

УДК 532.135:532.528

© 2003 г. А. В. БАЗИЛЕВСКИЙ, Д. Д. МЕЙЕР, А. Н. РОЖКОВ

ДИНАМИКА СФЕРИЧЕСКОЙ МИКРОКАВЕРНЫ В ПОЛИМЕРНОЙ ЖИДКОСТИ

Экспериментально исследовано формирование и схлопывание паровой микрокаверны (микропузырька) в водных растворах полиакриламида молекулярной массы 0,5–11 млн. и концентрации 0–6%. Формирование микропузырька радиусом менее 100 мкм осуществлялось локальным импульсным перегревом жидкости при помощи микронагревателя. Методами стробоскопической визуализации детально прослежена история эволюции микропузырька. Отмечено некоторое замедление процесса схлопывания микропузырька при высокой концентрации полимера, а также при низкой молекулярной массе. В исследуемом диапазоне параметров кардинального изменения динамики микропузырька под действием полимерных добавок не обнаружено.

Ключевые слова: микрокаверна, пузырек, кавитация, схлопывание, рост, раствор полимера.

Исследования кавитационных процессов в полимерных жидкостях становятся актуальными, когда полимерные добавки начинают использоваться для модификации того или иного гидродинамического процесса, в котором присутствует кавитация. Так открытие эффекта Томса (снижение при помощи полимерных добавок турбулентного трения при движении жидкостей в канале, а также при движении тел в жидкости) повлекло за собой начало исследований эффектов кавитационной эрозии материалов при течении полимерных растворов в каналах и при движении тел в этих растворах.

Другой пример – использование полимерных добавок для повышения качества струйной печати. Полимерные добавки в чернила подавляют формирование сателитных капель при выбросе струйки чернил из микросопла печатающей головки [1]. Вылетающая из сопла струя стандартных чернил состоит из относительно большой головной капли и длинного тонкого хвоста, который в процессе последующего полета распадается на множество вторичных (сателитных) малых капелек. При неконтролируемом падении их на бумагу качество печати снижается. Полимерные добавки в чернила вынуждают длинную струю стянуться в единую каплю, без каких-либо потерь жидкости в полете. Качество печати повышается.

С другой стороны, в термоструйной печати выброс струи обеспечивается быстрым ростом парового пузырька с последующим его схлопыванием. Полимерные добавки могут также модифицировать и этот кавитационный процесс. Эффект полимерных добавок будет негативным, если их присутствие приведет к замедлению роста пузырька и, как следствие, к некоторым потерям скорости истечения струи. В то же самое время некоторое замедление финальной стадии схлопывания пузырька может иметь положительный эффект, потому что в этом случае снижается интенсивность импульсов давления в жидкости, которые вызывают кавитационную эрозию материалов. Известно, что кавитационная эрозия является доминирующим фактором, который определяет срок службы микронагревателя в печатающей головке принтера [2].

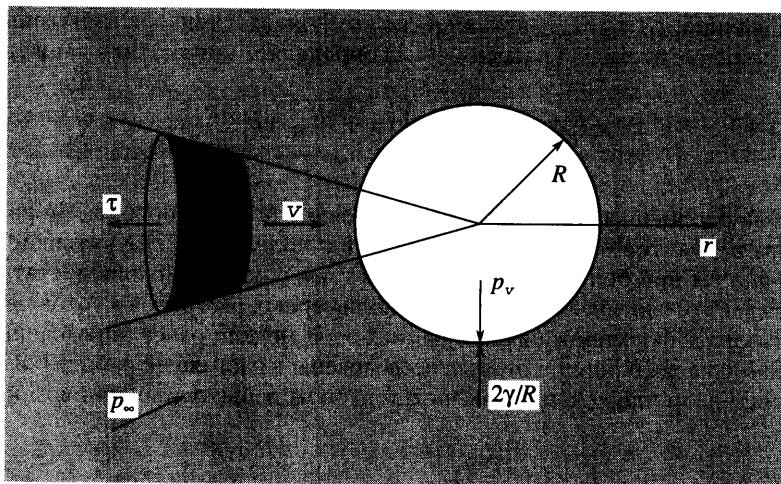
Высокомолекулярные полимерные добавки к воде влияют на кавитационные явления [3]. Так, в частности полимерные добавки увеличивают скорость эрозии материалов при вибрационной кавитации [4], но подавляют эрозию материалов при кавитации, формируемой в потоке [5]. Были предложены два возможных механизма влияния полимера на кавитацию. Первый механизм – изменение структуры потока, в результате чего меняются условия для протекания кавитационных явлений. Второй – изменение скорости схлопывания индивидуального пузырька вследствие реологических эффектов в жидкости. Далее рассматриваются возможности только второго механизма.

Результаты теоретических исследований достаточно противоречивы. В некоторых работах получено замедление схлопывания под действием формирующихся внутренних напряжений в жидкости. Так замедление схлопывания, при котором характер движения на финальной стадии оказывается колебательным, предсказано в рамках линейной максвелловской модели [6]. Другие формы замедления схлопывания получены при рассмотрении процесса в рамках различных вариантов модели Олдройда [7]. Практически полная остановка течения наблюдается на поздней стадии схлопывания пузырька при описании процесса с помощью модели полимерного раствора Рискина [8]. Эффект определяется единственным безразмерным параметром, который содержит начальный радиус пузырька, плотность жидкости, давление и молекулярные характеристики жидкости. Схлопывание пузырька в концентрированном полимерном растворе, когда эффект реологии определяющий и допустимо безынерционное приближение, рассмотрено в [9, 10]. В [11] описан эффект полимерной добавки в случае моделирования свойств жидкости при помощи реологической модели Вильямсона. С другой стороны, фактическое отсутствие полимерного эффекта на рост и схлопывание пузырька следует из численных результатов [12, 13], если в качестве констант стандартной одройдовской модели использовать теоретические данные для разбавленных полимерных растворов. Влияние упругости полимерного раствора на колебательные движения пузырька исследовано в [14, 15].

