2}$$

Интегрирование проводится здесь по двумерной поверхности S – освещенному световому пятну, а θ – угол, заключенный между нормалью к поверхности жидкости (ось x) и линией наблюдения $\mathbf{r}-\mathbf{r}_0$. Подынтегральное выражение $\tilde{p}$ берется в (2) в точке $\mathbf{r}'$, в момент времени $t-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/c$ и состоит из двух слагаемых:

$$\tilde{p} = (\beta/c_p\mu)\,\partial I/\partial t + p(x_0). \tag{3}$$

Первое слагаемое описывает здесь возбуждение звука за счет нагревания среды, при этом $\beta = -(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)_p$ – коэффициент теплового расширения жидкости, а c_p – ее удельная теплоемкость. Второе слагаемое в (3) появляется в результате возникновения давления на самой поверхности жидкости за счет ее испарения.

Давление, связанное с тепловым механизмом возбуждения звука, хорошо изучено и подробно описано в литературе [2]. Что касается генерации звука за счет испарительного механизма, то здесь имеются все еще неясные места и нет такого удовлетворительного согласия теории с экспериментом, как в первом случае. Ниже мы займемся некоторыми особенностями испарительного механизма возбуждения звука в воде.

При вычислении давления в жидкости на поверхности раздела фаз $p(\mathbf{r}')$ одним из центральных моментов теории является написание простого, но достаточно правильного кинетического уравнения, связывающего поток испаряющейся массы вещества j с его характеристиками. Одним из простейших уравнений, описывающих процесс массообмена, является уравнение Герца – Кнудсена [3]:

$$j=\alpha\frac{p_s(T_0)-p'}{\sqrt{2\pi RT_0}}, \tag{4}$$

в котором α – коэффициент конденсации (испарения) вещества, $p_s(T_0)$ – давление насыщенных паров при температуре поверхности жидкости T_0, p' – давление в паре, а R – газовая постоянная, равная для воды $\simeq 0{,}46$ Дж/г·град. Считается, что в рамках традиционного уравнения Герца – Кнудсена температура пара T' равна температуре жидкости T_0.

Еще в первых опытах по испарению вещества было установлено, что формула (4) имеет место и выполняется с большой точностью [3]. При этом для многих жидкостей, в частности для расплавленных одноатомных металлов, коэффициент α можно было считать равным единице. Однако для ряда веществ, имевших сложный молекулярный состав, коэффициент конденсации оказался отличным от единицы. В частности, было обнаружено, что для воды $\alpha=0{,}02-0{,}04$. Именно этим обстоятельством и объясняется аномально низкая скорость испарения воды.

Коэффициент конденсации имеет четкий физический смысл вероятности прилипания молекул к поверхности жидкости. Считается, что молекулы пара, подлетающие к поверхности жидкости, с вероятностью α могут конденсироваться, а часть молекул, равная $1-\alpha$, подлетая к поверхности раздела фаз, отражается обратно в сторону пара. Имеются экспериментальные данные [4], что коэффициент конденсации может зависеть от температуры, но эта зависимость в общем случае и для воды, в частности, нам неизвестна. Поэтому ниже при соответствующих оценках будем использовать для воды численное значение, равное 0,04 во всей области температур, при которых имеет место поверхностное испарение жидкости.

Заметим, что уравнение (4) в той или иной модифицированной форме неоднократно использовалось в теории генерации звука при лазерном испарении вещества [5, 6]. Однако вплоть до настоящего времени зависимость амплитуды давления звука от коэффициента конденсации не учитывалась. Цель настоящей работы – попытка указать на существование сильной зависимости p от α, имея в виду, что для воды коэффициент конденсации имеет крайне малое численное значение.

В рамках традиционной теории испарения вещества Герца – Кнудсена давление $p(x_0)$, возникающее в жидкости на поверхности раздела фаз, связано с давлением в паре $p'=p'(x_0)$ следующим образом:

$$p(x_0)=(\alpha/2)\,p_s(T_0)+(1-\alpha/2)\,p'. \tag{5}$$

При $\alpha\ll 1$, что справедливо для воды, эта связь упрощается и приближенно записывается в виде $p(x_0)\simeq(\alpha/2)\,p_s(T_0)+p'$, что соответствует возбуждению звука в жидкости как за счет реактивного действия струи истекающего пара – $(\alpha/2)\,p_s(T_0)$, так и за счет возрастания давления в самом паре – p'. Заметим, что при испарении вещества в вакуум, а точнее в среду без противодавления, когда можно положить $p'=0$, давление в жидкости (5) сводится к традиционному выражению для импульса отдачи паров $p(x_0)=p_s(T)/2$ для веществ с $\alpha=1$ [5, 7].

