

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТИ И ТВЕРДОГО ТЕЛА

Г. В. Дрейден, Ю. И. Островский, А. М. Самсонов,
И. В. Семенова, Е. В. Сокуринская

В работе [1] были приведены результаты экспериментов по взаимодействию сферической ударной волны сжатия с плоской границей раздела жидкости и упругого твердого тела. Целью настоящей работы было продолжение изучения этого круга явлений: отражение ударной волны от границы раздела сред, ее прохождение через границу раздела, фокусировка ударной волны и образование боковой волны в жидкости при отражении ударной волны от плоских и криволинейных поверхностей твердого тела.

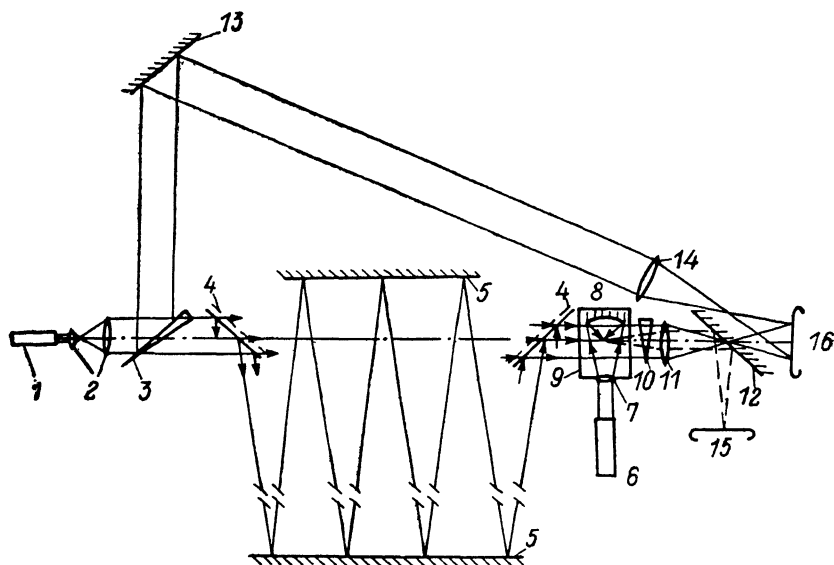


Рис. 1. Схема установки для получения голографических интерферограмм и теневых фотографий.

При проведении экспериментов использовалась установка [2], позволяющая одновременно регистрировать двухэкспозиционную голографическую интерферограмму и темнопольную теневую фотографию ударной волны, образованную сдвоенным лазерным импульсом, сформированным при помощи оптической линии задержки (рис. 1). Излучение от лазера ОГМ-20 1 расширяется телескопической системой 2. Отраженный от клина 3 пучок зеркалом 13 и объективом 14 направляется в плоскость регистрации голограммы 16. Таким образом формируется опорный пучок. Предметный пучок, прошедший через клин 3, направляется в кювету с дистиллированной водой 9. Ударная волна образуется в кювете после оптического пробоя жидкости, возникающего при фокусировке излучения от второго лазера ОГМ-20 6 (расширенного линзой 7) сферическим зеркалом 8. Объектив 11 с $F=150$ мм служит для фокусировки объекта на голограмму. Клин 10 необходим для регистрации голографических интерферограмм в полосах конечной ширины (для чего он поворачивается на небольшой угол между двумя экспозициями). Сдвоенный лазерный импульс, необходимый для регистрации теневой картины ударной волны в двух положениях, формируется оптической линией задержки, состоящей из полупрозрачных зеркал 4 и зеркал 5 с расстоянием между ними 5 м. Общая длина линии задержки ≈ 40 м, временной интервал между импульсами составляет 132 нс. Под углом 45° к оптической оси расположено зеркало 12 с отверстием в зеркальном слое, совмещенным с фокусом объектива 11. Оно направляет лучи, преломленные объектом, в плоскость регистрации теневой фотографии 15, а непреломленные лучи — в плоскость регистрации голограммы 16. Таким образом, зеркало 12 одновременно

является визуализирующей диафрагмой шпирен-установки и фильтром пространственных частот в голографическом интерферометре.