В большинстве представленных выше случаев вопрос о выборе адекватного реологического уравнения состояния жидкости, а тем более о значениях реологических параметров при столь быстрых деформациях, остался открытым.

Прямые наблюдения за кавитирующим пузырьком не обнаруживают влияния полимерных добавок на процесс роста пузырька [16]. Также не отмечено замедление схлопывания достаточно больших пузырьков в полимерном растворе. Например, установлено, что скорость схлопывания пузырька с начальным диаметром порядка 10 мм в концентрированном полимерном растворе больше, чем в ньютоновской жидкости той же вязкости [9]. При формировании в жидкости пузырьков диаметром 7 – 19 мм при помощи искрового разряда влияние добавок полиэтиленоксида концентрации 250 млн^{-1} на динамику пузырька оказалось незначительным [17]. Вместе с тем отмечено, что добавки способствуют сохранению сферической формы пузырька в случае, когда схлопывание происходит вблизи твердой стенки. Наблюдения за процессами роста и схлопывания пузырьков, формируемых в жидкости лазерным импульсом, не выявили различия в поведении пузырька в чистом растворителе и полимерном растворе [18]. Диаметр пузырька перед схлопыванием был порядка 7–9 мм. Исследовались растворы высокомолекулярных полиакриламида и полиэтиленоксида в диапазоне концентраций 0–0.2%. Вместе с тем в [19, 20] отмечено ослабляющее влияние полимерной добавки на интенсивность вторичной микроструи, формируемой при неустойчивой форме схлопывания пузырька вблизи твердой поверхности, что коррелирует с результатами [17].

В [8] предположено, что экспериментальные условия в цитируемых выше работах не соответствовали ситуации, когда реологические особенности жидкости являются доминирующими или значимыми в процессе схлопывания. Отмечено, что радиус пу-



Фиг. 1. Схема схлопывания сферической каверны в безграничной жидкой среде

зырька должен быть чрезвычайно малым, чтобы ожидаемый эффект замедления схлопывания мог проявиться [8]. Подобный вывод следует также из представленного ниже теоретического анализа.

Наряду с гидродинамическим аспектом проблемы кавитирующий пузырек жидкости представляет значительный интерес для реологии сложных жидкостей как способ создания в жидкости чрезвычайно высоких скоростей деформации и контроля за кинематикой процесса. Наблюдения за поведением пузырька в сложных жидкостях позволяют оценить реологические особенности жидкостей [9, 10, 21].

Настоящая работа предпринята с целью исследования роста и схлопывания пузырьков относительно малых диаметров. Малые масштабы ведут к очень высоким скоростям элонгационных деформаций в процессе схлопывания пузырьков. Так что ожидалось, что интенсивное растяжение вызовет формирование значительных упругих напряжений в жидкости, которые будут активно влиять на кавитационный процесс. Предварительные результаты работы представлены в [22, 23].

1. Теоретическая модель. Для того, чтобы оценить влияние полимерных добавок на процесс схлопывания пузырька, рассматривается сферически симметричное движение (фиг. 1). Принимается простейшая гидродинамическая постановка: жидкость несжимаема, внутри пузырька только пар, давление которого постоянно, все прочие физические явления не учитываются [24]. Влияние реологии прослеживается аналогично тому, как это было сделано для вязкой жидкости [25] и некоторых моделей упруговязких жидкостей [26].

Течение радиально в сферической системе координат r, θ, φ : $v_r = v(r)$, $v_\theta = v_\varphi = 0$, $dR/dt = v_R$, где v – скорость жидкости и $R = R(t)$ – радиус пузырька. Уравнения движения жидкости имеют вид

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\theta\theta} + \tau_{\varphi\varphi}}{r}, \quad \tau_{\theta\theta} = \tau_{\varphi\varphi} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = 0$$

Здесь p – давление, τ_{rr} , $\tau_{\theta\theta}$, $\tau_{\varphi\varphi}$ – физические компоненты тензора избыточных напряжений τ , а решение второго уравнения (1.1) определяет кинематику движения

$$v = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{dR}{dt}, \quad \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{2R^2}{r^3} \frac{dR}{dt}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \left(R^2 \frac{d^2 R}{dt^2} + 2R \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right), \quad r \geq R$$

В качестве реологического уравнения состояния полимерного раствора используется один из вариантов олдرويدской модели (Oldroyd-B) [27], учитывающий нелинейные эффекты при больших деформациях в жидкостях. Модель достаточно адекватно описывает реологическое поведение полимерных растворов в условиях быстрого и значительного деформирования, и в рамках этой модели ранее определены реологические параметры жидкостей, которые исследованы в настоящей работе [28, 29].

В модели тензор напряжений связан с тензором избыточных напряжений зависимостью

$$\sigma = -p\mathbf{I} + \tau, \quad \tau = 2\mu\mathbf{E} + G(\mathbf{A} - \mathbf{I}) \quad (1.2)$$

Тензор упругой деформации \mathbf{A} определяется кинетическим уравнением

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T \cdot \mathbf{A} - \frac{1}{\Theta} (\mathbf{A} - \mathbf{I}) \quad (1.3)$$

где σ – тензор напряжений, μ – сдвиговая вязкость, G – модуль упругости, \mathbf{E} – тензор скоростей деформации, \mathbf{I} – единичный тензор, t – время, $\nabla \mathbf{v}$ – градиент скорости и Θ – время релаксации.

Интенсивный (с высокими градиентами скорости) сходящийся (конвергентный) поток на поздних стадиях схлопывания пузырька вызывает интенсивное растяжение элементов жидкости вдоль направления движения, что в свою очередь ведет к развитию осевых упругих напряжений. Формируемые осевые упругие напряжения препятствуют процессу схлопывания, подобно тому, как упругость скользкой резиновой пробки препятствует ее проникновению в узкое сужение.