С помощью кинетического уравнения Герца – Кнудсена и обычной системы термо- и газодинамических уравнений можно рассчитать давления, возникающие в паре и в жидкости на границе раздела фаз. Однако вначале, используя только уравнение Герца – Кнудсена, оценим максимальную величину потока электромагнитного излучения, выше которой поверхностное испарение уже невозможно. Из уравнения (4) следует, что поток массы испаряющегося вещества j достигает наибольшего значения, если положить $p'=0$ и $T_0=T_{\text{кр}}$. Хотя знаменатель выражения $j_0=$

$=\alpha p_s(T)/\sqrt{2\pi RT}$ с ростом температуры и увеличивается, но давление насыщенных паров с увеличением температуры растет быстрее, чем $T^{-1/2}$. Поэтому, подставив в j_0 $T=T_{кр}$, получим максимальную оценку для потока массы j_{max}.

С другой стороны, из уравнения (1) следует, что при поверхностном испарении поток массы вещества j связан с интенсивностью лазерного излучения I. Наиболее просто эта связь выглядит в стационарном случае: $I=jL_{эф}$ [7], где $L_{эф}$ — эффективная теплота парообразования. Приближенно $L_{эф}$ можно записать как $L_{эф}\simeq L(T)+\int\limits_{T_0}^{T} c_p\,dT$ и в отличие от обычной теплоты парообразования $L(T)$ эффективный коэффициент $L_{эф}$ не стремится к нулю при приближении к критической точке. Для воды $L_{эф}$ является приблизительно постоянной величиной и равен $\simeq 2{,}6$ кДж/г. Используя выражение для $j_{max}=j_0(T_{кр})$ и указанную связь между потоками j и I, найдем максимальное значение интенсивности излучения лазера, выше которого поверхностное испарение заведомо невозможно:

$$I_{max}=\frac{\alpha p_s(T_{кр})L_{эф}}{\sqrt{2\pi RT_{кр}}}. \qquad (6)$$

Подстановка сюда соответствующих параметров для воды дает в стационарном случае следующее значение максимальной интенсивности: $I_{max}\simeq 1{,}7\cdot 10^5$ Вт/см^2. Заметим, что если бы коэффициент конденсации для воды был равен единице, то I_{max} оказалась бы в $1/\alpha\simeq 25$ раз больше и равнялась $I_{max}\simeq 4{,}2$ МВт/см^2.

При истечении струи пара в окружающую атмосферу со скоростью меньше звуковой, в воздухе образуется только ударная волна. На границе же раздела воздуха с паром образуется контактный разрыв — скачок плотности вещества [6], но на котором давление и скорость течения вещества непрерывны. Образующийся на контактном разрыве скачок температуры постепенно размывается. Но за малые времена, сравнимые с длительностью лазерного импульса, шириной размытия $\sqrt{\chi t}$ можно пренебречь.

Из газодинамики известно, что при распространении ударной волны в неподвижном воздухе скорость движения вещества за фронтом ударной волны u_2 равна

$$u_2=\sqrt{\frac{2R_1T_1}{p_1}}\,\frac{(p_2-p_1)}{\sqrt{(\gamma_1+1)p_2+(\gamma_1-1)p_1}}, \qquad (7)$$