Голограммы регистрировались на аэрофотоплёнке типа 28, теневые фотографии — на фотоплёнке А-2. Первая экспозиция голограммы осуществлялась в отсутствие оптического

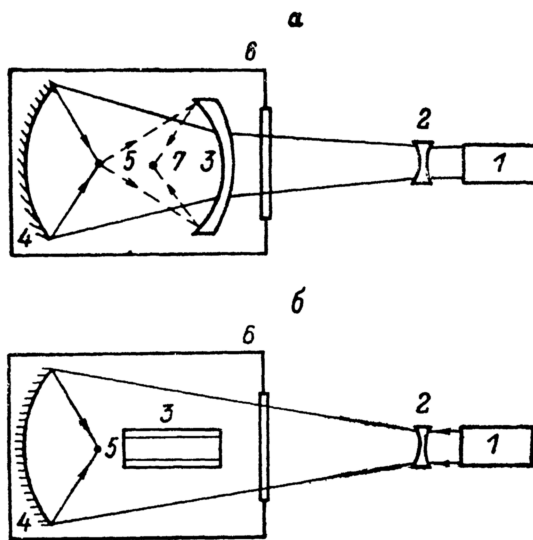


Рис. 2. Ход лучей в кювете с водой.

1 — лазер, 2 — отрицательная линза, 3 — выпукло-вогнутая линза (а) или цилиндрический твердый стержень (б), 4 — сферическое зеркало, 5 — точка фокусировки лазерного излучения, 6 — кювета, 7 — точка фокусировки ударной волны.

пробоя, вторая экспозиция производилась лазерным импульсом, синхронизованным с изучаемой стадией распространения ударной волны, возникшей в результате пробоя.

Затворы обоих лазеров ОГМ-20 синхронизовались с помощью многоканального генератора задержанных импульсов ГЗИ-6.

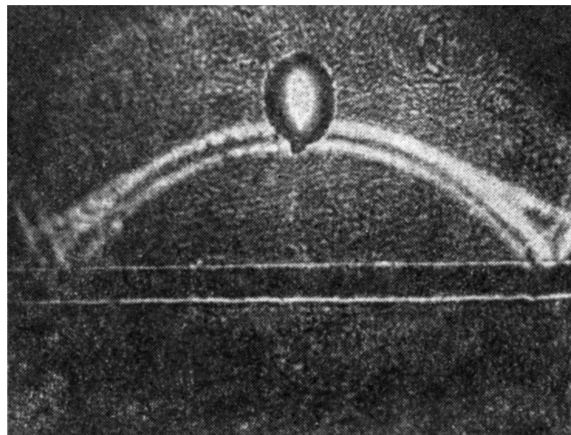


Рис. 3. Теневая фотография боковой волны, возникшей при отражении сферической ударной волны от плоской поверхности кварцевого стекла.

На рис. 2, а, б показан ход лучей в кювете с водой, в которую погружены либо выпукло-вогнутая линза, используемая в качестве фокусирующего элемента для ударной волны в жидкости, либо цилиндрический образец из полистирола с отполированными плоскими боковыми срезами при изучении взаимодействия ударной волны с границей раздела сред. Для предупреждения повреждения образцов они помещались на расстоянии не менее 5 мм от точки оптического пробоя жидкости.

Нами было продолжено изучение конической волны, обнаруженной в предыдущей работе [1]. Как показал последующий анализ, эта волна является боковой волной, причиной образования которой [3] является приповерхностная продольная волна деформации, возникающая только при углах падения, близких (в пределах десятых долей градуса) к углу полного внутреннего отражения продольной волны. Распространяясь вдоль границы, приповерхностная волна излучает в жидкость коническую боковую волну, образующая фронта которой составляет с границей раздела угол, близкий к углу полного внутреннего отраже-