Если жидкость интенсивно растягивается вдоль одного направления (в частности, вдоль направления \mathbf{r}) таким образом, что $\partial v / \partial r \gg \Theta^{-1}$, $\lambda \gg 1$ (λ – степень растяжения элементов жидкости), то с учетом кинематического соотношения $\partial v / \partial r = \lambda^{-1} d\lambda / dt$ из уравнения (1.3) следует

$$A_r \approx \lambda^2 \exp\left(\frac{-t}{\Theta}\right) \gg 1 > A_\theta, A_\varphi \quad (1.4)$$

Деформационное и упруго-напряженное состояние жидкости в этом случае описывается тензорами \mathbf{E} , \mathbf{A} , которые имеют диагональную структуру со следующими компонентами

$$\mathbf{E} = \{(\partial v / \partial r, v/r, v/r)\}, \quad \mathbf{A} \approx \{A, 1, 1\} \quad (1.5)$$

Граничные условия имеют вид

$$r = \infty, \quad p = p_\infty, \quad v = 0,$$

$$r = R, \quad \sigma_{rr} = -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial r} + G(A - 1) = \frac{2\gamma}{R} - p_v$$

где γ – поверхностное натяжение, p_∞ – внешнее давление среды, т.е. давление на бесконечности, p_v – давление внутри пузырька, которое полагается равным давлению насыщенного пара.

Интегрирование уравнения (1.1) на отрезке $r \in [\infty, R]$, с учетом уравнений (1.2), (1.4), (1.5) и граничных условий, позволяет получить уравнение динамики пузырька в упруго-вязкой жидкости Олдройда

$$\frac{1}{2R^2} \frac{d}{dR} (R^3 \dot{R}^2) = -\frac{4\mu \dot{R}}{\rho R} - \frac{2\gamma}{\rho R} - \frac{P_\infty - P_v}{\rho} - \frac{2G}{\rho} \int_{\infty}^R \frac{A-1}{r} dr \quad (1.6)$$

Уравнение (1.6) отличается по форме от известного уравнения Рэлея – Плессета (Rayleigh – Plesset) (см., например, [26]) множителем при последнем члене. Отличие связано с тем, что не предполагается равенство нулю следа тензора избыточных напряжений.

Совместное решение уравнений (1.6) и (1.3) дает описание процесса схлопывания пузырька, если заданы начальные условия схлопывания. В качестве последних можно принять условия, что в начальный момент радиус пузырька равен R_0 , скорость жидкости во всех точках пространства равна нулю и жидкость разгружена от внутренних напряжений. Влияние упругих напряжений представлено последним слагаемым уравнения (1.6). Уравнение (1.6) свидетельствует, что упругие напряжения, так же как и вязкие, оказывают сопротивление процессу схлопывания.

Интегрирование уравнения (1.6) на интервале $[R, R_0]$ позволяет представить уравнение движения в следующей форме

$$R^3 \dot{R}^2 = C - \frac{8\mu}{\rho} \int_{R_0}^R \dot{R} R dR - \frac{2\gamma}{\rho} R^2 - \frac{2P_\infty - P_v}{3\rho} R^3 - \frac{4G}{\rho} \int_{R_0}^R R^2 \left(\int_{\infty}^R \frac{A-1}{r} dr \right) dR \quad (1.7)$$

$$C = \frac{2P_\infty - P_v}{3\rho} R_0^3 + \frac{2\gamma}{\rho} R_0^2 \geq 0$$

где C константа интегрирования.

Для того, чтобы в жидкости возникли упругие напряжения, течение должно быть достаточно интенсивным, критерием чего является неравенство $\partial v / \partial r > \Theta^{-1}$ [27]. В маловязкой жидкости процесс схлопывания, первоначально чрезвычайно медленный, ускоряется по мере уменьшения размера пузырька. Соответственно, упругие напряжения в жидкости сначала отсутствуют, а затем быстро растут. Решение Рэлея для схлопывания каверны в идеальной жидкости [25] позволяет оценить градиент скорости в окрестности пузырька

$$\frac{\partial v}{\partial r} \sim \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} = \left(\frac{8p_\infty}{3\rho R_0^2} \right)^{1/2} \left(\left(\frac{R_0}{R} \right)^5 - \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \right)$$

Отсюда можно оценить радиус пузырька R_s , начиная с которого в жидкости появляются упругие напряжения

$$\left(\frac{R_0}{R_s} \right)^5 - \left(\frac{R_0}{R_s} \right)^2 = \left(\frac{R_0}{\Theta} \right)^2 \left(\frac{8p_\infty}{3\rho} \right)^{-1}$$

Формирование упругих напряжений начинается тем раньше и происходит тем более интенсивно, чем меньше начальный радиус пузырька и чем больше время релаксации жидкости. В частности, при $\Theta \geq R_0 / (8p_\infty / (3\rho))^{1/2}$ упругие напряжения начинают формироваться практически с началом схлопывания: $R_s \sim R_0$. Полагая $R_0 = 1$ мм, $p_\infty = 100$ кПа, $\rho = 1000$ кг/м³, получим, что это имеет место в случае жидкостей, для которых $\Theta \geq 0.1$ мс. Указанное неравенство удовлетворительно выполняется даже для достаточно разбавленных растворов.

Приведенные оценки и рассуждения позволяют далее предположить, что эффект полимерных добавок нарастает по мере схлопывания пузырька. Простая оценка для финальной стадии схлопывания пузырька может быть получена и без явного решения уравнений (1.3), (1.6) или (1.7). Действительно, для вычисления последнего слагаемого в правой части уравнения (1.7) необходимо найти распределение упругих деформаций в жидкости $A = A(r)$. Полная деформация произвольного элемента жидкости λ в процессе схлопывания каверны определяется первоначальным положением элемента r_0 и кинематикой его последующего движения $r = r(r_0, t)$. Интегрирование второго уравнения (1.1) приводит к уравнению

$$r^2 \frac{dr}{dt} = R^2 \frac{dR}{dt}$$

интегрирование которого, в свою очередь, определяет распределение деформации в жидкости

$$r^3 = R^3 - R_0^3 + r_0^3, \quad \lambda^2 = \left(\frac{r_0}{r}\right)^4 = \left(1 + \left(\frac{R_0}{r}\right)^3 - \left(\frac{R}{r}\right)^3\right)^{4/3}$$

