

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕЙ НОВОЙ ФАЗЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*В. С. Воробьев**, *С. П. Малышенко*

*Институт высоких температур Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 декабря 2000 г.

Рассмотрено образование пузырьков пара в перегретой жидкости или капелек жидкости в пересыщенном паре в однородном электрическом поле и на заряженном центре. Показано, что для капелек как работа на их образование, так и их критический размер во всех случаях уменьшаются. Для пузырьков критический размер всегда возрастает, работа как на заряженном центре, так и в однородном поле убывает. Дано объяснение экспериментам по инициированию вскипания перегретой жидкости импульсами электрического поля.

PACS: 64.10.+h, 05.70.Fh, 64.70.Fx, 64.90.+b

1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние внешних электрических полей, вызывающих поляризацию среды, на условия равновесия фаз рассмотрено в ряде монографий и статей [1–19]. Установлено, что электрическое поле способствует конденсации пересыщенного пара, уменьшая критический размер капелек жидкости и снижая работу, необходимую для их образования. Однако по поводу пузырьков пара, возникающих в перегретой жидкости, существуют противоречия. Согласно [11, 12], электрическое поле должно затруднять образование зародыша паровой фазы в жидкости. Однако в ряде экспериментов наблюдался качественно противоположный эффект — импульсное электрическое поле, приложенное к диэлектрику, инициировало вскипание перегретой жидкости [13–18]. Для устранения этого противоречия в [13, 16, 17] был выдвинут ряд гипотез, отражающих различные точки зрения на наблюдаемое в опытах явление. Например, газо-выделение на электродах с последующим джоулевым нагревом и пробоем жидкости [13, 16] или существование двойного электрического слоя на границе жидкость–стенка ячейки, способствующего образованию газовой фазы [15]. В специально поставленных экспериментах [14] электроды изолировались от

жидкости стеклянной оболочкой, подавляющей газо-выделение. Тем не менее они подтвердили интенсификацию вскипания в электрическом поле. В гипотезе о двойном слое не ясны причины его возникновения, а также остается неопределенной величина его заряда. С точки зрения авторов работы [19], на парообразование в жидкости может оказать влияние движение, вызванное действием электрических сил.

В настоящей работе вопрос об образовании зародышей новой фазы в диэлектрической среде, поляризованной внешним электрическим полем, исследуется на основе законов сохранения на границе раздела фаз и на анализе выражения для избыточной работы, необходимой для возникновения зародыша. Рассматривается образование зародышей на заряженном центре и в однородном поле.

Существенное значение имеют возникающие на границе раздела фаз поверхностные силы: электрическая сила, направленная в сторону менее плотной среды, и лапласова сила, связанная с кривизной поверхности, повышающая давление в зародыше. Для жидкой капельки в газовой среде эти силы направлены навстречу друг другу, что «разгружает» капельку, эффективно уменьшая ее поверхностное натяжение, и приводит к уменьшению размера критического зародыша жидкой фазы в пересыщенном паре. Напротив, для газового пузырька в жидкой среде действие этих обеих сил складывается, и они обе сжимают пузырек. В результате в присутствии поля

*E-mail: vrbv@mail.ru

критический зародыш имеет больший размер, чем в его отсутствие. Однако работа, идущая на образование пузырька критического размера с учетом изменения энергии электрического поля, в однородном поле и в неоднородном полях заряженного центра уменьшается. Последнее обстоятельство позволяет дать интерпретацию экспериментам, в которых неоднородное электрическое поле инициировало вскипание перегретой жидкости.

2. УСЛОВИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Рассмотрим условия, которым должны удовлетворять параметры вещества диэлектрика, поляризованного внешним электрическим полем, на криволинейной неподвижной поверхности раздела фаз при наличии фазового равновесия ($T_1 = T_2$, поток вещества через границу раздела отсутствует). Баланс сил на границе раздела приводит к соотношению для разности давлений в фазах [4], а баланс энергии — к равенству полных химических потенциалов фаз. В результате получаем

$$p_1 - \frac{E_1^2}{8\pi} \left(\rho_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \right)_T + \Delta F - F_\sigma = p_2 - \frac{E_2^2}{8\pi} \left(\rho_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2} \right)_T, \quad (1)$$

$$\mu_1(p_1) - \frac{E_1^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \right)_T = \mu_2(p_2) - \frac{E_2^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2} \right)_T, \quad (2)$$

где p_1, p_2 и ρ_1, ρ_2 — давления и плотности вещества фаз на границе раздела, E_1 и E_2 — напряженности электрического поля на границе раздела, связанные граничными условиями

$$E_1^2 = E_t^2 + E_n^2, \quad E_2^2 = E_t^2 + E_n^2 \varepsilon_1^2 / \varepsilon_2^2,$$

E_n и E_t — нормальная и тангенциальная составляющие напряженности поля в первой среде,

$$F_\sigma = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

σ — поверхностное натяжение, R_1, R_2 — главные радиусы кривизны фазовой границы в рассматриваемой точке, ΔF — поверхностная электрическая сила, связанная с различием диэлектрических проницаемостей сред, направленная в сторону среды с меньшим значением ε и равная [4]

$$\Delta F = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{8\pi} \left(E_t^2 + E_n^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right). \quad (3)$$

Формула (2) удобна тем, что в отсутствие поля она совместно с (1) переходит в стандартные условия равновесия фаз, известные из термодинамики для поверхности с кривизной:

$$\mu_1(p_1) = \mu_2(p_2), \quad p_1 = p_2 + F_\sigma.$$

Линеаризуя (с точностью до линейных членов) химические потенциалы в (2) по давлению в окрестности точки p_s , соответствующей фазовому равновесию в отсутствие поля и кривизны, приходим вместо (1), (2) к соотношениям, не содержащим химических потенциалов:

$$p_{1E} - p_{2E} = F_\sigma - \Delta F, \quad (4)$$

$$(p_s - p_{2E}) \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right) = F_\sigma - \Delta F, \quad (5)$$

где

$$p_{2E} = p_2 - \frac{E_2^2}{8\pi} \left(\rho_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2} \right)_T, \quad (6)$$

$$p_{1E} = p_1 - \frac{E_1^2}{8\pi} \left(\rho_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \right)_T,$$

$v = 1/\rho$ — удельный объем вещества.

В присутствии электрического поля величина $p_{2E} = p_0$ приближенно сохраняет свое значение, которое равно давлению p_0 в точке, где поле отсутствует [4]. Поэтому с хорошим приближением вклад электрострикционных сил в результирующий перепад давлений на границе раздела фаз равен нулю. Это обстоятельство обосновывает возможность пренебречь этими силами изначально, что было сделано, например, в [5, 6].

3. ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕЙ

Пусть одна из фаз имеет малые размеры и возникает внутри основной протяженной фазы, находящейся в метастабильном состоянии в присутствии электрического поля. Речь пойдет об образовании капелек жидкости в переохлажденном паре или пузырьков пара в перегретой жидкости. Рассмотрим эту задачу для неоднородного центрально-симметричного поля и для однородного поля.

3.1. Образование зародышей на заряженном центре

Если заряд Q , создающий поле, расположен в центре пузырька (для жидкой капельки эта задача

рассмотрена в [5]), то задача становится сферически-симметричной и зародыш представляет из себя шарик радиуса R . Нас не будет интересовать распределение плотности по объему зародыша, поэтому будем считать ее постоянной.

Поскольку температура и полный химический потенциал зародыша совпадают со значениями этих величин для окружающей среды, работа, необходимая для его создания, дается изменением термодинамического потенциала вещества $\Omega = -pV$ и изменением энергии электрического поля. Запишем эти величины в виде

$$\Delta\Omega = 4\pi R^2\sigma - \frac{4\pi R^3}{3} \left[p_1 - p_2 + \frac{Q^2}{8\pi R^4} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right) \right]. \quad (7)$$

Примечательно, что вклад от изменения энергии электрического поля для пузырька или капельки входит в (7) с разным знаком.