где p_1, T_1, p_2, T_2 — давление и температура воздуха перед фронтом волны и позади него; при этом $p_1\simeq 0{,}1$ МПа, а $T_1\simeq 300$ К, R_1 — газовая постоянная для воздуха, равная $\simeq 0{,}29$ Дж/г·град; $\gamma_1=c_p/c_v$ — отношение удельных темплоемкостей для воздуха, равное $\simeq 1{,}4$. Если скорость газа u_2 равна скорости истечения пара, то, умножив выражение (7) на плотность пара ρ', получим выражение для потока массы испаряющегося вещества. Этот поток с точностью до малого отношения плотностей пара к жидкости (ρ'/ρ) равен потоку массы вещества j, определяемому уравнением Герца — Кнудсена (4) или в стационарном случае величиной $j=I/L_{эф}$. Так, используя последнее соотношение, а также уравнение состояния вещества для пара в форме $p'=\rho' RT'$ и граничные условия $T'=T_0$, $p'=p_2$, уравнение связи p' с I запишем в следующем виде:

$$\frac{\Delta\bar{p}(1+\Delta\bar{p})}{\sqrt{1+\Delta\bar{p}(\gamma_1+1)/2\gamma_1}}=\bar{I}, \qquad (8)$$

где $\Delta\bar{p}=(p_2-p_1)/p_1$ — безразмерный перепад давлений в ударной волне, а $\bar{I}$ — безразмерная интенсивность излучения, равная $\bar{I}=I(RT_0/L_{эф})\times\sqrt{\gamma_1/R_1T_1}$.

Уравнение (8) связывает интенсивность лазерного излучения с двумя неизвестными величинами — давлением в паре p' и температурой поверхности T_0. При заданной температуре T_0 решение уравнения (8) можно записать формально в виде $p_2=p_1[1+\bar{I}f(\bar{I})]$, где $f(\bar{I})$ — некая функция, с помощью которой осуществляется решение алгебраического уравнения четвертого порядка, соответствующего уравнению (8). Функция f имеет сложный вид, но для наших целей ее точный вид не очень существен. Приближенно функцию f можно представить в форме простейшего аппроксиманта Паде $f=[1+\bar{I}2\gamma_1/(\gamma_1+1)]^{-1/3}$. Легко видеть, что при малых значениях аргумента функция $f(\bar{I})$ стремится к единице, а при больших значениях $\bar{I}$ она ведет себя как $\bar{I}^{-1/3}$. Из асимптотического поведения f при больших значениях аргумента следует, в частности, что давление p' ведет себя как $I^{2/3}$.

Вычислим теперь максимальное значение безразмерной интенсивности лазерного излучения $\bar{I}$, выше которого поверхностное испарение уже невозможно. Используя формулу (6) и определение $\bar{I}$, найдем, что для воды $\bar{I}_{max}\simeq 7{,}8$. Это критическое значение интенсивности лазерного излучения соответствует, согласно формуле (8), минимальному значению функции $f_{min}\simeq 0{,}45$ и максимальному перепаду давлений $\Delta p_{max}\simeq 3{,}5$. Отсюда следует, в частности, что поверхностное испарение вещества вызывает в паре противодавление p', величина которого не может превышать $p'_{max}=4{,}5$ атм.

Используя найденное значение давления в паре, определим теперь температуру жидкости на границе раздела фаз. Для этого подставим выражение $p'=p_1[1+\bar{I}f(\bar{I})]$ в уравнение Герца — Кнудсена (4) и после несложных преобразований получим уравнение для нахождения температуры:

$$I\sqrt{2\pi RT_0}\left[1+\alpha f(\bar{I})\sqrt{\frac{\gamma_1 RT_0}{2\pi R_1 T_1}}\right]=\alpha L_{эф}[p_s(T_0)-p_1]. \qquad (9)$$

Отношение $(\gamma_1 RT_0/2\pi R_1 T_1)^{1/2}$ вплоть до критической температуры не превышает единицы, так же как и численное значение функции $f(\bar{I})$. Поэтому при условии малости коэффициента конденсации ($\alpha\ll 1$) величину, стоящую в квадратных скобках левой части формулы (9), можно заменить просто единицей. В этом случае уравнение для нахождения температуры значительно упрощается и записывается так: $I\sqrt{2\pi RT_0}=\alpha L_{эф}[p_s(T_0)-p_1]$.

