

Теплообмен при кипении магнитной жидкости в магнитном поле на горизонтальной поверхности с точечным подводом тепла

А. А. Яновский^{a*}, А. Я. Симоновский^{a,b}

^aСтавропольский государственный аграрный университет,
г. Ставрополь, 355000, Россия

^bСеверо-Кавказский федеральный университет,
г. Ставрополь, 355009, Россия

*e-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.06.2022

После доработки 12.10.2022

Принята к публикации 17.10.2022

Экспериментально исследовано влияние однородного магнитного поля на теплообмен при пузырьковом режиме кипения нанодисперсной намагничивающейся жидкости (магнитной) на горизонтальной поверхности с точечным подводом тепла. Получены кривые кипения для магнитных жидкостей с объемной концентрацией твердой фазы 12, 8 и 5,5% в магнитных полях от 0,7 до 4,2 кА/м. Кривые имеют немонотонный характер, определено значение напряженности магнитного поля, при которой тепловой поток максимален. Установлено, что с ростом концентрации твердой фазы влияние магнитного поля на тепловой поток возрастает. На основе теории приближенного теплообмена при кипении жидкостей получено выражение, которое удовлетворительно описывает влияние магнитного поля на тепловой поток в режиме пузырькового кипения.

Ключевые слова: магнитная жидкость, кипение, теплообмен, гидродинамика, пузырек пара, магнитное поле

УДК 536.24

<https://doi.org/10.52577/eom.2022.58.6.52>

ВВЕДЕНИЕ

Жидкие намагничивающиеся среды, представляющие собой устойчивую нанодисперсную гетерогенную систему, были синтезированы в середине прошлого века и известны в настоящее время как магнитные жидкости (МЖ). МЖ нашли широкое применение в качестве герметизаторов для вращающихся валов, в устройствах сепарации немагнитных материалов, демпфирующих устройствах, аппаратах для очистки воды от нефтепродуктов, акустических устройствах и т.д. Уникальная способность достаточно сильно намагничиваться в небольших по величине магнитных полях при сохранении вязкости, сравнимой с вязкостью воды, делают магнитную жидкость также и перспективным теплоносителем.

Хорошо исследованы вопросы нестационарного ненасыщенного кипения в большом объеме МЖ при охлаждении и закалке металлов [1]. В работе [2] теоретически и экспериментально изучено влияние переменного магнитного поля на процесс пленочного кипения МЖ вблизи проводника с током. Работа [3] посвящена закалке при кипении в МЖ и подтверждает результаты, полученные ранее [1]. Зависимость теплоотдачи при кипении МЖ от степени

обработки поверхности изучена в [4]. Исследовано влияние магнитных полей на работу одиночного центра парообразования [5], но влияние магнитных полей на теплообмен при пузырьковом кипении МЖ остается малоизученным.

В настоящей работе исследуется влияние однородного магнитного поля на теплообмен при стационарном насыщенном кипении магнитной жидкости на горизонтальном нагревателе с точечным подводом тепла. Эта работа является продолжением исследований гидрогазодинамических явлений в кипящей МЖ [6–7].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В эксперименте использовались три образца магнитной жидкости, представляющих собой коллоидную взвесь наночастиц магнетита в керосине. Были измерены намагниченность насыщения M_s , плотность ρ , объемная концентрация магнитной фазы φ , поверхностное натяжение σ и динамическая вязкость η . В таблице приведены значения данных физических характеристик.

Экспериментальная установка для изучения влияния магнитного поля на теплообмен

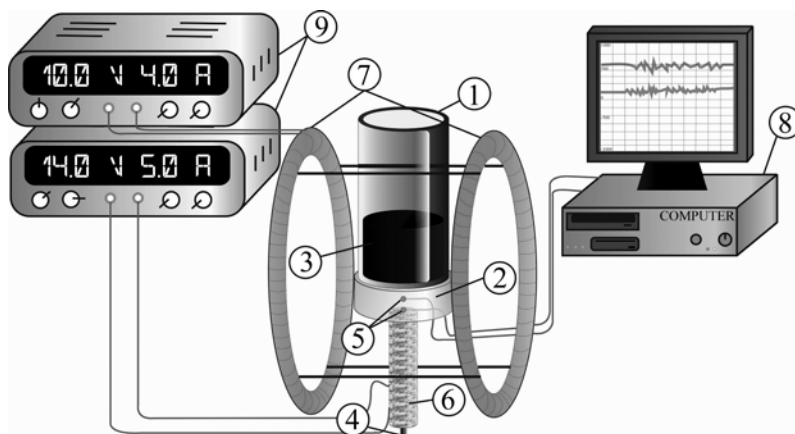


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – цилиндрический контейнер из кварцевого стекла; 2 – стальная немагнитная пластина;
3 – магнитная жидкость; 4 – стержень; 5 – хромель-копелевые термопары; 6 – электронагреватель;
7 – катушки Гельмгольца; 8 – компьютер, оснащенный платой АЦП; 9 – источники питания постоянного тока.