Для поздней стадии схлопывания каверны ($R \ll R_0$), когда реализуется (1.4), интеграл в (1.7) может быть оценен следующим образом

$$\frac{4G}{\rho} \int_{R_0}^R R^2 \left(\int_{\infty}^R \frac{A-1}{r} dr \right) dR \approx \frac{4G}{\rho} \int_{R_0}^R R^2 \left(\int_{\infty}^R \frac{R_0^4 \exp(-t/\Theta)}{r^5} dr \right) dR \approx \frac{GR_0^4}{\rho} \exp\left(-\frac{t}{\Theta}\right) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0}\right) \quad (1.8)$$

При $R \ll R_0$ третье и четвертое слагаемые в правой части уравнения (1.7) малы по сравнению с другими членами суммы, и ими можно пренебречь. Для других членов суммы (1.7) справедливы неравенства

$$R^3 \dot{R}^2 \geq 0, \quad \frac{8\mu}{\rho} \int_{R_0}^R \dot{R} R dR \geq 0$$

Из уравнения (1.7) с учетом (1.8) в этом случае следует

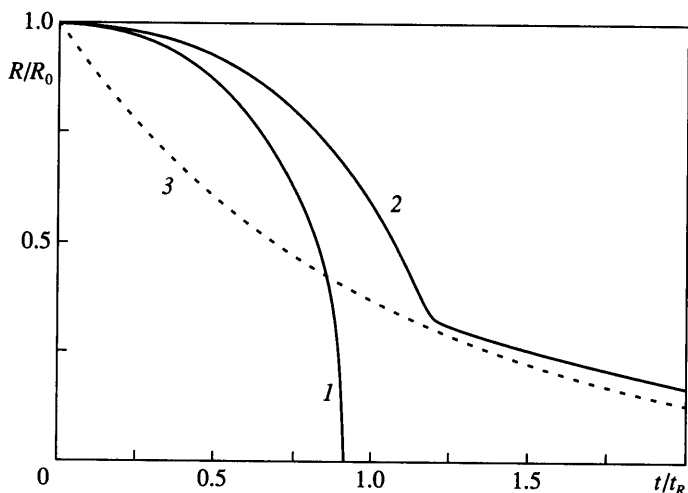
$$\frac{2p_{\infty} - p_v}{3} \frac{R^3}{\rho} + \frac{2\gamma}{\rho} R_0^2 \equiv C \geq C - \frac{8\mu}{\rho} \int_{R_0}^R \dot{R} R dR - R^3 \dot{R}^2 \approx \frac{GR_0^4 \exp(-t/\Theta)}{\rho R}$$

Отсюда имеем

$$R(t) \geq \frac{GR_0 \exp(-t/\Theta)}{(2/3)(p_{\infty} - p_v) + 2\gamma/R_0} \quad (1.9)$$

Для иллюстрации полимерного эффекта на фиг. 2 в безразмерном виде представлены теоретические зависимости изменения радиуса пузырька от времени для идеальной жидкости (решение Рэлея), упруговязкой жидкости Олдройда (численное решение уравнения (1.7) с модификацией (1.8)) и асимптотика (1.9). В расчетах полагалось, что эффект поверхностного натяжения мал, $G/(p_{\infty} - p_v) = 1$, $\Theta/t_R = 1$, где $t_R = (\rho R_0^2 / (p_{\infty} - p_v))^{1/2}$.

Таким образом, процесс схлопывания пузырька затягивается до бесконечности. Это означает, что при этом происходит интенсивная диссипация кинетической энергии схлопывания. В реальности, конечно, время жизни кавитирующего пузырька



Фиг. 2. Изменение радиуса пузырька во времени: 1 – решение Рэлея для идеальной жидкости [25], 2 – решение уравнения (1.7) с модификацией (1.8) для жидкости Олдройда, 3 – асимптотика (1.9) для жидкости Олдройда

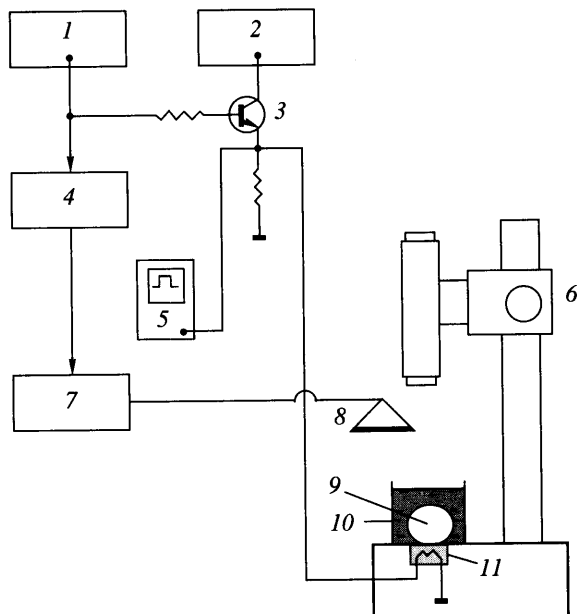
оказывается конечным, так как теоретическая модель не учитывает такие факторы, как прочность макромолекул, их конечную растяжимость и другие нелинейные эффекты. Тем не менее представленный здесь анализ показывает, что полимерные добавки обеспечивают дополнительное рассеяние кинетической энергии на последней стадии пузырькового схлопывания. Следовательно, возникающие в результате схлопывания волны давления в жидкости могут быть существенно ослаблены и кавитационная эрозия материалов (в частности, повреждение микронагревателя в печатающей головке принтера) может быть уменьшена.

2. Постановка эксперимента. Задача эксперимента заключалась в формировании и наблюдении за историей эволюции одиночного пузырька пара в полимерной жидкости. Как было оценено выше, эффекты полимерных добавок проявляются тем сильнее, чем меньше начальный радиус кавитирующего пузырька. Поэтому важнейшей особенностью работы являлось стремление обеспечить как можно меньший начальный радиус пузырька. Другая особенность заключалась в исследовании полимерных растворов в более широком концентрационном диапазоне, чем это было сделано ранее.