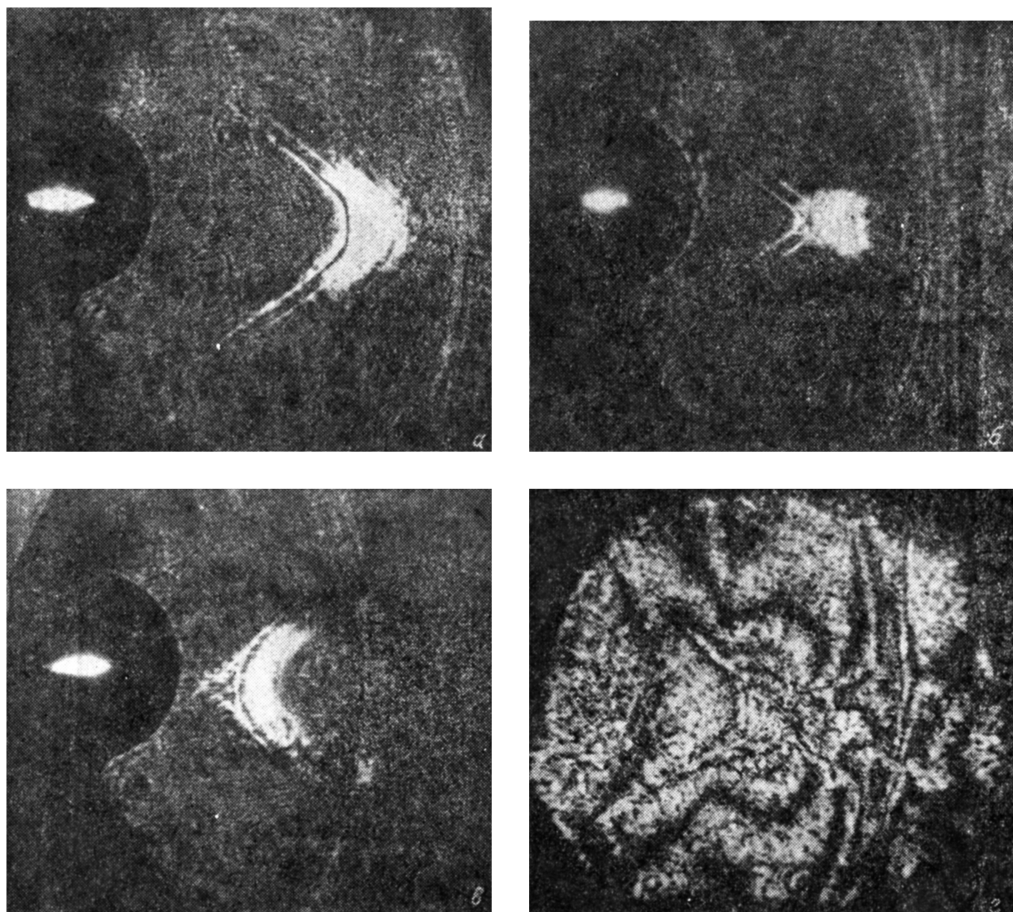


Рис. 4.

ния. На рис. 3 приведена двухэкспозиционная теневая фотография боковой волны, возникшей при отражении сферической ударной волны от плоской поверхности кварцевого стекла (скорости продольных звуковых волн в кварцевом стекле и воде равны $C_2=5370$ м/с, $C_1=1465$ м/с). Расчет угла полного внутреннего отражения для продольной волны

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{v_1}{v_2} \quad (1)$$

на границе раздела вода—стекло дает для звуковых волн значение $\alpha_1=16^\circ$, близкое к экспериментально найденному (рис. 3) значению $\alpha_1=20^\circ$.

При падении сферической ударной волны на вогнутую границу раздела больший участок фронта падает на границу раздела под углами, близкими к углу полного внутреннего отражения, что приводит к видимому на опыте росту интенсивности боковой волны. С другой стороны, приповерхностная волна, возникшая в некоторой точке вогнутой поверхности твердого тела, распространяется вглубь него по касательной к поверхности, что может приводить к некоторому ослаблению боковой волны. Форма боковой волны при отражении от криволинейной поверхности не является конической, но близка к ней, так как излучают только близкие

к касательной точки поверхности. Это приводит к резкому обрыву фронта боковой волны при отражении от сферической поверхности и небольшому искривлению периферических участков фронта.

