

УДК 534.222.2

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ, ВЫЗВАННЫЕ ПОГЛОЩЕНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП, ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СРЕДЕ

Н. Г. Бялко, Г. А. Матюшин, В. М. Подгаецкий

Рассмотрены вопросы взаимодействия излучения импульсных ламп накачки с фильтроохлаждающими жидкостями. В линейном приближении получены соотношения, определяющие давление в жидкости и предельные энергии ламп при наличии фазового перехода в среде. Найдена экспериментальная зависимость амплитудных значений импульсов давления в трех типах жидкости от объемной плотности поглощенной энергии излучения. Определена связь предельной энергии импульсных ламп со средним показателем поглощения этанольной жидкости.

Поглощение мощного оптического излучения в жидкости приводит к возникновению в ней импульсов давления, амплитуда которых значительно возрастает в случае вскипания жидкости [1-4]. Физическими причинами роста давления в жидкости, заполняющей ограниченный объем системы охлаждения, служат тепловое расширение светопоглощающего слоя, который находится у поверхности лампы, а также изменение объема, занимаемого веществом, при кипении. Как показано в работах [5-7], такие акустооптические явления вызывают механическое разрушение ламп накачки, находящихся в жидкости.

Рассматриваемые явления ограничивают возможности применения импульсных источников излучения в жидкостных системах охлаждения. В связи с этим для практики интересны исследования зависимости амплитуды импульсов давления в жидкости, поглощающей излучение лампы, от свойств жидкостей, параметров системы охлаждения и от режима работы лампы. Теоретическое описание процессов может быть основано на линейном приближении (термодинамические характеристики жидкости принимаются не зависящими от температуры и давления), что позволяет избежать использования данных об уравнении состояния жидкости, которое в ряде случаев неизвестно.

Рассмотрим конкретный вид системы охлаждения. Импульсная трубчатая лампа накачки жестко закреплена по оси цилиндрической кюветы. В полость между лампой и кюветой залита жидкость, хорошо поглощающая в области спектра излучения лампы. Усредненный по полосе поглощения показатель поглощения жидкости обозначим через K . Для значений K , реализующихся на практике, поглощение оптического излучения в жидкости описывается законом Бера; следовательно, основное энерговыделение происходит в слое жидкости толщиной K^{-1} . Поглощенная энергия идет на нагревание жидкости, и при условии $K^{-1} \gg (\chi\tau)^{1/2}$ (χ — температуропроводность жидкости; для органических жидкостей $\chi \sim 10^{-3}$ см²/сек, τ — длительность вспышки лампы, $\tau \sim 10^{-3}$ сек) теплопроводность не оказывает существенного влияния на распределение температуры в жидкости, которое определяется соотношением [7]

$$(1) \quad T(r, t) = \frac{\eta K}{c\rho} \exp(-Kr) \frac{W(t)}{S} + T_0.$$

Здесь c и ρ — теплоемкость при постоянном давлении и плотность жидкости; η — к.п.д. лампы в полосе поглощения жидкости; $W(t)$ — энергия разряда лампы; S — площадь излучающей поверхности лампы, контактирующей с жидкостью; T_0 — начальная температура жидкости.

При определенных условиях, которые будут сформулированы ниже, максимальная температура жидкости становится выше температуры кипения при соответствующем давлении. В этом случае в жидкости образуются пузырьки насыщенного пара, а при увеличении энергии накачки — и паровой слой, прилегающий к поверхности лампы [4]. Для температур, меньших критической ($T_{кр}$), плотность насыщенного пара $\rho_n \ll \rho$. Это условие позволяет пренебречь поглощением излучения в паровой фазе, а также использовать уравнение Клапейрона — Клаузиуса для зависимости давления насыщенного пара от температуры в виде [8]

$$(2) \quad dP/d\theta = qP/\theta^2, \quad P = P_0 \exp(-q/\theta + q/T_{ок}),$$

где P — давление в жидкости; q — теплота испарения, отнесенная к одной молекуле; θ — температура пара; $T_{ок}$ — температура кипения жидкости при давлении P_0 .

Уравнение теплового баланса в жидкости при разряде лампы накачки можно записать в следующем виде:

$$(3) \quad \omega = \frac{c\rho}{K}(\theta - T_0) + \frac{qR}{\mu} d\rho_n,$$

где ω — плотность энергии, поглощенной жидкостью; μ — молекулярный вес жидкости; R — газовая постоянная; d — толщина парового слоя.