Точки экстремума найдем, дифференцируя (7) по R с учетом зависимости диэлектрических проницаемостей среды от плотности. В результате получаем

$$\frac{2\sigma}{R} = p_1 - \frac{Q^2}{8\pi\varepsilon_1^2} \left(\rho_1 \frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\rho_1} \right)_T - p_2 + \frac{Q^2}{8\pi\varepsilon_2^2} \left(\rho_2 \frac{\partial\varepsilon_2}{\partial\rho_2} \right)_T - \frac{Q^2}{8\pi R^4} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right). \quad (8)$$

Как видно, мы в точности пришли к условию (1), полученному из законов сохранения и записанному для сферического случая. В отсутствие поля выражение (8) дает формулу Лапласа для радиуса критического зародыша. Равенство полных химических потенциалов на границе позволяет перейти от (8) к формуле аналогичной (5):

$$(p_s - p_0) \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right) = \frac{2\sigma}{R} + \frac{Q^2}{8\pi R^4} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right). \quad (9)$$

Для анализа выражений (7), (9) удобно использовать безразмерные единицы $p' = p/p_0$, $r = R/R_c$, где R_c — размер критического зародыша в отсутствие поля. В этих единицах уравнение (9) примет вид (штрихи опущены)

$$S \left(1 - \frac{1}{r} \right) = \pm \frac{F}{r^4}, \quad (10)$$

где

$$F = \frac{Q^2}{8\pi R_c^4 p_0} \left| \frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right|$$

характеризует поле, а величина

$$S = \frac{p_s - p_0}{p_0} \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right)$$

— эффективную степень пересыщения. Для пузырька пара в перегретой жидкости $p_s/p_0 \gg 1$, а $v_2/v_1 \ll 1$, поэтому параметр S велик. Для капельки в пересыщенном паре он также велик, но потому, что $p_s/p_0 < 1$, а $v_2/v_1 \gg 1$. Для пузырька в (10) следует брать верхний знак плюс, а для капельки — нижний знак минус. В этих единицах значению $r = 1$ соответствует отсутствие поля.

Работа образования зародыша (см. (7)) в безразмерных единицах принимает вид

$$\Delta\Omega = S r^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{r}{3} \right) \mp \frac{F}{r}. \quad (11)$$

Уравнения (10), (11) допускают параметрическое решение. Исключая поле F из (10) и подставляя полученное выражение в (11), получаем

$$\frac{\Delta\Omega}{S} = r^2 \left(\frac{5}{6} - \frac{2r}{3} \right). \quad (12)$$

Для пузырька

$$\frac{F}{S} = r^4 \left(1 - \frac{1}{r} \right), \quad (13)$$

а для капельки

$$\frac{F}{S} = r^4 \left(\frac{1}{r} - 1 \right). \quad (14)$$

Задавая r , с помощью (12)–(14) находим универсальные зависимости работы в точке экстремума от поля для пузырька и капельки.

На рис. 1а и 1б построены зависимости $\Delta\Omega$ от радиуса при различных значениях поля соответственно для пузырька и капельки. В отсутствие поля обе зависимости имеют обычный максимум, отвечающий критическому размеру зародыша. Влияние поля для пузырьков и капелек проявляется по-разному. У пузырьков максимум смещается в сторону больших размеров, однако значение работы в точке максимума снижается. У капелек наряду с максимумом при некотором малом размере R_0 появляется минимум, отвечающий устойчивому состоянию капли. Капли размера меньшего, чем R_0 , растут до этого размера, а большего — стремятся к нему. С увеличением поля точки максимума и минимума сближаются, и при некотором критическом значении поля экстремум $\Delta\Omega$ пропадает и эта функция становится монотонно убывающей. При этом капельки любого размера начинают расти. Заметим,

