[6] *Береснев А. А., Блинов Л. М., Давидян С. А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 12. С. 592—594.
[7] *Bradshaw M. J., Raynes E. P., Bunning J. D., Faber T. H.* // J. Phys. 1985. Vol. 46. P. 1513—1519.
[8] *Derzhanski A., Petrov A. G., Mitov M. D.* // J. Phys. 1985. Vol. 39. P. 273—285.
[9] *Ryschenkov G., Kleman M.* // J. Chem. Phys. 1976. Vol. 64. N 1. P. 404—412.
[10] *Марусий Т. А., Резников Ю. А., Решетняк В. Ю.* и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 9. С. 851—860.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.
В окончательной редакции
22 февраля 1989 г.

01; 03

Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990

УДАРНОЕ ВСКИПАНИЕ ПЕРЕГРЕТОГО МЕТАЛЛА — НОВАЯ ПЕРКОЛЯЦИОННАЯ ЗАДАЧА

А. П. Байков, С. Л. Мушер, А. Ф. Шестак, И. А. Энтин

Введение

Традиционные задачи теории перколяции, например задачи узлов и связей [1], имеют важную общую особенность, которая наглядно проявляется при моделировании этих задач на ЭВМ. Обычно для моделирования используют двух- или трехмерную сетку с пронумерованными узлами или связями. Узел (связь), чей номер выброшен датчиком случайных чисел, считается, например, включенным в сеть, т. е. элемент с бесконечным электрическим сопротивлением заменяется другим, сопротивление которого конечно. Следовательно, рассматривается задача случайного изъятия одних элементов сетки и замещения их другими. При этом общее число элементов («объем») сетки постоянно. Поскольку любая перколяционная задача является вероятностной, то число элементов сетки должно в идеале стремиться к бесконечности, а в крайнем случае быть очень большим по сравнению с единицей [1].

В предлагаемой работе рассмотрен эксперимент, для которого приближение постоянного суммарного числа элементов (т. е. постоянного объема) неприемлемо. Это — кипение перегретого металла: масса металла остается практически постоянной, а объем образца растет. Расчет зависимости электрического сопротивления образца от его объема — типичная перколяционная задача, поскольку удельные сопротивления металлов и их паров различаются на несколько порядков.

Объектом исследования служила металлическая проволочка, нагреваемая мощным импульсом тока до температуры $T > T_k$, где T_k — температура кипения. После быстрого отключения тока начиналось интенсивное объемное вскипание металла (при протекании тока вскипанию препятствует давление магнитного поля) и проволочка превращалась в двухфазную среду перегретый металл—пар. В процессе вскипания до начала интенсивного образования золя измерялись сопротивление проволочки и ее объем (скоростная рентгеновская фотосъемка). Этих данных достаточно для определения параметров теории перколяции.

Эксперимент

Исследуемый образец — медная проволочка *МП* (диаметр 0.58 мм, длина 10 см) включалась в установку, электрическая схема которой показана на рис. 1. Установка состояла из LC_1 — контура (C_1=8.1 мкФ, L=4.7 мкГн) для нагрева проволочки и C_2R — контура (C_2=2.5 мкФ, R=200 Ом) для формирования зондирующего импульса тока малой амплитуды, необходимого для измерения сопротивления проволочки после отключения греющего тока. Образец нагревался в воздухе при атмосферном давлении. Зарядные напряжения конденсаторных батарей C_1 и C_2 28 и 20 кВ соответственно.

С помощью прерывателя $П$ и двухэлектродного воздушного разрядника $ЗР$ проводилось отключение нагревающего образец тока в заданный момент времени. В экспериментах в проволочку вводилась энергия $w=(2.2 \pm 0.1)\cdot 10^6$ Дж/кг. Если принять удельную теплоемкость жидкой меди $c_p=500$ Дж/кг·К, то введенной энергии соответствует температура $T=4400$ К. Энергия, вводимая в проволочку, рассчитывалась по осциллограммам тока в контуре и напряжения на исследуемом образце.