В рассматриваемых условиях свойства насыщенного пара описываются уравнением состояния идеального газа

$$(4) \quad \rho_n = P\mu/R\theta.$$

Условие постоянства полного объема системы жидкость — пар дает

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T dV = \frac{\alpha}{\beta} \Delta T - \frac{1}{\beta} \frac{\Delta V}{V},$$

α — коэффициент термического расширения, β — сжимаемость жидкости. Или учитывая, что $\Delta T = (\theta - T_0)/Kh$ и $\Delta V/V = -d/h$, где h — эффективная толщина зазора с жидкостью ($h = V_{ж}/S$), получаем при условии $\tau \gg h/u$, где u — скорость звука:

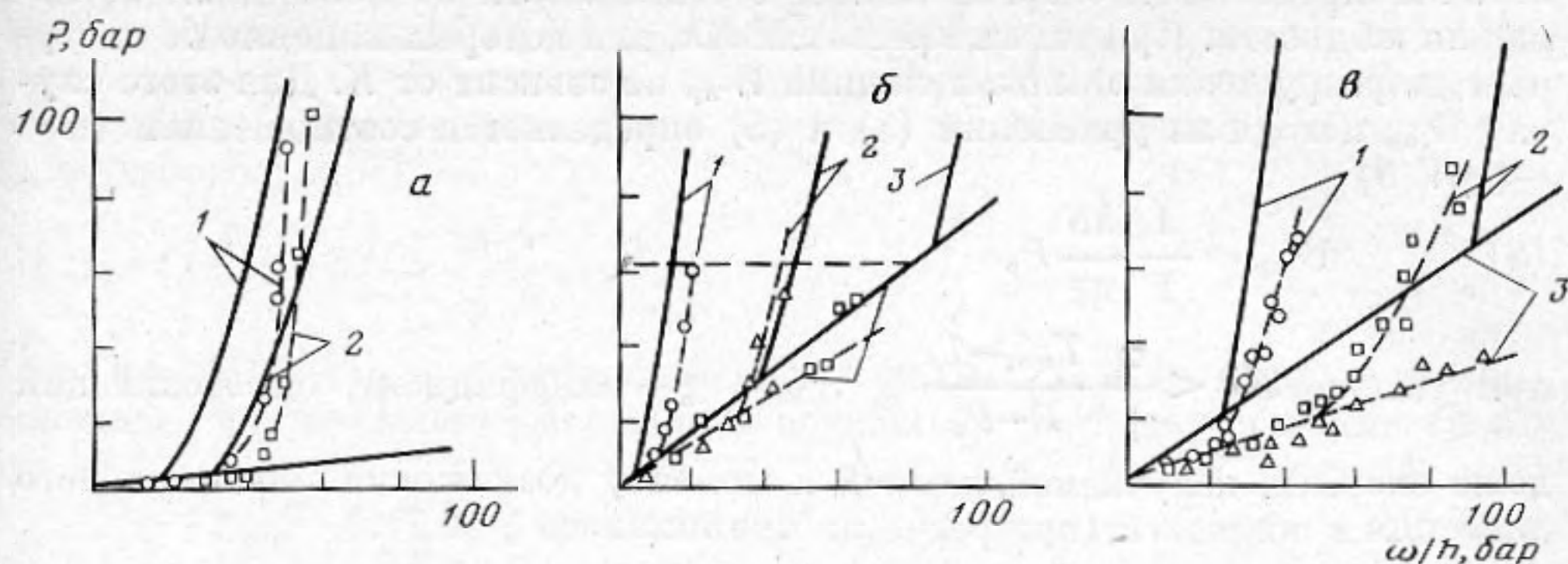
$$(5) \quad P - P_0 = \frac{\alpha}{\beta} \frac{\theta - T_0}{kh} + \frac{1}{\beta} \frac{d}{h}.$$

Отсюда легко получить выражение для давления в жидкости в случае отсутствия фазового перехода, полагая $d=0$. Естественным условием кипения является $d \geq 0$ или исходя из (5)

$$(6) \quad Kh \geq \frac{\alpha}{\beta} \frac{\theta - T_0}{P - P_0}.$$

Система уравнений (2) — (5) с четырьмя неизвестными (P , θ , ρ_n , d) является алгебраической, которая легко решается численными методами.