На рис. 4, *a*, *б*, *в* приведены двухэкспозиционные теневые фотографии боковой волны, возникшей при отражении сферической ударной волны от вогнутой сферической поверхности (*a* — до фокуса, *б* — фокус, *в* — после фокуса). Вблизи фокуса (рис. 4, *б*) боковая волна ведет себя как сходящаяся коническая волна. На рис. 4, *г* приведена голографическая ин-

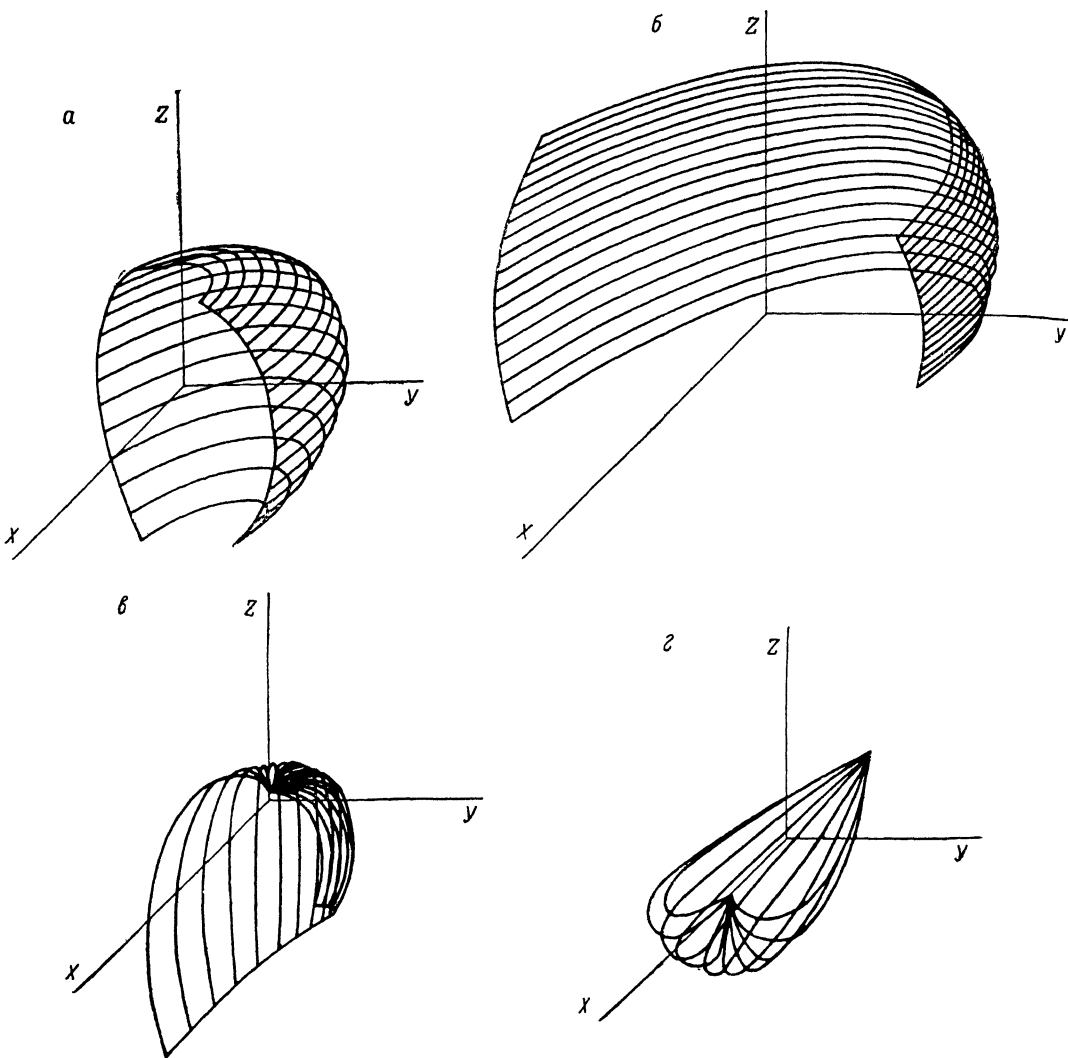


Рис. 5. Фрагменты поверхностей, удовлетворяющих условию $\alpha_e = \text{const}$ при различных значениях параметров α_e , b , φ .

Поверхности, описываемые уравнениями (4) (*a*—*в*) и (5) (*г*). *a*: $\alpha_e = 16^\circ$, $b = 0.26$, $0.4\pi < \varphi < 1.7\pi$; *б*: $\alpha_e = 16^\circ$, $b = 0.87$, $0.5\pi < \varphi < 1.7\pi$; *в*: $\alpha_e = 51^\circ$, $b = 0.26$, $0.5\pi < \varphi < 1.3\pi$; *г*: $\alpha_e = 16^\circ$, $0 < \varphi < 2\pi$, $\pi/2 < \theta < \pi$.