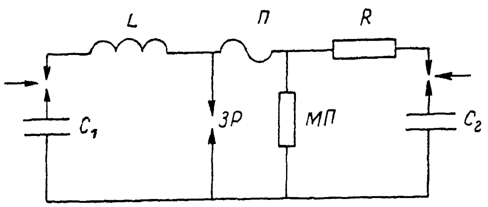

Рис. 1. Экспериментальная схема.

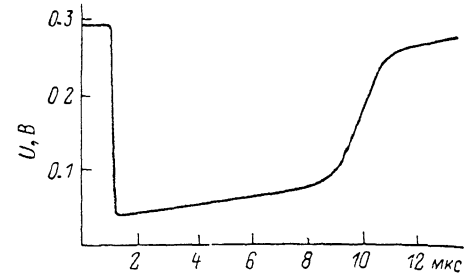

Рис. 2. Осциллограмма роста напряжения на разрушающемся образце.

Параметры контура LC_1 и размеры $МП$ выбирались таким образом, чтобы в процессе нагрева до момента отключения тока в проволочке не успевали развиться магнитогидродинамические неустойчивости [2], приводящие к неравномерному нагреву проволочки по длине.

В эксперименте регистрировалось напряжение на образце при протекании по нему тока зондирующего импульса (рис. 2). Так как ток зондирующего импульса оставался практически постоянным за время наблюдения, то по осциллограмме $U(r)$ можно судить об относительном изменении сопротивления образца во времени. Измерение объема образца в процессе вскипания проводилось по рентгеновским снимкам. Съемка велась в кадровом режиме с временем экспозиции кадра 25 нс. Точность привязки кадра к исследуемому процессу не хуже 0.2 мкс.

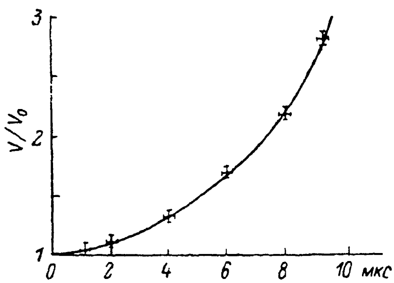

Рис. 3. Зависимость объема от времени.

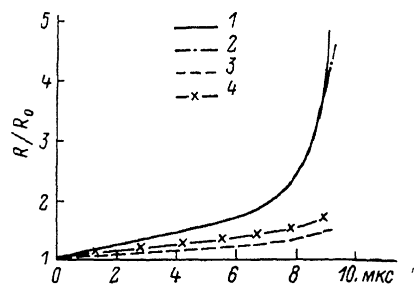

Рис. 4. Зависимость сопротивления образца от времени.

1 — расчет; *2* — *4* — расчет по теориям перколяции (формула (3)), Оделевского—Винера (формула (6)), Бруггемана (формула (6)) соответственно.

Относительные изменения объема V и сопротивления R образца во времени показаны на рис. 3 и 4 соответственно. За начальный объем принят объем образца V_0 в момент отключения греющего тока.

Обсуждение результатов эксперимента

Наиболее точное описание зависимости относительного увеличения объема образца от времени τ дает формула

$$\frac{V(\tau)-V_0}{V_0}=\frac{\Delta V(\tau)}{V_0}=\exp\left[\left(\frac{\tau}{\tau_r}\right)^{3/2}\right]-1, \tag{1}$$

где $V_0=V(\tau=0)$, $\tau_r=9.5$ мкс.