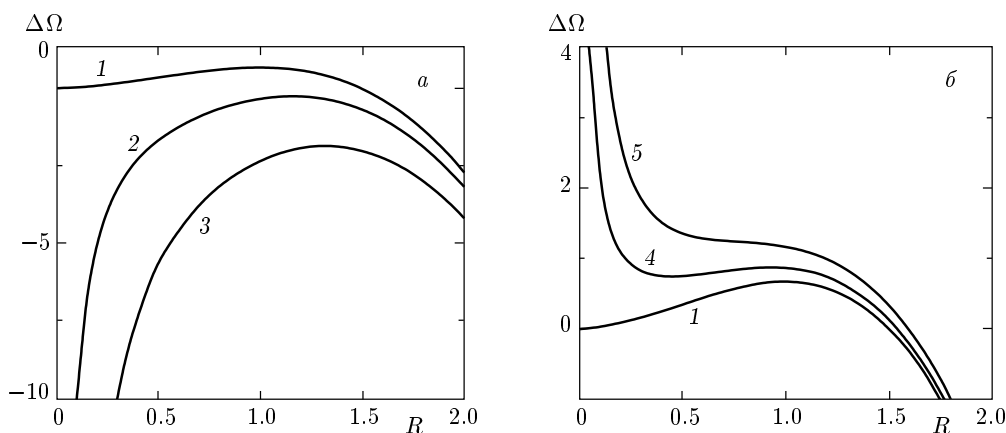


Рис. 1. Зависимость работы образования зародыша в поле заряженного центра от радиуса: *a* — пузырек; *б* — капля. Кривые: 1 — в отсутствие поля; 2 — $F = 1$; 3 — $F = 3$; 4 — $F = 0.2$; 5 — $F = 0.5$

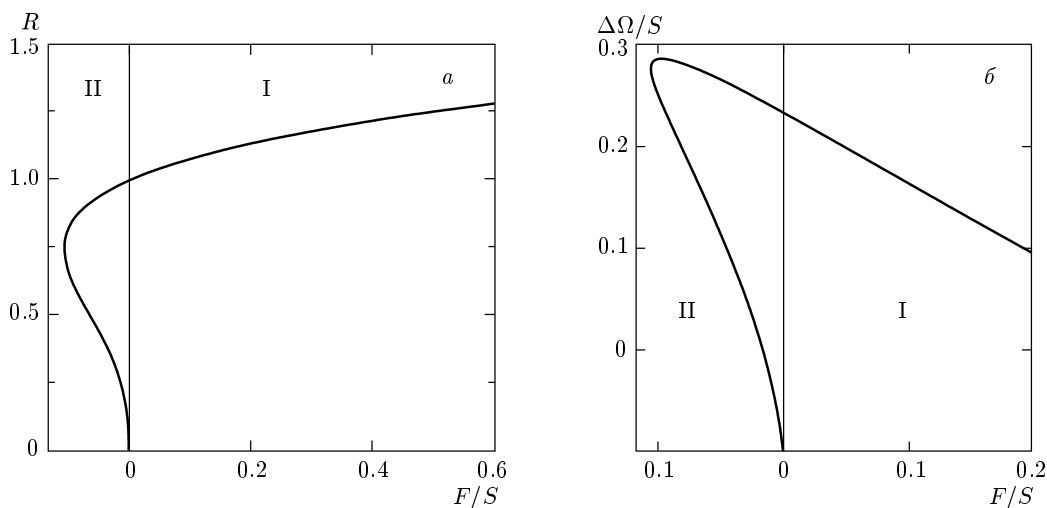


Рис. 2. Зависимости критического радиуса (*a*) и работы образования критического зародыша (*б*) от поля F/S заряженного центра. Область I соответствует пузырьку (поле отсчитывается слева направо), область II отвечает капельке (поле отсчитывается справа налево)

что значения работы в точках экстремумов с ростом поля повышаются.