Схема экспериментальной установки показана на фиг. 3. Основным элементом – кювета, заполненная испытуемой жидкостью, в которой происходит формирование и схлопывание исследуемого пузырька. Размер кюветы достаточно большой по сравнению с размерами пузырька. Кювета была открыта сверху, что допускало прямое наблюдение за пузырьком.

Формирование пузырька осуществлялось путем быстрого локального перегрева жидкости при помощи микронагревателя. Микронагреватель был вмонтирован в дно кюветы и представлял собой плоский квадрат размером 100×100 мкм и толщиной около 100 нм. Путем электрического нагрева он обеспечивал тепловой импульс порядка 40 мкДж в течение 4.5 мкс, что приводило к перегреву жидкости в локальной окрестности микронагревателя до температуры порядка 400°C .

В результате интенсивного перегрева жидкости в ней формируется пузырек пара. Рост пузырька сопровождается высокими тепловыми потерями, хотя жидкость во-



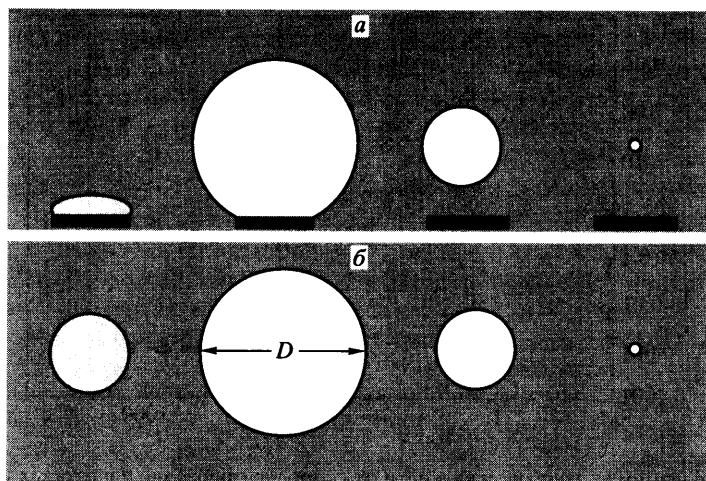
Фиг. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор импульсов, 2 – источник питания, 3 – усилитель, 4 – генератор задержки импульсов, 5 – осциллограф, 6 – измерительный микроскоп, 7 – генератор стробоимпульсов, 8 – лампа-вспышка, 9 – пузырек, 10 – кювета с тестируемой жидкостью, 11 – микронагреватель

круг пузырька прогревается лишь на глубину нескольких микронетров. Температура в пузырьке быстро падает и становится близкой к температуре окружающей среды при достижении пузырьком максимального размера ($R_0 \sim 100$ мкм), что происходит через несколько микросекунд после теплового импульса. Детали описанного процесса представлены в [29]. По достижению максимального размера пузырек начинает схлопываться, и именно эта стадия являлась предметом настоящего исследования.

Генератор импульсов Г5-54 через усилитель формирует и подает электрический сигнал на микронагреватель для его кратковременного разогрева. В опытах импульс разогрева имел прямоугольную форму и длительность 4.5 мкс.

Одновременно сигнал генератора через генератор задержки импульсов (в этом качестве использовался другой генератор Г5-54) подавался на управляющий элемент лампы-вспышки (Electro-optics, PS302), так что формировалась заданная временная задержка между моментом начала разогрева микронагревателя и началом светового импульса подсветки. При этом длительность светового стробо-импульса лампы-вспышки составляла менее 1 мкс. Форма сигналов, подаваемых на микронагреватель и на лампу-вспышку, контролировалась при помощи осциллографа.

В данных экспериментах весь процесс образования и схлопывания парового пузырька занимал примерно 12–16 мкс и имел высокую степень повторяемости. При периодическом повторении процесса с заданной временной задержкой между началом разогрева и подсветкой наблюдатель мог видеть одну и ту же стадию процесса формирования и коллапса пузырька. Несмотря на то, что каждый новый световой импульс высвечивал новый пузырек, благодаря высокой повторяемости процесса последовательная накладка практически одинаковых изображений воспринималась как наблюдение за одним и тем же объектом. Плавно меняя величину временной задерж-



Фиг. 4. Последовательность стадий формирования и схлопывания пузырька (слева направо): *а* – вид сбоку, *б* – вид сверху

ки, можно было создать ощущение наблюдения за историей жизни парового пузырька в растянутом масштабе времени. При таком способе наблюдений величина времени задержки соответствует времени, прошедшему с момента начала образования пузырька.

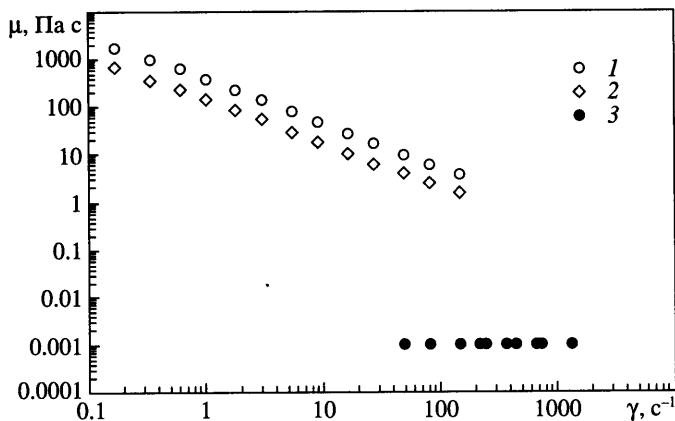
Точность временной задержки поддерживалась на уровне 0.1 мкс, так что основную ошибку в точность измерения времени вносила конечность продолжительности светового импульса лампы-вспышки ≤ 1 мкс. Частота повторения задавалась генератором управляющих импульсов и могла изменяться в диапазоне 0–1500 Гц.

Для наблюдений за пузырьком и измерений использовался цифровой измерительный микроскоп ИМЦ100 \times 50А, объектив которого располагался непосредственно над кюветой. Наблюдения могли осуществляться как визуально, так и при помощи CCD-видеокамеры CID2507А, присоединенной к микроскопу.