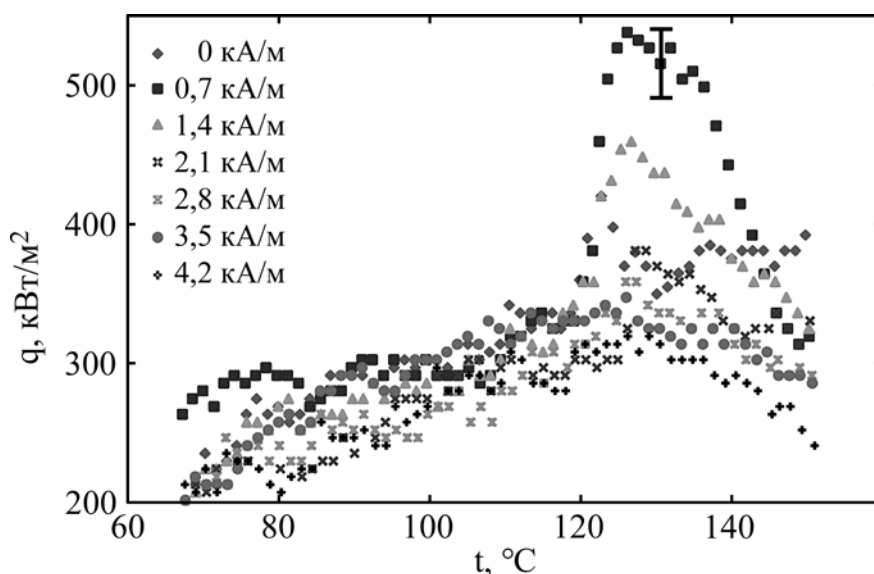


Рис. 2. Зависимость удельного теплового потока q от температуры t теплообменной поверхности в однородном магнитном поле для образца МЖ №1.

кипящей магнитной жидкости приведена на [рис. 1](#). Данная установка представляет собой цилиндрический контейнер (1) из кварцевого стекла, установленный на теплоотдающей стальной немагнитной пластине (2). Контейнер заполнялся магнитной жидкостью (3). Тепло к жидкости подводилось точно к центру пластины стержнем (4) диаметром 4 мм. Для измерения температуры теплоотдающей поверхности и для подсчета теплового потока к жидкости вдоль стержня на расстоянии 5 мм друг от друга устанавливались две хромель-копелевые термопары (5). Тепловой поток по стержню передавался электронагревателем (6). Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца (7). Сигналы термопар регистрировались компьютером (8), оснащенный платой аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

Так как тепло к горизонтальной пластине подводилось точно, это позволило добиться кипения магнитной жидкости на одном центре

парообразования вплоть до температур поверхности 150–160 °С. Таким образом, в проводимых экспериментах наблюдался пузырьковый режим кипения магнитной жидкости с одиночным центром парообразования.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На [рис. 2](#) представлены зависимости удельного теплового потока от температуры стенки нагревателя, полученные во внешнем горизонтальном магнитном поле различной напряженности. Из [рисунка](#) видно, что полученные зависимости имеют немонотонный характер, при температурах поверхности 120–130 °С кривые достигают максимума, дальнейший рост температуры приводит к снижению теплового потока. Немонотонным оказывается и влияние магнитного поля на величину максимального теплового потока. С увеличением напряженности поля от 0 до 2,1 кА/м

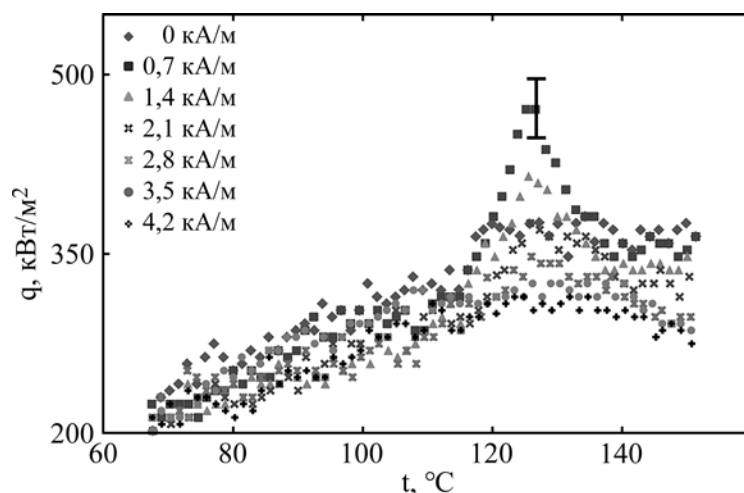


Рис. 3. Зависимость удельного теплового потока q от температуры t теплообменной поверхности в однородном магнитном поле для образца МЖ №2.