На опыте давление в жидкости измерялось по методике, описанной в работе [6]. В качестве источника излучения использовалась лампа типа ИФП-5000-2, расположенная по оси стальной цилиндрической камеры с исследуемой жидкостью. Давление измерялось пьезокерамическим датчиком на основе керамики ЦТС-19. Расчетные и экспериментальные зависимости $P(\omega/h)$ для жидкостей на основе воды, этилового спирта и эфира



Фиг. 1. Зависимость пиковых значений давления в жидкости от объемной плотности поглощенной энергии ω/h . Сплошной линией отмечена расчетная зависимость, штриховой — экспериментальная, кружки, квадраты, треугольники — экспериментальные точки, соответствующие 1, 2, 3; жидкость на основе воды: 1 — $Kh=250$; 2 — 185 (а); жидкость на основе этилового спирта: 1 — $Kh=258$; 2 — 80; 3 — 50 (б); жидкость на основе эфира диэтиленгликоля: 1 — $Kh=240$; 2 — 80; 3 — 15 (в)

диэтиленгликоля представлены на фиг. 1. Измерялись пиковые величины давлений. Термодинамические характеристики жидкостей приведены в табл. 1.

Как видно из фиг. 1, для каждого значения Kh давление в жидкости линейно зависит от поглощенной энергии вплоть до возникновения фазового перехода в жидкости, определяемого условием (6). Тангенс зависимости $P(\omega/h)$ до возникновения кипения определяется только термодинамическими характеристиками жидкости: $\text{tg } \varphi = \alpha/\beta c_p = \Gamma$, где Γ — коэффициент Грюнайзена. Дальнейшее увеличение поглощенной энергии приводит к резкому возрастанию давления за счет образования паровой фазы. При этом давление в системе пар — жидкость определяется давлением насыщенных паров при температуре θ . Точки отклонения от линейной зависимости $P(\omega/h)$ определяются условием $d=0$ или, учитывая (6),

$$(7) \quad (Kh) = \Gamma \frac{K\omega}{P - P_0}$$

Приведенные рассуждения справедливы для замкнутого объема жидкости.

Экспериментально зависимость $P(\omega/h)$ измерялась вплоть до механического разрушения лампы. В табл. 2 приведены значения давлений P_p , при которых происходило разрушение ламп ИФП-5000-2 в испытанных жидкостях. Значения P_p были получены в области фазового перехода в жидкости. Энергия накачки лампы, при которой давление в жидкости достигает значения P_p , является предельной энергией $W_{пр}$. На фиг. 1, б горизонтальная пунктирная линия соответствует экспериментальной величине P_p . Пересечение ее с кривыми $P(\omega/h)$ при различных Kh дает значение

Таблица 1

Термодинамические характеристики жидкостей

Охлаждающая жидкость	ρ , г/см ³ (20° С)	α , град ⁻¹ (20° С)	β , бар ⁻¹ (1—500 бар)	c , Дж/ГК (20° С)	$T_{ок}$, К	q , К	Γ (20° С)
На основе воды	1	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	4,2	373	4740	0,12
На основе этилового спирта	0,79	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$	2,4	351,5	4560	0,76
На основе эфира диэтиленгликоля	1,02	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	2,25	466	6460	0,69

величин предельных энергий лампы в зависимости от показателя поглощения жидкости. При таких значениях Kh , для которых кипение не наступает до разрушения лампы, величина $W_{пр}$ не зависит от K . Для этого случая $W_{пр}$ исходя из уравнений (3) и (5) определяется соотношением ($\omega = \xi\eta W/S$)

$$(8) \quad W_{пр} = \frac{1}{\Gamma} \frac{hS}{\eta\xi} P_p$$

при условии $Kh < \frac{\alpha}{\beta} \frac{T_{max} - T_0}{P - P_0}$. Здесь ξ — коэффициент, определяющий долю энергии, излучаемой лампой к моменту достижения максимального давления в жидкости (при расчетах принималось $\xi = 0,7$).