терферограмма, полученная одновременно с тенеграммой 4, *б*. Качественный анализ интерферограммы показывает, что изменение плотности жидкости в месте фокусировки ударной волны довольно велико. В зоне фокусировки после прохождения ударной волны в воде остаются мелкие пузырьки (рис. 4, *в*).

Из сказанного видно, что при необходимости увеличения интенсивности боковой волны можно найти такую форму отражающей поверхности, чтобы угол падения любого луча, исходящего из точечного источника, расположенного в точке $r=0$, в любой точке поверхности был бы равен углу полного внутреннего отражения. В двумерном случае такой кривой будет логарифмическая спираль, уравнение которой в полярных координатах (r , φ) имеет вид

$$r(\varphi) = R_0 e^{-tg \alpha_1 \varphi}, \quad (2)$$

где α_1 — угол полного внутреннего отражения продольной волны, характерный для материала поверхности; R_0 — параметр.

Можно показать, что в трехмерном случае в сферической системе координат (r, φ, θ) уравнение

$$r^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_1 \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)^2 = \operatorname{cosec}^2 \theta \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial \theta} \right)^2 \quad (3)$$

описывает искомую отражающую поверхность $F(r, \varphi, \theta) = 0$.

Сферическая ударная волна, исходящая из точки $r=0$, будет испытывать полное внутреннее отражение в любой точке этой поверхности и образовывать при этом боковую волну.

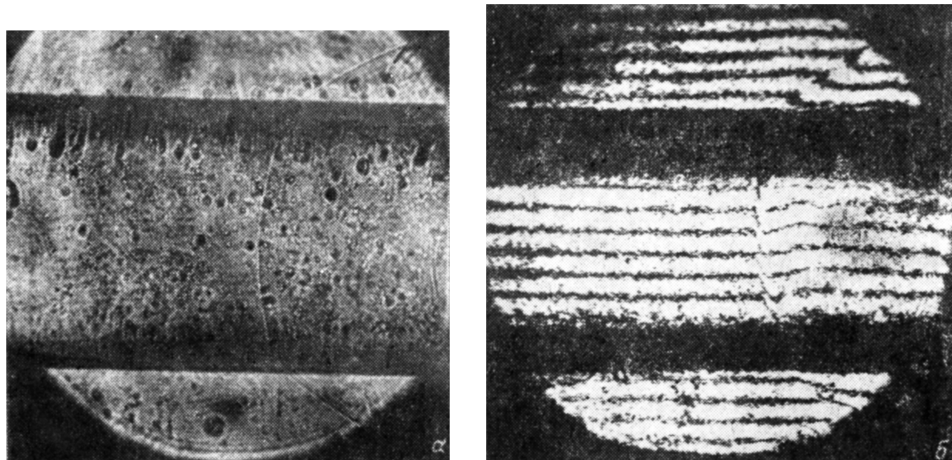


Рис. 6.

Среди множества решений уравнения (3), зависящих от параметров R_0 и b , есть такие поверхности, уравнения которых имеют вид

$$r(\varphi, \theta) = R_0 \exp \left[\pm b \operatorname{tg} \alpha_1 \left(\varphi + \operatorname{arc} \operatorname{tg} b t - \frac{1}{b} \operatorname{arc} \operatorname{tg} t \right) \right], \quad (4)$$

где $t \equiv \cos \theta / \sqrt{\sin^2 \theta - b^2}$.

Аксонметрические проекции фрагментов этих поверхностей при различных значениях R_0 , b , α_1 , $\varphi \in [\varphi_0, \varphi_1]$ и $\theta \in [\operatorname{arcsin} b, \pi - \operatorname{arcsin} b]$ приведены на рис. 5, *a—e*. Боковая волна, образующаяся при взаимодействии падающей волны с поверхностями (4), имеет непрерывный фронт. Если фиксировать значение $|\alpha_1|$, то вместо (4) можно получить более простые поверхности, образованные вращением части логарифмической спирали, лежащей на плоскости (X, Y) относительно любой оси, проходящей в этой плоскости через начало координат. Одна из таких поверхностей вращения описывается равенством

$$r(\varphi, \theta) = R_0 \exp (\pm \operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{arc} \cos (\sin \theta \cos \varphi)). \quad (5)$$

Фрагмент этой поверхности показан на рис. 5, *z*.