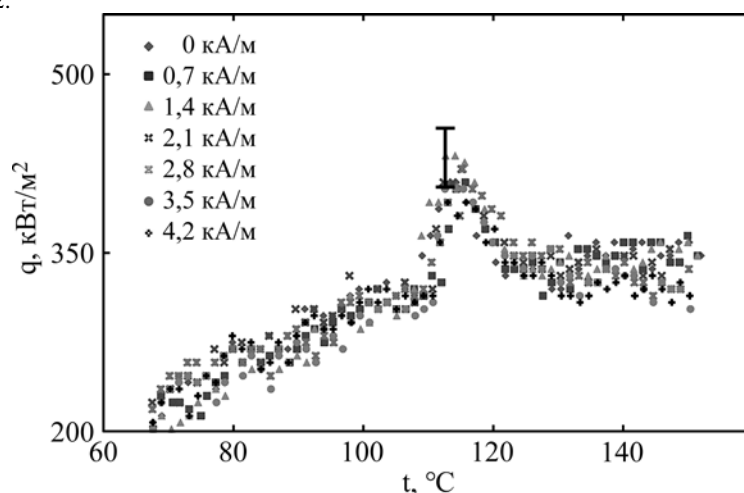


Рис. 4. Зависимость удельного теплового потока q от температуры t теплообменной поверхности в однородном магнитном поле для образца МЖ №3.

тепловой поток увеличивается до 1,5 раза, дальнейший рост напряженности до 4,2 кА/м приводит к уменьшению теплового потока на четверть. Магнитное поле существенно влияет на величину теплового потока к магнитной жидкости от поверхности теплообмена как в сторону его увеличения, достигая максимума в магнитных полях 0,7 кА/м, так и уменьшает его с дальнейшим ростом поля.

На рис. 3 показаны кривые кипения образца МЖ №2. Как и в случае исходного образца МЖ №1, зависимости удельного теплового потока от температуры теплоотдающей поверхности немонотонны. Максимальное значение теплового потока достигается кривыми при температуре теплоотдающей стенки 125 °С. В интервале напряженности магнитного поля 0,7–2,1 кА/м удельный тепловой поток увеличивается на 20–30%. Таким образом, влияние магнитного поля на величину максимального теплового потока оказывается для второго образца меньше на 20%, чем для первого.

На рис. 4 представлены зависимости удельного теплового потока от температуры

теплоотдающей поверхности для образца МЖ №3. Полученные зависимости позволяют сделать вывод, что для образца МЖ №3 магнитное поле, с точностью до величины ошибки измерений, не оказывает влияния на теплообмен в области температур достижения кривыми максимума теплоотдачи.

На рис. 2, 3 и 4 представлены зависимости теплового потока в магнитной среде при различной концентрации магнитных частиц в используемых образцах МЖ. Показано, что при уменьшении концентрации твердой фазы в магнитной жидкости влияние магнитного поля на величину теплового потока снижается. При отсутствии магнитного поля тепловой поток возрастает с увеличением концентрации частиц.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

При выводе уравнения, описывающего теплообмен при кипении МЖ, мы исходили из приближенной теории теплообмена [8, 9].

Данная теория рассматривает теплоотдачу при кипении в некоторых «средних» условиях, на технически гладких металлических поверхностях. Обработка стенки, ее теплофизические свойства, смачиваемость не учитываются в этой теории. Тепловой поток от теплообменной поверхности к кипящей жидкости может быть представлен как сумма конвективной части теплового потока q_1 и части теплового потока q_2 , обусловленного интенсивным испарением по границам сухих пятен:

$$q = q_1 + q_2. \quad (1)$$

Под сухими пятнами понимаются области прямого контакта пара с теплообменной поверхностью.

Рассмотрим конвективную часть теплового потока q_1 . Критический радиус парового зародыша, определяемый формулой Лапласа:

$$R = \frac{2\sigma}{\Delta p}, \quad (2)$$

где σ – поверхностное натяжение жидкости; Δp – скачок давления на межфазной границе пар-жидкость.

Тепловой поток q_1 определяется термическим сопротивлением теплопроводного слоя жидкости:

$$q_1 = \lambda \frac{\Delta T}{L}, \quad (3)$$

где λ – теплопроводность; ΔT – разность температуры стенки и температуры насыщения жидкости; L – толщина теплопроводного слоя.

Используя соотношения (2) и (3), а также формулу Клапейрона–Клаузиуса для перепада давления вдоль кривой насыщения, можно получить выражение для конвективной составляющей удельного теплового потока:

$$q_1 = C_1 \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{\nu \sigma T_s}. \quad (4)$$

Здесь ν – кинематическая вязкость жидкости; σ – поверхностное натяжение; T_s – температура насыщения; C_1 – константа порядка 10^{-3} . Формула (4) впервые была получена в [9].