На рис. 2 представлены зависимости от поля радиуса и работы в экстремальных точках. Для пузырька критический радиус возрастает с ростом поля. Работа же на его образование линейно уменьшается. Поэтому поле способствует парообразованию в перегретой жидкости. Существовавшая ранее точка зрения, что поле подавляет парообразование, основывалась на неполном анализе затрат энергии на создание зародыша. Действительно, если не учитывать изменения энергии электрического поля, затраты энергии на создание критического пузырька пара

возрастают.

В случае капелек при наличии поля возникают две ветви решения, соответствующие точке максимума (верхняя ветвь) и минимуму (нижняя ветвь). С ростом поля эти точки сближаются, и при некотором критическом значении поля экстремум исчезает. Работа в точках экстремумов с ростом поля несколько возрастает вплоть до критического значения. При достижении последнего образование капелек любого размера становится энергетически выгодным. Как следует из (9), величина критического поля может быть найдена из соотношения

$$F_c/S = (3/4)^3/4 = 0.105.$$

Этому соответствуют поля

$$E[\text{МВ/см}] \approx \sqrt{0.32p_s[\text{атм}]}.$$

Такие поля вполне достижимы в экспериментальных условиях.

3.2. Зародыш в однородном поле

Тщательные исследования формы пузырька (капельки) в однородном поле как инородных включений в основную диэлектрическую среду выполнены в [6]. Рассмотрим ситуацию, когда эти включения являются другой фазой этого же вещества. Для этого требуется внести в формулы, полученные в [6], некоторые изменения. В однородном поле пузырек (капелька) имеет форму весьма близкую к вытянутому вдоль поля эллипсоиду вращения с радиусом поперек поля, равным R и радиусом вдоль поля, равным $R\gamma$ ($\gamma \geq 1$). Эксцентриситет такого эллипсоида выражается как

$$e = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}. \quad (15)$$

Поле E_1 внутри эллипсоида однородно и связано с внешним полем E в однородной невозмущенной среде соотношением

$$E_1 = \varepsilon_2 E / G, \quad (16)$$

где $G = (1 - n)\varepsilon_2 + n\varepsilon_1$, n — коэффициент деполаризации равный

$$n = \frac{1 - e^2}{2e^3} \left[\ln \left(\frac{1 + e}{1 - e} \right) - 2e \right]. \quad (17)$$

Следуя [6], запишем баланс поверхностных сил для полюса, где отлична от нуля только нормальная составляющая поля:

$$p_1 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{8\pi} E_1^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - \frac{2\sigma\gamma}{R} = p_2. \quad (18)$$

Для экватора эллипсоида вращения поле направлено тангенциально границе раздела, и аналогичное уравнение имеет вид

$$p_1 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{8\pi} E_1^2 - \frac{\sigma(\gamma^2 + 1)}{R\gamma^2} = p_2. \quad (19)$$

Вычитая (18) из (19) и используя (15), получаем

$$\frac{\sigma}{R} \left(2\gamma - 1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) = \frac{E^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 \varepsilon_2}{8\pi G^2}. \quad (20)$$

В отсутствие поля это уравнение имеет очевидное решение: $\gamma = 1$. При его наличии параметр несферичности γ зависит от E , σ , R .

Запишем работу, необходимую для образования зародыша в форме эллипсоида в однородном поле:

$$\Delta\Omega = 2\pi\sigma \left(1 + \frac{\gamma}{e} \arcsin e \right) R^2 - \frac{4\pi R^3 \gamma}{3} \left(p_1 - p_0 + \frac{E^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\varepsilon_2}{8\pi G} \right). \quad (21)$$

В (21) последнее слагаемое отвечает изменению энергии поля при образовании зародыша. Отметим, что непосредственное нахождение экстремума выражения (20) по переменным R и γ приводит к выражениям, несколько отличным от (19), (20). Однако в [6] показано, что это различие малосущественно.