Подставляя найденные значения температуры и давления пара в формулу (5), найдем искомое давление в жидкости $p(x_0)$ на границе раздела фаз. В неявной форме давление $p(x_0)$ можно записать приближенно в следующем виде:

$$p(x_0)\simeq p_1+\sqrt{2\pi RT_0}\,\frac{I}{L_{эф}}\left[\frac{1}{2}+f(\bar{I})\sqrt{\frac{\gamma_1 RT_0}{2\pi R_1 T_1}}\right]. \qquad (10)$$

Хотя коэффициент концентрации в выражении (10) явно и не присутствует, однако температура T_0, входящая в формулу (10), находится из уравнения (9) с помощью α. Из полученного решения (10) следует, в частности, что в отличие от веществ с $\alpha=1$ для воды вклад в общую сумму реактивного импульса отдачи истекающих паров $(\alpha/2)p_s(T_0)$ всегда меньше возникающего противодавления пара p'. Так, при нагреве поверхности жидкости до температуры $\simeq 150°$ С, что соответствует интенсивности света $I\simeq 3{,}5$ кВт/см^2, $(\alpha/2)p_s\simeq 0{,}1$ атм, а $p'\simeq 1{,}1$ атм. Только в окрестности критической точки давление отдачи $(\alpha/2)p_s$ сравнивается по величине с давлением в паре p', при этом в самой критической точке $(\alpha/2)p_s(T_{кр})\simeq 4{,}4$ атм, а $p'\simeq 4{,}5$ атм ($I\simeq 1{,}7\cdot 10^5$ Вт/см^2). Что касается «классического» давления $(1/2)p_s$ [5, 7], то оно становится сравнимым с давлением $p(x_0)$, рассчитанным по формуле (10), уже при температуре $\simeq 120°$ С ($I\simeq 1$ кВт/см^2), а при $T_0\simeq 260°$ С ($I\simeq 4\cdot 10^4$ Вт/см^2) превосходит его уже на порядок. При этом в самой критической точке отношение $\alpha p_s(T_{кр})/2p(x_0)$ достигает $\simeq 13$. Таким образом, видно, что в условиях ис-

парения жидкости исключительно с плоской поверхности раздела фаз учет α ведет к существенному понижению величины давления, возникающего в воде.

Иногда при расчете давления, действующего на поверхность жидкости, пользуются приближением квазиравновесного испарения вещества. В этом случае считают, что давление в паре p' равно давлению насыщенного пара $p_s(T_0)$. Из анализа формулы (10) следует, что такое приближение имеет место при сравнительно небольших значениях интенсивности лазерного излучения. Если ограничиться условием квазиравновесности испарения вещества в форме неравенства $(p_s-p')/p_s\leqslant 0{,}1$, то окажется, что это приближение работает до $I\simeq 10^2$ Вт/см^2, чему соответствует нагревание поверхности воды до $\simeq 102{,}4°$ С.

В работе [8] утверждается, что в ряде случаев давление в жидкости ведет себя как $I^{2/3}$. При анализе решения уравнения (8) было упомянуто, что при больших интенсивностях излучения $\bar{I}$ давление в паре p' ведет себя тоже как $I^{2/3}$. Но для этого необходимо было выполнение неравенства $\Delta\bar{p}\gg 1$. Однако максимальное значение перепада давлений при поверхностном испарении и $T_0=T_{кр}$ равно $\simeq 3{,}5$. Если же учесть то обстоятельство, что фактическая температура поверхности жидкости значительно меньше критической, то оказывается, что область действия закона $p(x_0)\sim\sim I^{2/3}$ сводится практически к нулю.

В связи с последним замечанием необходимо пояснить, что оценка (6) и другие найденные максимальные значения величин ($\bar{I}_{max}$, $\Delta\bar{p}_{max}$) являются грубыми оценками сверху. Эти оценки получались в предположении, что максимальная температура жидкости, равная критической, достигалась на границе раздела фаз. В действительности температура жидкости при ее поверхностном испарении под действием лазерного излучения достигает максимума в глубине жидкости, а не на ее поверхности. Так, решая уравнение теплопроводности (1) в стационарном случае, нетрудно показать, что распределение температуры в жидкости выглядит следующим образом [5, 7]:

$$\delta T_{ст}=T(x')-T_\infty=\frac{I/jc_p}{1-\mu\chi/v}[e^{-\mu x'}-e^{-vx'/\chi}]+(T_0-T_\infty)e^{-vx'/\chi}\quad (x'=x-x_0). \tag{11}$$

Здесь $\chi=\varkappa/\rho c_p$ — температуропроводность жидкости, $v=\dot{x}_0(t)$ — скорость движения границы раздела фаз, а T_0 и T_∞ — температуры жидкости на ее поверхности и в глубине слоя при $x\to\infty$. Из формулы (11) следует, что температура $T(x)$ возрастает в глубь жидкости, достигает там максимума, а затем экспоненциально падает до T_∞. Поэтому ясно, что даже в том предельном случае поверхностного испарения вещества, когда критическая температура достигается в точке максимума, температура поверхности, фигурирующая в уравнении Герца — Кнудсена (4), будет всегда меньше $T_{кр}$.