С ростом температуры стенки нагревателя все более существенным становится тепловой поток q_2 , отвечающий за испарение в растущие на теплообменной поверхности пузырьки пара. В [9] было предложено учитывать мощный сток тепла по границам сухих пятен – оснований пузырьков пара, то есть областей, где пар непосредственно контактирует с поверхностью нагрева.

Если вся жидкость в окрестности сухого пятна эффективного радиуса R_m испаряется, то в соответствии с оценками [9] толщина пленки жидкости в этой области:

$$\delta_m = C_2 \left[\frac{\lambda \Delta T R \nu}{\sigma h} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где h – теплота испарения; C_2 – константа порядка 10^2 .

Теплота, затраченная на испарение жидкости в области одного сухого пятна, пропорциональна толщине пленки δ_m :

$$Q_{c.n.} = \lambda \Delta T \delta_m. \quad (6)$$

Удельная плотность теплового потока, характеризующая интенсивное испарение по границам сухих пятен, рассчитывается, как

$$q_2 = Q_{c.n.} n. \quad (7)$$

Здесь n – плотность центров парообразования.

Из соотношений (1)–(7) можно получить выражение для второй составляющей теплового потока, описывающее испарение по границам сухих пятен:

$$q_2 = C_3 \left[\frac{\lambda \Delta T}{R} \right]^{3/2} \left[\frac{\nu}{\sigma h} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где C_3 – константа порядка 10^{-2} .

Исходя из (4) и (8) для суммарного теплового потока можно записать:

$$q = C_1 \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{\nu \sigma T_s} + C_3 \left[\frac{\lambda \Delta T}{R} \right]^{3/2} \left[\frac{\nu}{\sigma h} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

После преобразования (9):

$$q = C_1 C_3 \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{\nu \sigma T_s} \left[\frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_1} \left[\frac{\nu}{R \Delta T} \right]^{3/2} \left[\frac{\sigma T_s^2}{\lambda h} \right]^{1/2} \right]. \quad (10)$$

С учетом формулы Лапласа для критического радиуса парового зародыша и формулы Клапейрона–Клаузиуса для перепада давления вдоль кривой насыщения:

$$\Delta p = \frac{h \rho_G \Delta T}{T_s}, \quad (11)$$

где ρ_G – плотность пара, формулу (10) можно записать в виде:

$$q = C \left[\frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[\frac{\lambda \rho_G}{2 T_s} \right]^{3/2} \Delta T^3, \quad (12)$$

где C – константа, которая может быть определена из эксперимента.

Величина минимального перегрева при закипании ΔT определяется выражением [9]:

$$\Delta T = \frac{2 \sigma T_s}{h \Delta \rho R}, \quad (13)$$

здесь $\Delta \rho = \rho_{mf} - \rho_G$ – разность плотностей магнитной жидкости и пара. Эта величина, умноженная на ускорение свободного падения g , определяет силу Архимеда, действующую на пузырек пара в обычной жидкости.

В кипящей магнитной жидкости по сравнению с жидкостями, не проявляющими сильных магнитных свойств, на пузырек пара, помимо выталкивающей силы Архимеда, будут действовать силы, обусловленные внешним магнитным полем. В общем случае сила, действующая со стороны магнитной жидкости на немагнитное тело, помещенное в жидкость, зависит от формы этого тела, так как внесение немагнитного тела в магнитную жидкость искажает магнитное поле в жидкости. Однако искажение магнитного поля немагнитным телом имеет порядок намагниченности жидкости M , и при условии $H \gg M$ этим искажением можно пренебречь, как и скачком давления на границе тела и жидкости [10, 11]. Влияние формы пузырька следует учитывать при очень вытянутом или очень сплюсненном пузырьке [12]. Поэтому для вычисления силы, действующей со стороны магнитной жидкости на немагнитное тело (пузырек пара), можно считать справедливым правило, подобное закону Архимеда, сформулированное в [10]: «на немагнитное тело, погруженное в магнитную жидкость, действует выталкивающая сила, равная равнодействующей гравитационного и магнитного весов, вытесненной этим телом жидкости. Направление выталкивающей силы противоположно этой равнодействующей».

Выражение для сил, действующих в магнитном поле на магнетик, имеет вид [13]:

$$F = \mu_0 \nabla (\vec{M} \vec{H}). \quad (14)$$

Используя векторные дифференциальные тождества и учитывая, что в отсутствии токов проводимости $\text{rot} \vec{H} = \text{rot} \vec{B} = 0$ [13, 14], получим выражение для удельной силы, действующей на магнитную жидкость в магнитном поле:

$$F = \mu_0 (M \nabla) H + \mu_0 (H \nabla) M. \quad (15)$$

Первое слагаемое в данной формуле – это сила, действующая на магнитную жидкость в неоднородном магнитном поле. Направление этой силы совпадает с направлением градиента поля. В связи с тем, что градиент поля мог быть как сонаправлен с архимедовой силой, так и противоположен ей, в формулу для вычисления сил, действующих на пузырек пара, это слагаемое будет входить как со знаком «плюс», так и со знаком «минус». Второе слагаемое в этой формуле обусловлено градиентом намагниченности магнитной жидкости. Появление градиента намагниченности в свою очередь связано с температурной зависимостью намагниченности магнитной жидкости и может быть оценено по формуле Ланжевена:

$$M = M_s \left(\text{cth} \xi - \frac{1}{\xi} \right). \quad (16)$$

Здесь M_s – намагниченность насыщения магнитной жидкости; M – текущее значение намагниченности жидкости; $\xi = \mu_0 m H / k T$ – аргумент функции Ланжевена. В выражении аргумента функции Ланжевена: μ_0 – магнитная постоянная; m – магнитный момент одной магнитной частицы дисперсной фазы; k – постоянная Больцмана; T – температура. В соответствии с теорией Ланжевена магнитные свойства магнитной жидкости уменьшаются с температурой. Намагниченность жидкости будет принимать наименьшие значения в слое, контактирующем с теплопроводящей поверхностью и увеличиваться при удалении от этой поверхности. Поэтому, пренебрегая процессом перемешивания пристенного слоя за счет явлений конвекции, можно допустить, что в этом слое на магнитную жидкость будет действовать магнитная сила:

$$F = \mu_0 (H \nabla) M. \quad (17)$$

С учетом найденных соотношений величина минимального перегрева при закипании определяется выражением:

$$\Delta T = \frac{2\sigma g T_s}{hR((\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0 (M \nabla) H + \mu_0 (H \nabla) M)}. \quad (18)$$

Окончательно выражение для вычисления теплового потока, передаваемого горизонтальной теплообменной поверхностью к кипящей жидкости, можно записать в виде:

$$q = C \left[\frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[\frac{\lambda \rho_G}{2T_s} \right]^{3/2} \times \left[\frac{2\sigma g T_s}{hR((\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0 (M \nabla) H + \mu_0 (H \nabla) M)} \right]^3, \quad (19)$$

где C – константа, которая может быть определена из эксперимента.

Так как в рассматриваемом нами случае на процесс теплообмена при кипении магнитной жидкости воздействует однородное внешнее магнитное поле, то градиентом напряженности магнитного поля в формуле (19) можно пренебречь. Окончательно формула для расчетов теплового потока будет иметь вид:

$$q = C \left[\frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[\frac{\lambda \rho_G}{2T_s} \right]^{3/2} \times \left[\frac{2\sigma g T_s}{hR((\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0 (M \nabla) H)} \right]^3, \quad (20)$$

Ввиду того, что температура насыщения (кипения) магнитной жидкости зависела от величины внешнего поля и в наших экспериментах

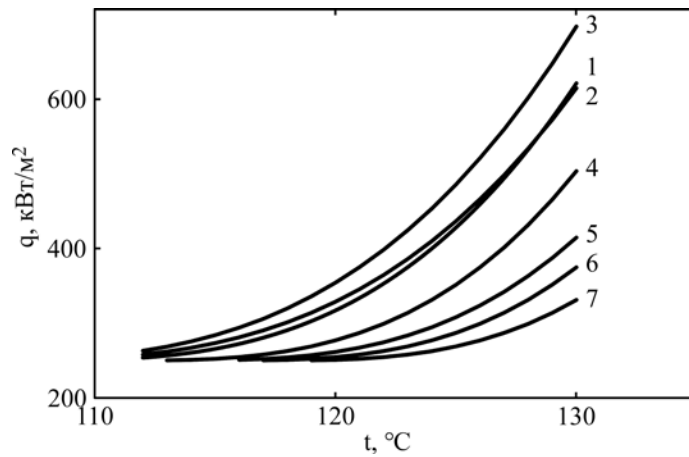


Рис. 5. Зависимости удельного теплового потока q от температуры теплоотдающей поверхности t , полученные при различных значениях напряженности внешнего однородного магнитного поля H по формуле (21): 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

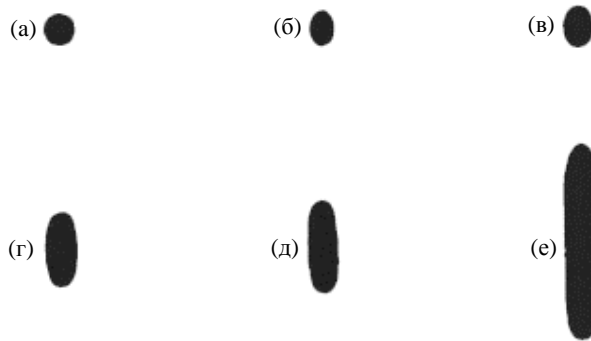


Рис. 6. Изображения поверхности контакта капли магнитной жидкости с горизонтальной немагнитной пластиной, где (а), (б), (в), (г), (д), (е) получены при напряженности магнитного поля 0; 1,4; 2,7; 4,1; 5,4; 6,8 кА/м соответственно.