На рис. 6 приведены одноэкспозиционная теневая фотография (*a*) и голографическая интерферограмма (*b*) ударной волны продольного сжатия, распространяющейся внутри стержня из упругого материала. Прохождение ее по стержню сопровождается поперечным вздутием боковой поверхности стержня, что в свою очередь приводит к зарождению (в точке пересечения фронта ударной волны и поверхности) граничной конической «пуассоновой» волны в жидкости [4]. Ее скорость, измеренная по теневой фотографии, образованной двойным лазерным импульсом, $C_{II} = 2000$ м/с. Вне стержня видна также падающая сферическая ударная волна в жидкости, которая заметно отстает от ударной волны в твердом теле.

Таким образом, в настоящей работе описана экспериментальная установка, позволяющая одновременно получать теневые фотографии и голографические интерферограммы быстротекающих процессов. С помощью этой установки был исследован процесс фокусировки ударных волн при отражении их от сферической поверхности, а также процесс обра-

зования и фокусировки боковой отраженной волны в жидкости. Предложен метод усиления боковых волн за счет выбора формы отражающей поверхности. Обнаружены граничные «пуассоновы» волны, образующиеся в жидкости вблизи границы с твердым стержнем при распространении в нем ударной волны.

Авторы глубоко признательны Н. К. Кроль за большую помощь при построении аксонометрических изображений поверхностей $r(\varphi, \theta)$ (4).

Литература

- [1] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Самсонов А. М., Сокуринская Е. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 19. С. 1153—1158.
- [2] Давыдов А. Е., Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Этинберг М. И. // А. с. 1179744. БИ. 1986. № 11.
- [3] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
- [4] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Самсонов А. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 310—313.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А. П. Виноградов, А. В. Гольденштейн, А. К. Сарычев

В данной работе рассматриваются свойства неупорядоченных смесей, состоящих из проводящих и непроводящих частиц. С уменьшением концентрации P проводящих включений проводимость такой системы уменьшается и обращается в ноль при достижении некоторой концентрации P_c , называемой порогом протекания. Композитные системы, в которых наблюдается порог протекания, мы будем называть перколяционными системами. Вблизи P_c перколяционные системы обладают рядом аномальных свойств [1, 2], например диэлектрическая проницаемость обращается в бесконечность [3]. Однако получение перколяционных систем вблизи порога протекания представляет собой сложную экспериментальную задачу, поскольку небольшие ошибки в концентрации радикально изменяют свойства системы.

В данной работе рассматривается возможность управления концентрацией проводящих частиц в системе путем воздействия на систему сильного постоянного электрического поля. Ожидается, что под воздействием протекающего в системе тока часть проводящих частиц может разрушиться — перегореть как предохранители. Полученная таким образом система должна находиться ближе к порогу протекания, чем исходная. Увеличивая внешнее поле E , можно надеяться получить систему, сколь угодно близкую к P_c .

Целью данной работы является моделирование на ЭВМ процесса разрушения перколяционной системы под действием внешнего поля E . Заметим, что в перколяционной системе ток течет не по всем частицам, а только по части проводящих частиц, которые образуют каналы протекания. Совокупность всех каналов протекания называется скелетом бесконечного кластера (СБК) [1, 4]. По мере приближения к порогу протекания сетка каналов протекания становится все более разреженной, и при $P=P_c$ она полностью разрушается. Характерный размер ячейки ξ , так называемая корреляционная длина, ведет себя как $(P-P_c)^{-\nu}$, где $\nu=0.88$ [5]. Случайная структура каналов протекания приводит к неоднородному распределению токов в системе и вызывает неоднородный нагрев ее.

¹ Совокупность связанных между собой частиц (проводящих), пронизывающая весь объем перколяционной системы, называется бесконечным кластером (БК). Часть БК, которую нельзя отделить, убрав одну частицу (двухсвязанный компонент), называется каналами протекания или скелетом БК [1, 4].