При наблюдениях была четко видна граница пузырька. Зарождение пузырька происходило в виде появления множества микропузырьков на поверхности квадратного микронагревателя. В течение нескольких долей микросекунды эти микропузырьки объединялись в единый пузырек, форма которого близка к плоской. Сначала этот объединенный пузырек имел квадратный план при наблюдении сверху, но который затем быстро принимал форму круга.

При увеличении значения времени задержки диаметр круга сначала быстро растет, а затем уменьшается до нуля. Круговая форма сохраняется вплоть до полного исчезновения пузырька. Во всех экспериментах не наблюдались неустойчивости на поздних стадиях схлопывания и формирования вторичных микроструй.

Возможная схема формирования пузырька и его последующего схлопывания показана на фиг. 4. Для каждого значения времени задержки производилось измерение размера пузырька. Кювета крепилась непосредственно на двухкоординатном столе микроскопа, что позволяло осуществлять позиционирование кюветы с точностью до 1 мкм по каждому из направлений и измерять размеры пузырька. При таком способе измерения оптическая ось наблюдения всегда была перпендикулярна поверхности жидкости, и поэтому в измерениях отсутствуют ошибки, связанные с эффектом преломления света в жидкости.



Фиг. 5. Зависимость сдвиговой вязкости от скорости сдвига для некоторых исследуемых жидкостей: 1 – ПАА, $c = 6\%$, $M = 11$ млн.; 2 – ПАА, $c = 4\%$, $M = 11$ млн.; 3 – вода

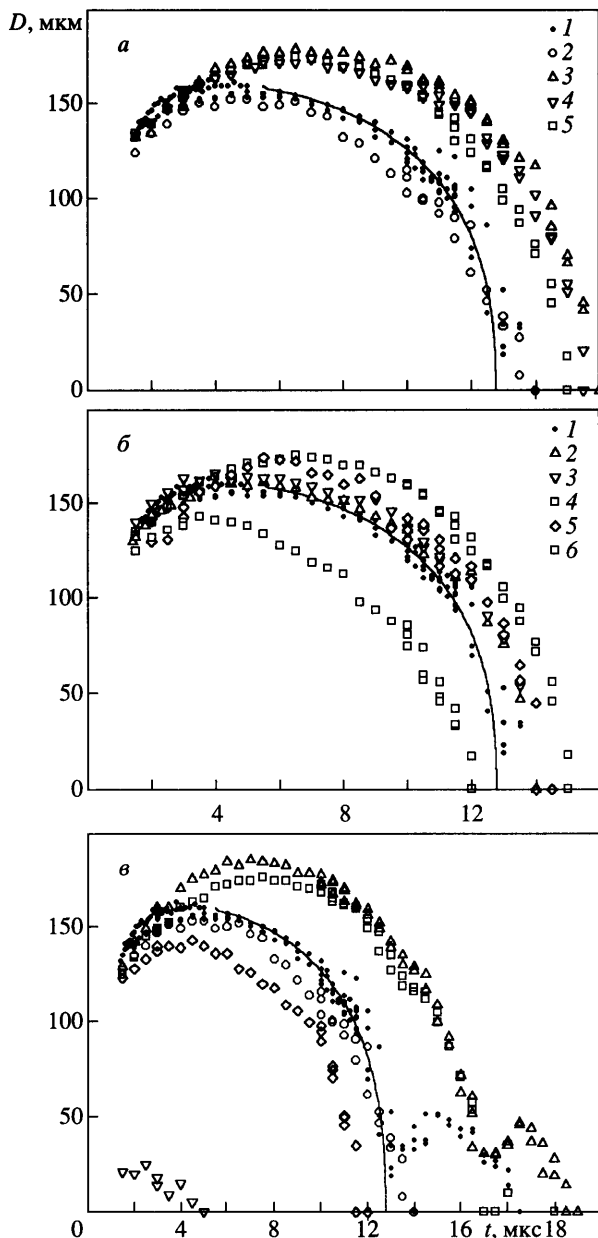
При формировании пузырьков из растворов полимеров возможно образование газа из продуктов высокотемпературного распада растворенного вещества. Чтобы избежать скопления газа и формирования остаточных газовых пузырьков, все эксперименты проведены при низкой частоте повторения импульса (1 Гц и меньше). При такой частоте повторений не было отмечено случая формирования остаточных газовых пузырьков для всех исследованных жидкостей.

Таким образом, каверна малого размера может быть создана в жидкости. Предложенная методика позволяет детально проследить за процессом образования и схлопывания малых паровых пузырьков. Ограничением метода является возможность его использования только для прозрачных жидкостей.

В качестве испытуемых полимерных жидкостей были исследованы водные растворы полиакриламида (ПАА), предоставленные Oil Field Products Group. Концентрация полимера c изменялась в диапазоне 0–6%, молекулярная масса M – в диапазоне 0,5–11 млн. Диапазон изменения сдвиговой вязкости исследуемых растворов составлял 0,001–1700 Па·с. На фиг. 5 представлены результаты измерения сдвиговой вязкости некоторых наиболее отличных друг от друга жидкостей. Время релаксации жидкостей изменялось в диапазоне 0–0,1 с, а модуль упругости – в диапазоне 0–285 Па [28, 29].

3. Результаты и их обсуждение. Результаты экспериментов, представляющие собой зависимости изменения во времени диаметра пузырька, показаны на фиг. 6. Сравнение экспериментальных результатов для чистой воды и расчетов по теории Рэлея свидетельствует о хорошем соответствии эксперимента и теории (фиг. 6). Это соответствие подтверждает то, что исследуемый в настоящей работе пристеночный пузырек схлопывается практически с той же скоростью, что и сферический пузырек в безграничном объеме жидкости (фиг. 4). Установленная закономерность демонстрирует возможность моделирования схлопывания одиночного пузырька при помощи предложенного метода.