При $\tau < \tau_r$ (1) упрощается

$$\frac{\Delta V(\tau)}{V_0}\simeq\left(\frac{\tau}{\tau_r}\right)^{3/2}. \tag{2}$$

Такая зависимость получена в [3], где показано, что расширение образца связано с ростом пузырей пара. Их рост лимитируется теплоотводом от границы раздела фаз. Функция $R(r)/R_0$ $(R_0=R(\tau=0))$ хорошо аппроксимируется известной формулой теории перколяции, связывающей удельное сопротивление ρ образца с объемной концентрацией проводящей фазы x. Дополнительно учтена нетривиальная связь удельного и полного сопротивления образца

$$\frac{R(\tau)}{R_0}=\frac{\rho(\tau)\,l}{S(\tau)}\,\frac{S_0}{\rho_0 l}=\frac{\rho(\tau)}{\rho_0}\,\frac{V_0}{V(\tau)}=\frac{\rho(\tau)}{\rho_0}\,x(\tau)=[x(\tau)-x_c(\tau_c)]^{-t}\,x(\tau), \tag{3}$$

где $S(\tau)$ — сечение образца; l — его длина, остающаяся постоянной во время эксперимента; $S_0=S(\tau=0)$, x_c — порог протекания по металлу ($x=x_c$ при $\tau=\tau_c$); t — критический индекс.

Наилучшее совпадение данных эксперимента и расчета достигнуто при $x_c\simeq 0.27$ ($\tau_c\simeq$ $\simeq 11.1$ мкс), $t\simeq 0.86$, тогда как для задач регулярных узлов и связей $t=1.6...2.0$; в задаче регулярных узлов $x_c\simeq 0.16$ [1].

Полученное значение x_c близко к приведенным в [1] для задачи случайных узлов (0.29...0.38). Кроме того, если использовать формулу для расчета x_c задачи связей

$$x_c=\frac{d}{d+1}\,\frac{1}{z} \tag{4}$$

(d — размерность пространства, z — координационное число), то при $d=3$ и $x_c\simeq 0.27$, $z\simeq 5.6$ (для сравнения: у простой кубической решетки $z=6$). Использование (4) представляется резонным: по мере роста пузырей пара слои металла, разделяющие пузыри, становятся тоньше, форма слоев (пленок) существенно зависит от поверхностного натяжения на границе раздела металл—пар. Вблизи порога протекания образец имеет пенообразную структуру, что отмечалось в [4]. Вероятность разрыва стенок пузырей, играющих роль связей, вследствие их тонкости и большей площади выше вероятности разрыва областей стыковки этих стенок (узлов), что обосновывает применимость (4).

Можно указать несколько причин, по которым критический индекс $t<1$. Первая из них в том, что при постоянной массе образца его сопротивление растет с уменьшением $x(\tau)$ медленнее, нежели в задачах постоянного объема. Вторая связана с влиянием поверхностного натяжения, которое препятствует разрыву пленок между пузырями, стремится минимизировать площадь поверхности пузырей. Третья причина — постоянство длины образца: из-за этого вероятность слияния пузырей вдоль оси выше, чем в радиальном направлении. Как следствие, проводящие пути вдоль оси более устойчивы, чем перпендикулярные ей. Подобная ситуация реализуется при направленной перколяции, тогда $t<1$ [5, 6].

Корректность приближения постоянной массы жидкого металла в образце нетрудно обосновать. Плотности металла и пара различаются более чем в 10^3 раз. Поэтому даже десятикратный рост объема образца приводит к относительному уменьшению массы жидкого металла не более чем на 0.01. Можно пренебречь снижением температуры образца при испарении, поскольку удельная теплота испарения почти в 10 раз выше удельной теплоемкости металла.

Попытки описать зависимость $R\,[x(\tau)]/R_0$ другими формулами — теории эффективной среды [7] — оказались безуспешными (рис. 4). Использовались модифицированные в соответствии с (3) формулы Оделевского—Винера

$$\frac{R\,[x(\tau)]}{R_0}=\frac{3-x(\tau)}{2}, \tag{5}$$

Бруггемана

$$\frac{R\,[x(\tau)]}{R_0}=[x(\tau)]^{-1/2}, \tag{6}$$

Лихтенекера

$$\frac{R\,[x(\tau)]}{R_0}=\left(\frac{\rho_v}{\rho_m}\right)^{1-x(\tau)}x(\tau), \tag{7}$$

где $\rho_m=\rho_0$, ρ_v — удельные сопротивления металла и пара.