Таблица 2

Значения разрушающего давления P_p для испытанных жидкостей

Жидкость	P_p , бар	\bar{P}_p , бар
На основе воды	88, 120, 96	100
На основе этилового спирта	57, 55, 67, 50, 52	60
На основе эфира диэтиленгликоля	78, 67, 72	70

С началом кипения, согласно (2) — (5),

$$(9) \quad W_{пр} = \frac{Scp}{\xi\eta K} (\theta_p - T_0) + \frac{SqP_p d}{\xi\eta\theta_p},$$

$$\theta_p = (T_{ок}^{-1} - q^{-1} \ln P_p/P_0)^{-1},$$

$$d/h = \beta (P_p - P_0) - \frac{\alpha}{Kh} (\theta_p - T_0).$$

что будет выполняться при условии

$$h(\chi\tau)^{-1/2} \gg Kh \gg \frac{\alpha}{\beta} \frac{\theta - T_0}{P - P_0}.$$

Наконец, при увеличении K до значений, при которых $K^{-1} \ll \sqrt{\chi\tau}$,

$$(10) \quad W_{пр} \underset{K \rightarrow \infty}{\sim} \frac{Sh}{\xi\eta} \frac{qP_0}{\theta} \beta (P_p - P_0) \simeq \frac{Sh}{\xi\eta} q\beta P_p^2 \left(T_{ок}^{-1} - \frac{1}{q} \ln P_p/P_0 \right).$$

В этом случае величина $W_{пр}$, как и при отсутствии кипения, не зависит от K .

Экспериментальная зависимость $W_{пр}(K)$ была получена для ламп типа ИФП-5000-2, работающих в жидкости на основе этилового спирта (фиг. 2). Измерения проводились по методике, описанной в работе [9]. Сплошная кривая на фиг. 2 рассчитана при $P_p = 60$ бар. Занижение экспериментальной зависимости относительно расчетной при малых Kh объясняется тем, что в реальных системах кипение начинается несколько раньше выполнения условия (6). Завышение же опытных значений $W_{пр}$ при больших Kh объясняется влиянием недостаточной жесткости и герметичности системы. Удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментальной зависимостью показывает, что в рамках сделанных предположений теоретическая модель с достаточной точностью описывает полученные опытные данные.

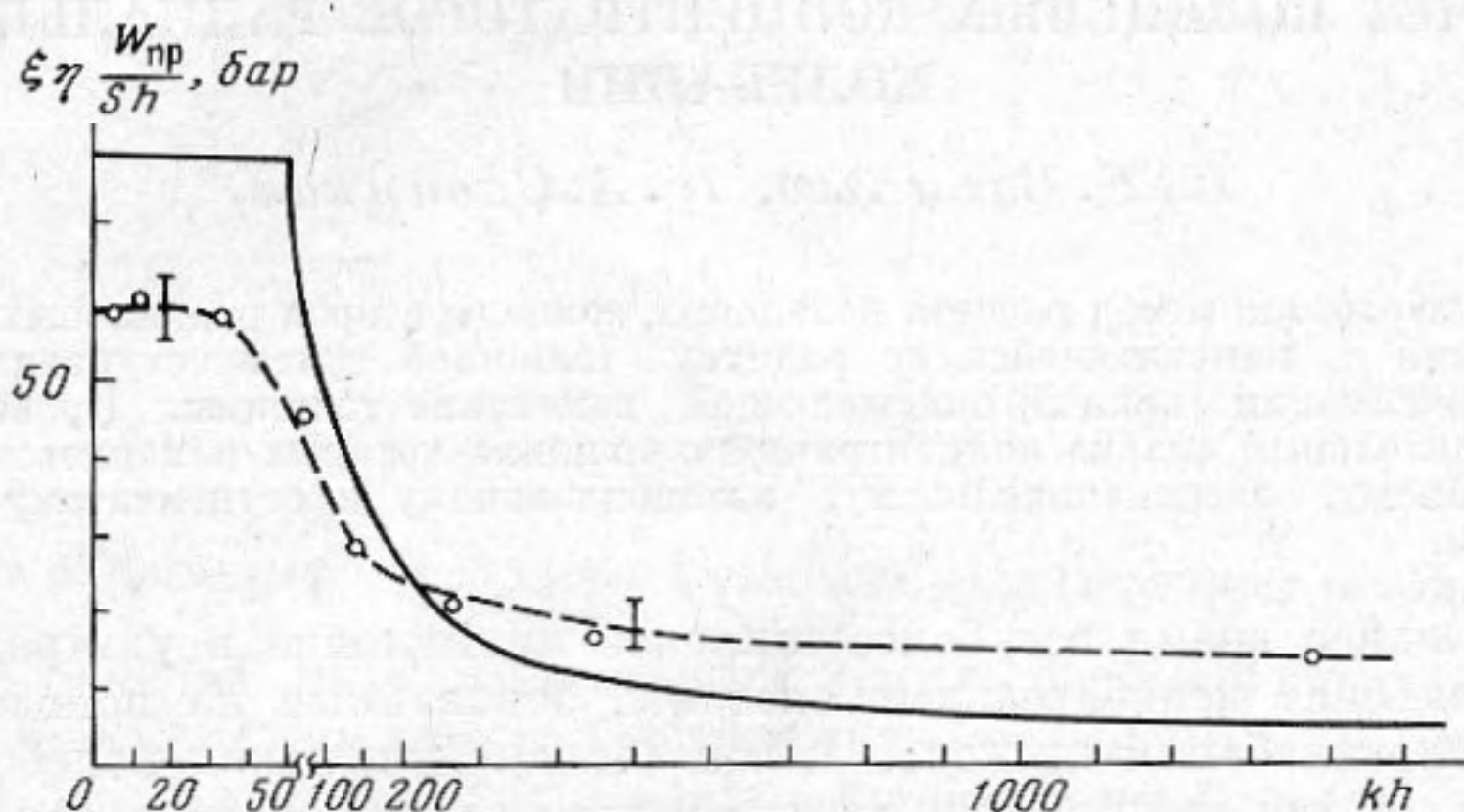
Как видно из графика, ход экспериментальной и теоретической зависимостей $W_{пр}(Kh)$ разбивается на три участка. Рассмотрим возможности увеличения $W_{пр}$ лампы при работе в каждом из них.