Эксперименты не обнаружили заметного замедления схлопывания пузырька в исследуемых полимерных жидкостях. Фигура 6,а показывает влияние молекулярной массы, фигура 6,б – влияние концентрации. На фиг. 6,в показаны результаты для других исследованных в работе жидкостей, а также приведены результаты, которые иллюстрируют эффект “отскока”, т.е. формирование нового пузырька после того как первоначальный пузырек полностью схлопнулся. Как следует из графиков, не существует значительного различия между поведением пузырьков в воде и в полимер-



Фиг. 6. Влияние молекулярных параметров жидкости на кавитационное схлопывание пузырька: *a* – влияние молекулярной массы M растворенного в воде полиакриламида на зависимость изменения диаметра пузырька от времени для концентрации $c = 1\%$; кривая – теория Рэлея, точки 1 – вода, 2 – $M = 0.5$ млн., 3 – 2 млн., 4 – 6 млн., 5 – 11 млн. *b* – влияние концентрации c растворенного в воде полиакриламида на зависимость изменения диаметра пузырька от времени для молекулярной массы $M = 11$ млн.; кривая – теория Рэлея, точки 1 – вода, 2 – $c = 0.02\%$, 3 – 0.1% , 4 – 1% , 5 – 4% , 6 – 6% ; *v* – зависимость изменения диаметра пузырька от времени; кривая – теория Рэлея, точки 1 – вода, 2 – смесь воды и глицерина (1:1), 3 – глицерин, 4 – раствор ПАА при $c = 1\%$ и $M = 0.5$ млн., 5 – раствор ПАА при $c = 1.5\%$ и $M = 0.5$ млн., 6 – раствор ПАА при $c = 0.5\%$ и $M = 11$ млн. в смеси воды и глицерина (1:1)

ной жидкости. Некоторое увеличение максимального диаметра пузырька в случае промежуточных концентраций, по-видимому, связано с некоторым отличием термофизических свойств полимерной жидкости и воды. Наличие примеси в воде ведет к более интенсивному парообразованию. Однако последующее уменьшение максимального диаметра пузырька при высоких концентрациях может рассматриваться как определенное подтверждение возможности замедления схлопывания пузырька под действием упругих напряжений.

Те же самые выводы могут быть сделаны относительно уменьшения максимального диаметра с уменьшением молекулярной массы. Действительно, известно, что модуль упругости растет с увеличением концентрации и уменьшением молекулярной массы. Следовательно, вышеупомянутые особенности экспериментальных кривых могут рассматриваться как качественное подтверждение предсказания формулы (1.9).

Тем не менее, в целом, влияние полимерных добавок на рост и схлопывание пузырька пара в исследуемом диапазоне молекулярных параметров оказалось не слишком значительным. Если оценивать полученные данные с точки зрения применения их для управления процессами термоструйной печати, то можно сделать вывод, что полимерные добавки в широком диапазоне молекулярных параметров не оказывают реального влияния на процесс вытеснения струи жидкости из микрокамеры печатающей головки. Наблюдаемое в экспериментах [1] различие в движениях микроструй стандартной жидкости и жидкости с полимерными добавками связано с влиянием добавок непосредственно в полете, а не на стадии формирования струи. Об этом убедительно свидетельствуют результаты наблюдения за полетом микроструи в течение первых 50 мкс полета, когда скорость движения головной части струи оказывается одной и той же для стандартной жидкости и полимерной [1]. Это время существенно превышает время роста и схлопывания вытесняющего пузырька.

Необходимо отметить, что формирование и разрушение пузырька вблизи жесткой границы ведет к некоторому нарушению сферической симметрии деформации жидкости. Можно рассмотреть только средние значения деформации.

В разделе 1 предполагалось, что жидкость разгружена от упругих напряжений при радиусе пузырька R_0 . Но при быстром росте пузырька разгруженному состоянию отвечает радиус пузырька, при котором только начался этот рост и который может быть значительно меньше R_0 . В этом случае формула (1.9) модифицируется таким образом, что вместо множителя GR_0 следует использовать комбинацию GR_{00}^4/R_0^3 , где R_{00} – радиус пузырька, отвечающий разгруженному состоянию жидкости. В частности, согласно схеме, представленной на фиг. 4, за величину R_{00} можно принять $R_{00} \approx a/(2\pi)$ (где a – размер микронагревателя), что, однако, не сильно меняет конечный результат.

Можно попытаться оценить величину возможного эффекта полимерных добавок, используя доступные реологические данные. Эксперименты с растворами полиакриламида молекулярной массы 11 млн. дают значения модуля упругости 87–285 Па для концентраций 2–6% [28, 29]. Согласно (1.9), в этом случае существенное замедление схлопывания пузырька происходит при $R/R_0 \approx 0.004$. Следовательно, расчеты, основанные на численных данных [28, 29], предсказывают эффекты, которые не могут наблюдаться посредством используемой техники. Однако, если даже на столь поздней стадии процесса коллапс пузырька действительно замедляется, то это неизбежно должно сказаться на интенсивности кавитационной эрозии материалов. Вероятно, акустические методы диагностики могут оказаться полезными при исследовании поздних стадий схлопывания пузырька в полимерной жидкости. Вместе с тем отсутствие заметного эффекта дает основания полагать, что при столь высоких деформационных скоростях в полимерных жидкостях не проявляются какие-либо другие коротко-временные релаксационные моды, кроме тех, которые наблюдались в [28, 29].

Если же действительно окажется, что полимерные добавки не влияют на скорость схлопывания пузырька и на поздних стадиях процесса, то ранее упомянутая способность полимерных добавок повышать устойчивость сферической формы пузырька может оказаться полезной в исследованиях, связанных с кавитационным термоядерным синтезом [30].

Заключение. Проведенные экспериментальные исследования показали, что даже значительные по концентрации (до 6%) полимерные добавки не влияют на рост и схлопывание пузырька пара. С другой стороны, теоретические оценки свидетельствуют в пользу принципиальной возможности снижения кавитационной эрозии материала при помощи полимерных добавок.