Для анализа выражений (19), (20), (21) удобно перейти к используемым ранее безразмерным единицам. Вводя безразмерную величину F для однородного поля,

$$F = \frac{E^2}{8\pi p_0}, \quad (22)$$

перепишем (19), (20), (21) в виде

$$\left(2\gamma - 1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) G^2 = \frac{2FR}{S} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2 \varepsilon_2, \quad (23)$$

$$S \left(1 - \frac{\gamma}{R} \right) = \frac{F(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\varepsilon_1\varepsilon_2}{G^2}, \quad (24)$$

$$\Delta\Omega = SR^2 \left[\frac{1}{4} \left(1 + \frac{\gamma}{e} \arcsin e \right) - \frac{R\gamma}{3} \right] - \frac{R^3 \gamma}{2} \frac{F(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\varepsilon_2}{G}. \quad (25)$$

Система уравнений (23)–(25) также имеет параметрическое решение:

$$R = \gamma \left(1 + \frac{K(\gamma)\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \right), \quad (26)$$

$$\frac{F}{S} = \frac{G^2 K(\gamma)}{\left(1 + \frac{K(\gamma)\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \right) (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2 \varepsilon_2}, \quad (27)$$

$$\frac{\Delta\Omega}{S} = \gamma^2 \left(1 + \frac{K(\gamma)\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \right)^2 \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\gamma}{e} \arcsin e \right) - \frac{\gamma^2}{3} \left[1 + \frac{K(\gamma)\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \left(1 + \frac{G}{\varepsilon_1} \right) \right] \right\}, \quad (28)$$

где $K(\gamma) = 1 - 1/2\gamma - 1/2\gamma^3$.

На рис. 3 приведены зависимости радиуса R и параметра несферичности γ от величины F/S , характеризующей поле, для пузырька и капельки. Радиус

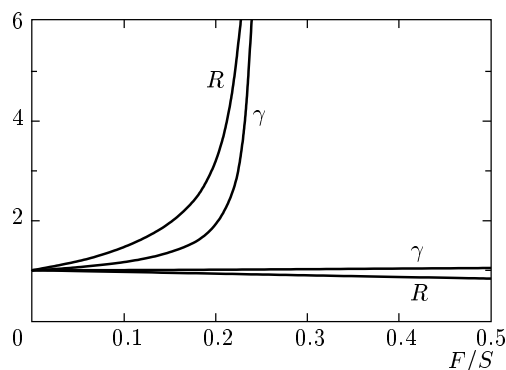


Рис. 3. Зависимости критического радиуса R и параметра γ от поля F/S для однородного поля. Две верхние линии для пузырька ($\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 3$), две нижние для капельки ($\epsilon_1 = 3, \epsilon_2 = 1$)

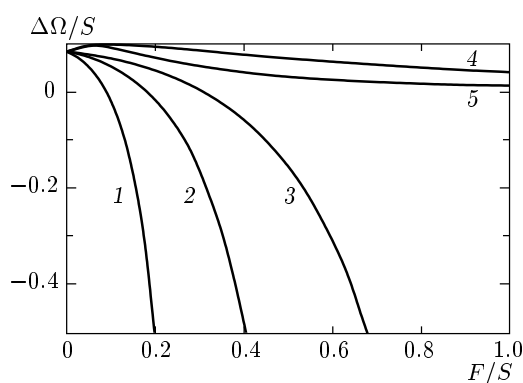


Рис. 4. Зависимость работы образования критического зародыша в однородном поле от параметра F/S . Кривые 1–3 относятся к пузырьку: 1 — $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 2.5$; 2 — $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 2$; 3 — $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 3$. Кривые 4, 5 — к капельке: 4 — $\epsilon_1 = 3, \epsilon_2 = 1$; 5 — $\epsilon_1 = 8, \epsilon_2 = 1$

пузырька и его вытянутость вдоль поля увеличиваются с ростом последнего. Для капельки величина γ также растет, однако радиус уменьшается.