могла изменяться в пределах $0-10^{\circ}\text{C}$, то для проверки работоспособности полученной математической модели формула (20) была представлена в виде (21), где величина перегрева ΔT бралась по измерениям из эксперимента:

$$q = C \left[\frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[\frac{\lambda \rho_G^3}{2T_s} \right]^{3/2} \times \left[\frac{g \Delta T}{(\rho_{ml} - \rho_G)g + \mu_0 (H \nabla) M} \right]^3 + C', \quad (21)$$

здесь C' – константа, соответствующая значению удельного теплового потока, при котором начинается процесс пузырькового кипения магнитной жидкости.

Расчет градиента намагниченности производился по формуле:

$$\nabla M = \left| \frac{M_w - M_l}{\Delta x} \right|, \quad (22)$$

где M_w – намагниченность жидкости на уровне теплообменной поверхности; M_l – намагниченность жидкости на уровне верхней точки неоднородно нагретого слоя; Δx – толщина неоднородно нагретого слоя.

Следует отметить, что выражение (21) получено исходя из теории для пузырькового режима

кипения жидкостей. Кривые же кипения, выведенные в настоящей работе экспериментально, описывают не только пузырьковый режим кипения, но и переходной. В переходном режиме кипения закрывалась паровой пленкой площадь горизонтальной поверхности в 2 раза большая, чем точка подвода тепла к поверхности. На экспериментальных графиках реализация этого механизма описывается нисходящей частью кривых кипения. На рис. 5 представлен график, на котором изображены зависимости, полученные по формуле (21) для различных значений напряженности внешнего однородного магнитного поля при пузырьковом режиме кипения. Таким образом, график описывает восходящую ветвь кривых кипения, отвечающую за пузырьковый режим кипения. Из графика видно, что однородное магнитное поле может оказывать существенное влияние на величину удельного теплового потока при кипении магнитной жидкости в пузырьковом режиме кипения. Так, зависимость, полученная при напряженности магнитного поля 4,2 кА/м, достигает при температуре теплоотдающей поверхности 130°C величины удельного теплового потока вдвое меньшей, чем зависимость, полученная при отсутствии внешнего поля. Для кривой кипения, полученной в поле напряженностью 1,4 кА/м, отмечается 15%-е

увеличение удельного теплового потока по сравнению с зависимостью, полученной в отсутствии внешнего поля.

Расчеты показали немонотонную зависимость тепловых потоков при кипении МЖ от величины внешнего однородного магнитного поля. Рост расчетных значений теплового потока происходил с увеличением магнитного поля в интервале 0–1,4 кА/м. С дальнейшим ростом поля тепловые потоки убывали.

АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Как показано в эксперименте, зависимость теплового потока имеет немонотонный характер. Немонотонный характер теплового потока проявлялся и в зависимости от температуры стенки и при одной температуре стенки нагревателя в зависимости от величины прикладываемого магнитного поля. Это связано с тем, что тепло к теплоотдающей поверхности подводится точечно, то есть центр парообразования одиночный. С увеличением температуры нагревателя площадь поверхности нагревателя, занятая основанием пузырька пара, возрастает. Происходит так называемый кризис пузырькового кипения. Пузырьковый режим кипения сменяется пленочным. Это и приводит к ухудшению теплоотдачи от нагревателя к жидкости. Одновременно с этим увеличению площади основания пузырька способствует магнитное поле при неизменной температуре нагревателя. Указанный рост площади, занимаемой основанием пузырька пара в окрестности центра парообразования, моделировался в эксперименте, в котором использовалась гидродинамическая аналогия между изменением формы пузырька газа в жидкости и изменением формы капли жидкости в газе. Магнитная жидкость капала из вертикального отверстия на горизонтальную немагнитную пластину под действием силы тяжести в горизонтальном однородном магнитном поле. Изменения формы поверхности контакта капли МЖ с поверхностью пластины представлены на [рис. 6](#).

Влияние магнитного поля на теплообмен в кипящей МЖ является многофакторным, и при его описании необходимо учитывать, что оно изменяет частоту отрыва и объем отрывающихся пузырьков пара, а также площадь контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью. Выражение (23) описывает часть экспериментальных кривых до достижения ими кризиса теплоотдачи. Это объясняется тем, что в точке максимума одиночный центр парообразования покрывается сплошной пленкой большей площади, нежели ранее занимаемая пузырьком

пара область роста и кипение приобретает черты переходного режима. Используемая же нам теория приближенного теплообмена описывает именно пузырьковый режим кипения. Полученное соотношение (23) на качественном уровне удовлетворительно объясняет зависимость теплового потока от температурного напора при пузырьковом режиме кипения магнитной жидкости на горизонтальной плоскости с точечным подводом тепла в однородном магнитном поле.