$$1. \quad Kh < \frac{\alpha}{\beta} \frac{T_{max} - T_0}{P - P_0}$$

($Kh < 50$ для жидкости на основе C_2H_5OH). Для увеличения $W_{пр}$ целесообразно выбирать жидкости с большими значениями коэффициента Грюнайзена, увеличивать эффективную толщину зазора с жидкостью, уменьшать к.п.д. лампы в полосе поглощения, что практически совпадает с рекомендациями работы [7].

$$2. h(\chi\tau)^{-1/2} \gg Kh \gg \frac{\alpha \theta - T_0}{\beta P - P_0}$$

($50 < Kh < 1200$ для жидкости на основе C_2H_5OH). В этом режиме работы основное влияние имеет уменьшение показателя поглощения жидкости K ,



Фиг. 2. Зависимость предельной энергии лампы ИФП-5000-2 в жидкости на основе этилового спирта от параметра Kh (сплошная кривая — расчетная, штриховая — экспериментальная). Вертикальный интервал соответствует доверительной вероятности 0,9

а также выбор жидкостей с большими значениями $T_{ок}$, q , малыми значениями Γ . Для ламп целесообразно увеличивать значение отношения S/η .

3. При $Kh \gg h(\chi\tau)^{-1/2}$ основную роль играет выбор жидкости с большими значениями q и β и увеличение коэффициента Sh/η .

При работе в каждом из указанных выше режимов увеличение P_p лампы ведет к увеличению $W_{пр}$.

Авторы благодарят Л. С. Мельникова и А. П. Павловскую за помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П. Луч оптического квантового генератора в жидкости. ЖЭТФ, 1963, 44, 6, 2180–2183.
2. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение звуковых волн (обзор). Акуст. ж., 1973, 19, 3, 305–320.
3. Ляшнев Л. М., Наугольных К. А. О генерации звука тепловыми источниками. Акуст. ж., 1976, 22, 4, 625–628.
4. Бялко Н. Г., Матюшин Г. А., Толкачев Б. В. О некоторых эффектах, возникающих в поглощающих жидкостях под действием излучения импульсных ламп накачки. Ж. прикладной спектроскопии, 1972, 16, 7, 916–918.
5. Трибельский М. И. О взаимодействии излучения импульсных ламп с охлаждающей жидкостью. Инж.-физ. ж., 1975, 28, 2, 265–267.
6. Матюшин Г. А., Мельников Л. С., Подгаецкий В. М., Трибельский М. И. Взаимодействие мощного излучения импульсных ламп с поглощающей жидкостью. Квантовая электроника, 1977, 4, 8, 1076–1083.
7. Подгаецкий В. М. Условия разрушения и предельные нагрузки импульсных ламп в охлаждающей жидкости при наличии поглощения. Ж. прикладной спектроскопии, 1974, 20, 1, 48–53.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
9. Бялко Н. Г., Матюшин Г. А., Подгаецкий В. М., Самборский Н. В. Исследование предельных нагрузок импульсных ламп в фильтроохлаждающей жидкости. Квантовая электроника, 1974, 1, 6, 1350–1354.

Поступила
9 июня 1978 г.