На рис. 4 приведены зависимости работы образования зародыша критического размера в точке максимума от величины поля F/S : для пузырька ($\epsilon_1 = 1$) при различных значениях диэлектрической постоянной окружающей жидкости, а для капельки, окруженной паром ($\epsilon_2 = 1$), при различных значениях диэлектрической проницаемости самой капельки. Для капельки работа первоначально растет с ростом поля, а затем уменьшается. В случае пузырька работа уменьшается, причем с увеличением ϵ_2 все более резко.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Частота или скорость зародышеобразования, отнесенная к единице объема, обычно записывается в следующем виде [21]:

$$J = \exp(-G + 88), \tag{29}$$

где $G = \Delta\Omega/T$ — число Гиббса. В экспериментах чаще пользуются средним временем ожидания появления зародыша, τ , в объеме W метастабильной жидкости:

$$\tau = (JW)^{-1}. \tag{30}$$

В экспериментах [17, 18] обнаружена интенсификация вскипания перегретого жидкого н-гексана (C_6H_{14}) в электрическом поле. Исследования проводились в миниатюрной пузырьковой камере в диапазоне температур примерно от 120 до 170 °С. Исследуемая жидкость нагревалась в специальном нагревателе, сжималась буферным газом до давлений, превышающих давление насыщения при данной температуре, затем осуществлялся сброс давления, жидкость переводилась в перегретое состояние, и в этот момент подавался высоковольтный импульс напряжения. Измерялось время существования перегретой жидкости (от начала сброса давления и подачи напряжения до начала вскипания). Было обнаружено, что при фиксированной температуре это время существенно снижается при повышении прикладываемого напряжения — электрическое поле инициирует вскипание. Вскипание происходило за времена порядка десятков миллисекунд при напряженностях полей (0.6–5.6) МВ/см. Такие поля возникали в жидкости вблизи кромки внутреннего металлического электрода и были крайне неоднородны.

Рассмотрим один из режимов перегрева жидкости, реализованный в [17, 18], когда температура перегрева составляла 105 К. При этом температура жидкости $T = 447$ К, давление насыщения $p_s = 12$ атм, плотность жидкости $\rho_2 = 0.476$ г/см³, плотность ее паров $\rho_1 = 0.0054$ г/см³ (эти значения были рассчитаны нами по эмпирическому уравнению для н-гексана из [21]), диэлектрическая проницаемость жидкости $\epsilon_2 = 1.7$, а пара $\epsilon_1 \approx 1$. Поверхностное натяжение было рассчитано нами по данным, также приведенным в [21] и составило $\sigma = 3.9$ дин/см. Жидкость разгружалась до атмосферного давления. В этих условиях введенная нами степень пересыщения равна $S = 9.75$, критический радиус пузырька в отсутствие поля $R_c \approx 0.8 \cdot 10^{-6}$ см. Величина $G - 88$ может быть записана как $104\Delta\Omega(F) - 88$. Это чрезвычайно резкая функция поля. Поэтому важно поведение этой

U , В	100	200	300
E , МВ/см	0.63	1.25	1.88
F	0.17	0.68	1.54
τ , мс (расчет)	45	15.6	2.6
τ , мс (эксп.)	40	10	2

функции вблизи ее нуля. Разложим ее по полю в точке F_0 , являющейся нулем этой функции. Тогда

$$G - 88 = 104\alpha(F - F_0),$$

где

$$\alpha = \frac{d(\Delta\Omega)}{dF}.$$

Величину F_0 оценим, используя формулу (22). Это дает безразмерное значения поля примерно 0.7, или в размерных единицах примерно 1 МВ/см. Коэффициент α для условий эксперимента не известен. Можно только предположить, что он имеет малое отрицательное значение, поскольку поле в условиях эксперимента неоднородно, хотя и не столь сильно, как поле заряженного центра. Окончательно время образования зародыша запишем в виде

$$\tau = \tau_0 \exp [104\alpha(F - 0.7)].$$

Эта зависимость хорошо описывает экспериментальные данные при $\tau_0 = 15$ мкс и $\alpha = -0.02$. Это косвенно свидетельствует о том, что напряженность поля на характерной длине размера зародыша уменьшается незначительно.