Из [рис. 6](#) видно, что смоченный периметр основания капли (периметр черных пятен) существенно увеличивается. Капля вытягивается в направлении приложенного магнитного поля. Данное явление приводит к значительному изменению объема оторвавшейся части капли. Форма и объем капли жидкости, окруженной газовой средой, будет изменяться точно таким же образом, как и форма и объем пузырька пара, находящегося в жидкости той же плотности. Это связано с тем, что и в первом, и во втором случае будут действовать одни и те же силы, создавая определенную форму границы раздела сред [11].

Исходя из гидродинамической аналогии между пузырьком пара и каплей, покажем, что немонотонный характер зависимости теплового потока от величины магнитного поля обусловлен частотой отрыва, объемом отрывающихся пузырьков пара, а также площадью контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью. Условие механического равновесия капли жидкости (пузырька пара), подвешенной на плоской горизонтальной поверхности, при отсутствии магнитного поля в простейшем случае можно записать в виде:

$$\sigma l = mg. \quad (23)$$

Здесь σ – коэффициент поверхностного натяжения; l – смоченный жидкой каплей (пузырьком) периметр поверхности подвеса; m – масса капли; g – ускорение силы тяжести. В левой части (23) записана величина капиллярной силы, удерживающей каплю на поверхности подвеса. В правой части (23) – сила тяжести, стремящаяся оторвать каплю от поверхности. Из выражения (23) с учетом того, что $m = \rho V$, следует, что объем взвешенной капли V в условиях механического равновесия может быть найден в виде:

$$V = \sigma l / \rho g, \quad (24)$$

где ρ – плотность жидкости. Объем капли жидкости, взвешенной на плоской поверхности, прямо пропорционален величине капиллярной силы σl , удерживающей каплю на поверхности подвеса. Капля при отрыве от поверхности

состоит из трех частей. Одна часть – это часть, прилипшая к поверхности, вторая часть – столбик жидкости, соединяющий прилипшую часть капли с третьей частью в виде подвешенного на этом столбике шарика. Можно показать, что объем не всей, а только отрывающейся части капли с точностью до малых более высокого порядка будет пропорционален капиллярной силе F . В момент отрыва условие равновесия капли (23) можно записать так:

$$\sigma l = (m_b + m_c + m_d)g, \quad (25)$$

здесь m_b , m_c , m_d – массы соответственно первой, второй и третьей частей капли. Заменяем в (25) массы соответствующих участков капли m_c и m_d равными им выражениями ρV_c и ρV_d . Будем считать, что объем отрывающейся части капли V_t может быть представлен в виде двух слагаемых:

$$V_t = V_c + V_d. \quad (26)$$

С учетом (26) из (25) объем отрывающейся части капли можно записать в виде:

$$V_t = \frac{\sigma l}{\rho g} - \frac{m_b}{\rho}. \quad (27)$$

Учитывая, что в равновесии должно выполняться равенство поверхностной энергии жидкого шарика и его потенциальной энергии в поле тяжести, получим:

$$\sigma S = m_b g h. \quad (28)$$

Здесь S – площадь поверхности жидкого мешочка; h – расстояние от центра масс жидкого шарика до поверхности земли, поэтому $h \gg l$. По порядку величин $h \sim 1$ мм, а $l \sim 10^3$ мм. Из (28) получаем:

$$m_b = \frac{\sigma S}{gh}. \quad (29)$$

Учитывая (29), (27) представляем в виде:

$$V_t = \frac{\sigma l}{\rho g} - \frac{\sigma S}{\rho g h}. \quad (30)$$

Если в качестве характерного линейного размера жидкого шарика взять периметр его основания l на стенке подвеса, то площадь S поверхности шарика будет иметь порядок l^2 . Заменяя S его оценкой, объем шарика представим в виде:

$$V_t = \frac{\sigma l}{\rho g} \left(1 - \frac{l}{h}\right). \quad (31)$$

То есть, как и предполагалось, V_t с точностью до малых более высокого порядка прямо пропорционален капиллярной силе $F = \sigma l$. Здесь l – периметр основания капли (пузырька пара),

который, следуя рис. 6, является функцией внешнего поля. Чем больше поле, тем больше смоченный периметр капли (пузырька), как это следует из рис. 6. Таким образом, найденные закономерности влияния магнитного поля на частоту отрыва и объем капли магнитной жидкости должны проявляться и при рассмотрении влияния магнитного поля на процесс роста и отрыва пузырьков пара в кипящей магнитной жидкости.