Работа выполнена в рамках Соглашения о научном сотрудничестве между Hewlett Packard Laboratories и Институтом проблем механики РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meyer J.D., Bazilevsky A.V., Rozhkov A.N. Effects of polymeric additives on thermal ink jets // Proc. IS&T's NIP13: Intern. Conference on Digital Printing Technologies. 1997, Seattle, USA. IS&T, 1997. P. 675–680.
2. Tsuchii K., Tamura Y., Asai A., Yaegashi H. Analysis of bubble pressure in bubble jet printing technology // The 9th International Congress on Advances in Non-Impact Printing Technologies / Japan Hardcopy '93. 1993, Pacifico Yokohama, Yokohama, Japan, IS&T, 1993. P. 235–236.
3. Вязьменский Б.Э. Влияние полимерных добавок на кавитацию // Инж.-физ. журн. 1973. Т. 25. № 6. С. 1052–1055.
4. Ashworth V., Proster R.P.M. Cavitation damage in dilute polymer solutions // Nature. 1975. V. 258. P. 64–66.
5. Шановал И.Ф., Шальнев К.К. Исследование кавитации и эрозии в водных растворах полиакриламида // Докл. АН СССР. 1977. Т. 237. № 3. С. 537–540.
6. Fogler H.S., Goddard J.D. Collapse of spherical cavities in viscoelastic fluids // Phys. Fluids. 1970. V. 13. № 5. P. 1135–1141.
7. Brutyan M.A., Krapivsky P.L. Collapse of spherical bubbles in viscoelastic liquids // Quart. Journal Mech. Appl. Math. 1991. V. 44. Pt 4. P. 549–557.
8. Ryskin G. Dynamics and sound emission of a spherical cavitation bubble in a dilute polymer solution // J. Fluid Mech. 1990. V. 218. P. 239–263.
9. Pearson G., Middleman S. Elongational flow behavior of viscoelastic liquids // AIChE J. 1977. V. 23. № 5. P. 714–725.
10. Pearson G., Middleman S. Elongational flow behavior of viscoelastic liquids: Modelling bubble dynamics with viscoelastic constitutive relations // Rheol. Acta. 1978. V. 17. № 5. P. 500–510.
11. Brujan E.A. Bubble dynamics in a compressible shear-thinning liquid // Fluid Dynamics Research. 1998. V. 23. № 5. P. 291–318.
12. Ting R.Y. Viscoelastic effect of polymers on single bubble dynamics // AIChE J. 1975. V. 21. P. 810–813.
13. Ting R.Y. Effect of polymer viscoelasticity on the initial growth of a vapor bubble from gas nuclei // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 9. P. 1427–1431.
14. Fogler H.S., Goddard J.D. Oscillations of a gas bubble in viscoelastic liquids subject to acoustic and impulsive pressure variations // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 1. P. 259–263.
15. Yang W.J., Lawson M.L. Bubble pulsation and cavitation in viscoelastic liquids // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. № 2. P. 754–758.
16. Ting R.Y., Ellis A.T. Bubble growth in dilute polymer solutions // Phys. Fluids. 1974. V. 17. № 7. P. 1461–1462.
17. Chahine G.L., Fruman D.H. Dilute polymer solution effects on bubble growth and collapse // Phys. Fluids. 1979. V. 22. № 7. P. 1406–1407.
18. Kezios P.S., Schowalter W.R. Growth and collapse of single bubbles in polymer solutions undergoing shear // Phys. Fluids. 1986. V. 29. № 10. P. 3172–3181.
19. Brown S. W. J., Williams P. R. Bubble collapse and liquid jet formation in non-Newtonian liquids // AIChE Journal. 1999. V. 45. P. 2653–2656.

20. Williams P.R., Brown S.W.J., Williams P.M. A study of liquid jets formed by bubble collapse in elastic and Newtonian liquids // *J. Non-Newton. Fluid Mech.* 1998. V. 76. P. 307–325.
21. Johnson E., Middleman S. Elongational flow of polymer melts // *Polym. Eng. Sci.* 1978. V. 18. № 12. P. 963–968.
22. Bazilevsky A.V., Meyer J.D., Rozhkov A.N. Effects of polymeric additives on vapor bubble dynamics in thermal ink jet printing // *Proc. IS&T's NIP14: International Conference on Digital Printing Technologies.* 1998, Toronto, Canada. IS&T, 1998. P. 15–18.
23. Meyer J., Bazilevsky A.V., Rozhkov A.N. Effects of polymeric additives on vapor bubble dynamics in thermal ink jet printing // *Recent Progress in Ink Jet Technologies II* / Ed. E.Hanson, Series Editor: R.Eschbach. IS&T, 1999. P. 291–294.
24. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
25. Кнапп Р.Т., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. N.Y.: McGraw-Hill Book Company, 1970; Кнапп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. Под. ред. Полежаева В.И. М.: Мир, 1974. 688 с.
26. Fruman D.H. Effects of non-Newtonian fluids on cavitation // *Advances in the flow and rheology of non-Newtonian fluids* / Eds. D.A. Siginer, D. De Kee, R.P. Chhabra. Part A. N.Y.: Elsevier, 1999. P. 209–254.
27. Hinch E.J. Mechanical model of dilute polymer solutions in strong flows // *Phys. Fluids.* 1977. V. 20. № 10. Pt. 2. P. S22-S30.
28. Ентов В.М., Кордонский В.И., Прохоров И.В., Рожков А.Н., Торопов А.И., Шульман З.П., Ярин А.Л. Интенсивное растяжение растворов полимеров // *Докл. АН СССР.* 1988. Т. 301. № 4. С. 867–870.
29. Ентов В.М., Кордонский В.И., Прохоров И.В., Рожков А.Н., Торопов А.И., Шульман З.П., Ярин А.Л. Интенсивное растяжение растворов полимеров умеренной концентрации // *Высокомолекуляр. соединения. Сер. А.* 1988. Т. 30. № 12. С. 2486–2491.
30. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey Jr. R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // *Science.* 2002. V. 295. № 5561. P. 1868–1873.

Москва,
Пало Альто

Поступила в редакцию
24.IV.2002