Кроме того, из выражения (10) для давления в жидкости $p(x_0)$ следует, что эта величина оказывается значительно меньше, чем давление насыщенных паров в критической точке. Однако известно, что разрушение жидкого состояния при условии $p(x_0)\ll p_s(T_{кр})$ происходит при температурах, меньших чем $T_{кр}$. Реальное отступление от схемы поверхностного испарения начинается раньше, когда температура жидкости в точке максимума достигает температуры взрывного кипения $T_L(p)<T_{кр}$. Согласно работе [5], температура взрывного разрушения вещества равна $T_L\simeq 0{,}9\,T_{кр}$ при $p\ll p_s(T_{кр})$. Отсюда следует, что, взяв предельную температуру поверхности равной $T_{кр}$, мы завысили максимальные значения I, $\bar{I}$, $\Delta\bar{p}$.

С другой стороны, максимальная оценка (6) для интенсивности лазерного излучения при поверхностном испарении вещества может оказаться в некоторых ситуациях и заниженной. Действительно, выражение (6) было получено в предположении о стационарности режима испарения. Условие стационарности использовалось, в частности, при выводе соотношения $I=jL_{эф}$. В случае нестационарного нагрева вещества можно полу-

чить обобщение этого соотношения. Для этого проинтегрируем уравнение (1) по x от x_0 до ∞. После несложных преобразований получим равенство

$$\frac{d}{dt}\int_0^\infty \rho c_p \delta T(x', t)\, dx' + jL_{эф} = I. \qquad (12)$$

Из формулы (12) следует, что после установления стационарного распределения температуры (11) производная по времени в левой части уравнения (12) исчезнет и мы придем к прежнему соотношению между потоками j и I. В том же случае, когда время установления стационарного режима $\tau_{ст}$ сравнимо с длительностью лазерного импульса и нестационарность важна, то оценка производной в левой части уравнения (12) дает $\simeq (1/\tau_{ст})\int_0^\infty \rho c_p \delta T_{ст}\, dx'$. Время установления стационарного режима находится из уравнения (1) и по порядку величины равно $\tau_{ст} \simeq \chi/v^2$ [7]. Подставляя значение температуры $\delta T_{ст}$ из (11) и $\tau_{ст} \simeq \chi/v^2$ в уравнение (12), найдем максимальные затраты электромагнитной энергии на испарение и нагревание вещества в нестационарном случае:

$$j[(c_p \Delta T + L)(1 + v/\mu\chi) + c_p \Delta T] = I. \qquad (13)$$

Формально выражение (13) можно переписать в виде прежнего соотношения $I = jL_{эфф}$, введя новый эффективный параметр $L_{эфф}$, правда, зависящий теперь от величины потока массы j. Оценка максимальной интенсивности лазерного излучения в нестационарном режиме испарения вещества с помощью формулы (13) дает для воды величину, на два порядка большую, чем ранее: $I_{max} \simeq 1-3 \cdot 10^7$ Вт/см^2. Что касается максимального потока j_{max}, то его величина определяется исключительно критической температурой и не зависит от интенсивности лазерного излучения. Поэтому величина j_{max}, а также величина максимального перепада давлений $\Delta\bar{p}_{max}$ и соответственно предельного давления $p(x_0)$, возникающего в жидкости при ее поверхностном испарении, остаются без изменений. Более корректный выбор максимальной температуры в виде $T_{max} = T_L$ снижает оценку I_{max} до $2{,}5 \cdot 10^5$ Вт/см^2. При большей интенсивности излучения температура жидкости становится больше T_L и начинается объемное вскипание воды. Это происходит при плотностях световой энергии $E/S \geqslant 1{,}2-1{,}4$ Дж/см^2, что следует из уравнения (12).