В таблице приводятся приложенные напряжения U , значения напряженностей полей, возникающих у кромки внутреннего металлического электрода, в размерных и безразмерных единицах, а также экспериментальное и расчетное время до начала вскипания жидкости, τ .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование возможности возникновения зародышей новой фазы в электрических полях показало, что электрическое поле заряженного центра инициирует как конденсацию пересыщенного пара, так и вскипание перегретой жидкости. В последнем случае размер критических зародышей возрастает по сравнению с таковыми

в отсутствие поля. Однако работа на их образование, вычисленная с учетом изменения энергии электрического поля, уменьшается. В однородном поле конденсация пара также интенсифицируется. Возможность вскипания перегретой жидкости в однородном поле также облегчается, хотя критический размер зародышей увеличивается. В рамках развитых представлений удается дать качественное объяснение экспериментальным результатам [17], если допустить, что поле слабо меняется на размере зародыша.

Авторы признательны И. Л. Иосилевскому за ценные замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 99-02-16596, 99-02-16619, 00-15-96529).

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрагам–Беккер, *Теория электричества*, ГОНТИ, Ленинград–Москва (1939).
2. Дж. А. Стреттон, *Теория электромагнетизма*, ГИТТЛ, Ленинград–Москва (1948).
3. И. Е. Тамм, *Основы теории электричества*, Наука, Москва (1966).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
5. М. А. Леонтович, *Введение в термодинамику. Статистическая физика*, Наука, Москва (1983).
6. С. G. Garton and Z. Krasucki, Proc. Roy. Soc. London A **280**, 383 (1964).
7. К. J. Cheng and J. B. Chaddock, Phys. Lett. **106A**, 51 (1984).
8. А. И. Григорьев, А. Н. Жаров, С. О. Ширяева, ЖТФ **69**, 43 (1999).
9. Д. Н. Герасимов, О. А. Синкевич, ТВТ **36**, 357 (1998).
10. Б. М. Смоляк, в сб. *Теплофизические свойства жидкостей и взрывное вскипание*, Изд-во УНЦ АН СССР, Свердловск (1976), с. 79.
11. А. И. Русанов, Коллоид. ж. **41**, 927 (1979).
12. М. Фольмер, *Кинетика образования новой фазы*, Наука, Москва (1986).

13. П. А. Павлов, В. П. Скрипов, в сб. *Атомная и молекулярная физика*, Изд-во УНЦ АН СССР, Свердловск (1969), с. 134.
14. А. И. Занин, Е. Н. Сеницын, А. А. Багриновский, в сб. *Теплофизические исследования перегретых жидкостей*, Изд-во УНЦ АН СССР, Свердловск (1981), с. 65.
15. А. И. Занин, в сб. *Термодинамические исследования метастабильных жидкостей*, Изд-во УНЦ АН СССР, Свердловск (1986), с. 78.
16. P. L. Marston and R. E. Apfel, *Phys. Lett.* **60A**, 225 (1977).
17. D. S. Parmar and A. K. Jalaluddin, *J. Phys. D* **6**, 1287 (1973).
18. D. S. Parmar and A. K. Jalaluddin, *Phys. Lett.* **61A**, 43 (1977).
19. D. S. Parmar and V. Labroo, *Phys. Lett.* **88A**, 466 (1982).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
21. В. П. Скрипов, Е. Н. Сеницын, П. А. Павлов, Г. В. Ермаков, Г. Н. Муратов, Н. В. Буланов, В. Г. Байдаков, *Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии*, Наука, Москва (1980).