Данные расчетов по (5), (6) приведены на рис. 4. Расчет по (7) расходится с экспериментом настолько существенно, что соответствующая кривая не приводится.

Применимость теории перколяции для описания данных эксперимента, если максимальное значение $\rho(\tau)/\rho_0\simeq 13$, следует обосновать дополнительно. Согласно [8], при $x=x_c$

$$\rho=\rho_m\left(\frac{\rho_v}{\rho_m}\right)^{S}, \tag{8}$$

а при $x < x_c$

$$\rho = \rho_v (x_c - x)^q, \tag{9}$$

причем

$$S = t (t + q)^{-1} \tag{10}$$

(S и q — критические индексы), так что $0 < S < 1$.

Если значение t мало́, а q велико, то $S \to 0$ и в (8) $p \to p_m$, т. е. уже при $x \geqslant x_c$ удельное сопротивление образца определяется прежде всего значением удельного сопротивления металла и область наиболее сильного изменения R наблюдается при $x < x_c$. Это, видимо, и происходит в нашем случае. Определяющую роль, как уже отмечено, играет поверхностное натяжение на границе металл—пар.

Эксперимент показал, что при $\tau \geqslant \tau_c$ скорость роста сопротивления существенно уменьшается (рис. 2), что противоречит (9), (10) и изложенным выше соображениям. Этот вопрос предполагается обсудить в дальнейшем. Пока ограничимся следующим замечанием. Рост пузырей сопровождается утоньшением их стенок, что приводит к нестабильности формы образца. Возможно, он принимает энергетически более выгодную и, следовательно, стабильную форму, например, пузыри сливаются в более крупные, с тонкими стенками. Рентгеновское изображение при $\tau \geqslant 10$ мкс не позволяет различить поверхность образца. Это можно объяснить, считая, что образец теряет исходную форму и превращается в «гроздь», образованную крупными пузырями.

Список литературы

[1] *Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.* Электронные свойства легированных проводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
[2] *Абрамова К. Б., Валицкий В. П., Вандануров Ю. В.* и др. // ДАН СССР. 1966. Т. 167. № 4. С. 778.
[3] *Байков А. П., Будцев В. Я., Шестак А. Ф.* Препринт ИАиЭ СО АН СССР. № 208. Новосибирск, 1983.
[4] *Чейс В.* Взрывающиеся проволочки / Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 9 с.
[5] *Redner S.* // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 25. N 9. P. 5642—5655.
[6] *Bhatti F. M., Essam J. W.* // J. Phys. A. 1984. Vol. 17. N 2. P. 467.
[7] *Челидзе Т. Л., Куриленко О. Д., Деревянко А. В.* Электрическая спектроскопия гетерогенных систем. Киев: Наукова думка, 1977. 232 с.
[8] *Efros A. L., Shklovskii B. J.* // PSS(b). 1976. Vol. 76. N 2. P. 478.

Институт автоматики и электрометрии
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
17 августа 1988 г.

01

Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990

ВОЗБУЖДЕНИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ КОНВЕКЦИИ В ПРОВОДЯЩЕМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Е. Д. Эйдельман

В ряде случаев у холестерического жидкого кристалла велико значение коэффициента термоэдс. Это позволяет ожидать, что в холестериках может возникать аномальная конвекция, подобная рассмотренной в [1], однако имеющая специфику, связанную со свойствами холестерика в электрическом поле.

Оказывается, что в проводящем холестерическом жидком кристалле при оси холестерической спирали, поперечной градиенту температуры ∇T_0, возникает осциллирующая конвекция. В ньютоновской жидкости осциллирующая конвекция возникает, если на жидкость действует магнитное поле или жидкость вращается [2], т. е. в поле аксиального вектора. Причиной возникновения осциллирующей конвекции в холестерическом жидком кристалле является наличие такого вектора, связанного с направлением оси спирали.