Приведенные расчеты показывают, что во внешнем поле происходит увеличение объема отрывающихся пузырьков пара с увеличением магнитного поля. Из теории теплообмена [15] известно, что частота отрыва пузырьков пара обратно пропорциональна диаметру пузырька. Рост объема пузырька приводит к увеличению его эффективного диаметра и к уменьшению частоты отрыва. Таким образом, с ростом величины поля на начальной стадии этого роста заметна некоторая интенсификация теплообмена. В последующем с уменьшением частоты образования пузырька и ростом площади его основания тепловой поток ослабевает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных теоретических и экспериментальных работ показано существенное влияние внешнего однородного горизонтального магнитного поля на теплообмен при пузырьковом кипении магнитной жидкости. Это влияние магнитного поля, как следует из построенной математической модели, определяется преобладанием пондеромоторных сил магнитного поля, действующих на пузырек пара на поверхности нагревателя, а также зависимостью температуры насыщения от величины приложенного магнитного поля. Эксперименты показали, что найденное влияние магнитного поля на тепловой поток при пузырьковом кипении ослабевает с уменьшением концентрации магнитных частиц в МЖ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gogosov, V.V., Simonovskii, A.Ya., Smolkin, R.D., Quenching and separation in magnetic fluids, *J. Magn. Magn. Mater.*, 1990, vol. 85, p. 227. doi: 10.1016/0304-8853(90)90057-W
2. Волкова, Т.И., Налетова, В.А., Неустойчивость формы магнитной жидкости в поле проводника с током, *Механика жидкости и газа*, 2014, № 1, с. 5.
3. Koleab, M. and Khandekar, S., Engineering applications of ferrofluids: A review, *J. Magn. Magn.*

- Mater.*, 2021, vol. 537, p. 168. doi: [10.1016/j.jmmm.2021.168222](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168222)
4. Abdollahi, A., Salimpour, M.R. and Etesami, N., *Appl. Therm. Eng.*, Experimental analysis of magnetic field effect on the pool boiling heat transfer of a ferrofluid, 2017, vol. 111, p. 1101. doi: [10.1016/j.applthermaleng.2016.10.019](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.10.019)
 5. Kobozev, M.A. and Simonovskii, A.Ya., Formation rate of vapor bubbles in magnetic fluid boiling at a single vaporization center: measuring technique and experimental setup, *Tech. Phys.*, 2007, vol. 52, p. 1422. doi: [10.1134/S1063784207110059](https://doi.org/10.1134/S1063784207110059)
 6. Яновский, А.А., Симоновский, А.Я., Клименко, Е.М., К вопросу о влиянии магнитного поля на гидрогазодинамические процессы в кипящей магнитной жидкости, *ЭОМ*, 2014, т. 50, № 3, с. 66.
 7. Yanovskii, A., Simonovskii, A. and Chuenkova, I., Measurement of the vapor bubble formation frequency in boiling magnetic fluid by a two-layer medium method, *Magneto hydrodynamics*, 2018, vol. 54, p. 121. doi: [10.3103/S1068375519050132](https://doi.org/10.3103/S1068375519050132)
 8. Лабунцов, Д.А., *Физические основы энергетики*. М.: МЭИ, 2000. 381 с.
 9. Yagov, V.V., Nucleate boiling heat transfer: possibilities and limitations of theoretical analysis, *Heat and Mass Transfer*, 2009, vol. 45, no. 7, p. 881. doi: [10.1007/s00231-007-0253-8](https://doi.org/10.1007/s00231-007-0253-8)
 10. Баштовой, В.Г., Берковский, Б.М., Вислович, А.Н., *Введение в термомеханику магнитных жидкостей*. М.: ИВТАН, 1985. 188 с.
 11. Берковский, Б.М., Медведев, В.Ф., Краков, М.С., *Магнитные жидкости*. М.: Химия, 1989. 238 с.
 12. Blums, E., Cebers, A. and Maiorov, M.M., *Magnetic fluids*. Berlin-New York: Walter de Gruyter, 1997. 430 с.
 13. Тамм, И.Е., *Основы теории электричества*. М.: Наука, 1980. 504 с.
 14. Rosensweig, R.E., *Ferrohydrodynamics*. New York: Dover Publications, 2014. 344 с.
 15. Несис, Е.И., *Кипение жидкостей*. М.: Наука. 1973. 280 с.

Summary

This paper deals with an effect of a uniform magnetic field on heat transfer during the bubble boiling of a magnetic fluid on a horizontal surface with a point heater. Boiling curves are obtained for magnetic fluids with a volume concentration of a solid phase 12%, 8%, and 5.5% in magnetic fields of various strengths. It was found that the curves are non-monotonic. The magnetic field strength corresponding to the maximum heat flux was determined. The effect of the magnetic field on the heat flux increases when the concentration of the solid phase increases. In addition, an equation that satisfactorily described the experimentally observed effect of the magnetic field on the heat flow at bubble boiling mode using an approximate theory for boiling fluids heat transfer was derived. Also the forces acting on a vapor bubble in a nonuniformly heated magnetic fluid were analyzed.

Keywords: magnetic fluid, boiling, heat transfer, hydrodynamics, vapor bubble, magnetic field