В заключение вкратце обсудим некоторые условия и ограничения рассмотренного подхода. Для справедливости простой газодинамической картины, изложенной выше, необходимо, чтобы газ двигался с дозвуковой скоростью. Положив в равенстве (7) $u_2 = c_2$, найдем критическое значение перепада давлений $\Delta\bar{p}_{кр}$, начиная с которого распределения давления и температуры позади фронта ударной волны перестанут быть однородными, а рассматриваемая картина течения станет неверной. Расчет показывает, что $\Delta\bar{p}_{кр} = 3{,}8$, а так как $\Delta\bar{p}_{кр} > \Delta\bar{p}_{max}$, то отсюда следует, что в рамках выбранной схемы расчета условие $u_2 < c_2$ выполняется всегда.

Более сложным представляется вопрос об условиях применимости самой кинетической схемы, основанной на уравнении Герца — Кнудсена. Известно, что использование более общего кинетического уравнения Больцмана резко усложняет картину описания испарения вещества [9, 10]. Так, вблизи поверхности раздела фаз образуется неравновесный слой Кнудсена, на противоположных сторонах которого ряд термодинамических величин терпит разрыв. Дополнительное понижение температуры пара вблизи границы раздела фаз может привести к его конденсации и к тому, что местная скорость звука может сравняться или стать меньше скорости движения пара. В этом случае возможно образование конденсационного скачка, волн разрежения и пр.

Резкое усложнение газодинамики приводит к тому, что расчеты становятся очень громоздкими, требуют машинного счета, а нахождение аналитических зависимостей становится практически невозможным. В этих условиях сравнительно простые оценки давления, которое возникает в

жидкости, основанные на теории испарения вещества Герца — Кнудсена, имеют определенный смысл, поскольку эти оценки по порядку величины не отличаются от истинных значений искомых величин. К тому же можно показать, что ряд утверждений и полученных выше оценок сохраняют справедливость и в условиях более общей теории. Так, например, оценки максимальной интенсивности и энергии лазерного излучения при поверхностном испарении вещества не меняются и при наличии слоя Кнудсена и скачков термодинамических величин [11]. Несомненно, что малое численное значение коэффициента конденсации для воды очень сильно влияет на кинетику испарения вещества и последовательный учет α строго необходим при расчете давления, возникающего в жидкости при ее поверхностном испарении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бункин Ф. В., Трибельский М. И.* Нерезонансное взаимодействие лазерного оптического излучения с жидкостью // УФН. 1980. Т. 130. № 2. С. 193–239.
2. *Лямшев Л. М., Седов Л. Н.* Оптическая генерация звука в жидкости // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 1. С. 5–29.
3. *Кнаке С., Странский И. Н.* Механизм испарения // УФН. 1959. Т. 68. № 2. С. 261–305.
4. *Андреев А. П., Гуревич М. А.* Экспериментальное определение скорости испарения жидкости в вакуум и коэффициента конденсации // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 3. С. 635–643.
5. *Самохин А. А., Успенский А. Б.* Влияние спинодальных особенностей на процесс испарения перегретой жидкости // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 3. С. 1025–1031.
6. *Найт Ч. Дж.* Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления // Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т. 17. № 5. С. 81–86.
7. *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
8. *Лямшев Л. М., Наугольных К. А.* Оптическая генерация звука, нелинейные эффекты // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 5. С. 641–668.
9. *Абрамов А. А., Коган М. Н., Мокашев Н. К.* Численное исследование процессов в сильно неравновесных слоях Кнудсена // МЖГ. 1981. № 3. С. 72–81.
10. *Игошин В. И., Курочкин В. И.* Лазерное испарение металла в газовой атмосфере // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 8. С. 1555–1560.
11. *Витшас А. Ф., Корнеев В. В., Лобанов А. Н., Менахин Л. П., Терентьев А. П.* Импульс отдачи при нестационарном поверхностном испарении воды // ТВТ. 1987. Т. 25. С. 312–316.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31.08.87
после исправления
28.03.89

V. N. Alekseev

LASER INDUCED EXITATION OF SOUND IN WATER DURING ITS SURFACE EVAPORATION

The excitation of sound in water by a laser beam falling down on its surface is considered. In conditions of the water surface evaporation the pressure in water on the phase interface is found with the help of the approximate kinetic Hertz-Knudsen equation. The essential dependence of th pressure value on the evaporation coefficient is shown.